ВІСНИК КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ISSN 1728-273x

— АСТРОНОМІЯ ——

_____ 2(54)/2016 Засновано 1958 року

Викладено результати оригінальних досліджень учених Київського університету з питань фізики Сонця, позагалактичної астрономії, астрофізики високих енергій, астрометрії, метеорної та кометної астрономії та озону над Антарктидою.

Для наукових працівників, аспірантів, студентів старших курсів, які спеціалізуються в галузі астрономії.

Изложены результаты оригинальных исследований по вопросам релятивистской астрофизики, физики Солнца, астрометрии, небесной механики. Для научных работников, аспирантов, студентов старших курсов, специализирующихся в области астрономии.

The Herald includes results of original investigations of scientists of Kyiv University on solar physics, extra-galactic astronomy, high energy astrophysics, astrometry, meteor and comet astronomy and ozone over the Antarctic.

It is intended for scientists, post-graduate students and student-astronomers.

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В. М. Івченко, д-р фізмат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	В. М. Єфіменко, канд. фізмат. наук (заст. відп. ред.); О. В. Федорова, канд. фізмат. наук (відп. секр.); Б. І. Гнатик, д-р фізмат. наук; М. Ю. Гордовський, канд. фізмат. наук; В. І. Жданов, д-р фізмат. наук; І. Д. Караченцев, д-р фізмат. наук; В. І. Клещонок, канд. фізмат. наук; Р. І. Костик, д-р фізмат. наук; В. Г. Лозицький, д-р фізмат. наук; Г. П. Міліневський, д-р фізмат. наук; С. Л. Парновський, д-р фізмат. наук; А. дель Пополо, проф., О. А. Соловйов, д-р фізмат. наук
Адреса редколегії	04053, Київ-53, вул. Обсерваторна, 3, Астрономічна обсерваторія 🖀 (38044) 486 26 91, 486 09 06 e-mail: visnyk@observ.univ.kiev.ua
Затверджено	Вченою радою Астрономічної обсерваторії 26.10.16 (протокол № 11)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/5 від 01.07.2010
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 20329-101129 від 25.07.13
Засновник та видавець	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, ВПЦ "Київський університет". Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
Адреса видавця	01601, Київ-601, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43 🖀 (38044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28

BULLETIN OF NATIONAL TARAS SHEVCHENKO UNIVERSITY OF KYIV

ISSN 1728-273x

— ASTRONOMY —

—— 2(54)/2016 Founded in 1958

Викладено результати оригінальних досліджень учених Київського університету з питань фізики Сонця, позагалактичної астрономії, астрофізики високих енергій, астрометрії, метеорної та кометної астрономії та озону над Антарктидою.

Для наукових працівників, аспірантів, студентів старших курсів, які спеціалізуються в галузі астрономії.

Изложены результаты оригинальных исследований по вопросам релятивистской астрофизики, физики Солнца, астрометрии, небесной механики. Для научных работников, аспирантов, студентов старших курсов, специализирующихся в области астрономии.

The Herald includes results of original investigations of scientists of Kyiv University on solar physics, extra-galactic astronomy, high energy astrophysics, astrometry, meteor and comet astronomy and ozone over the Antarctic.

It is intended for scientists, post-graduate students and student-astronomers.

RESPONSIBLE EDITOR	V. M. Ivchenko, Dr. Sci, prof.					
EDITORIAL BOARD	V. M. Efimenko, Ph. D. (vice-ed. resp.); O. V. Fedorova, Ph. D. (resp. sec.); B. I. Hnatyk, Dr. Sci; M. Yu. Gordovsky, Ph. D.; V. I. Zhdanov, Dr. Sci; I. D. Karachentzev, Dr. Sci; V. I. Kleschonok, Ph. D.; R. I. Kostyk, Dr. Sci; V. G. Lozytsky, Dr. Sci; G. P. Milinevsky, Dr. Sci; S. L. Parnovsky, Dr. Sci; A. del Popolo, Prof.; O. A. Soloviev, Dr. Sci.					
Editorial board Address	04053, Kiev-53, Observatorna str. 3, Astronomical Observatory ☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06 e-mail: visnyk@observ.univ.kiev.ua					
Confirmed	Scientific Comettee of Astronomical Observatory 26.10.16 (protocol № 11)					
Attested	Higher Attestation Council of Ukraine. Decree of the Presidium of HAC of Ukraine № 01-05/5 from 01.07.2010					
Registered	Ministery of Information of Ukraine. State registration certificate KB № 20329-101129 from 25.07.13					
Foundator and Publisher	National Taras Shevchenko University of Kyiv, Printing and publishing centre "Kiev University". The certificate is added to registry ДК № 1103 from 31.10.02					
Publisher's address	01601, Kiev-601, Shevchenka bv., 14, room 43 ☎ (38044) 239 31 72, 239 32 22; fax 239 31 28					

Кудря Ю. Розподіл темної матерії в гало близьких гігантських галактик	6
Парновський С., Ізотова I. Початкові функції світності галактик з активним зореутворенням	10
Жданов В., Дилда С. Якісний аналіз еволюції Всесвіту в гідродинамічній моделі з баротропним рівнянням стану	14
Пономаренко В., Сімон А., Чурюмов К. Параметри пилу та газу у комі комет C/2014 Q2 (LOVEJOY) і C/2013 US10 (CATALINA)	17
Еглітіс І., Егліте М., Андрук В., Пакуляк Л. U-величини зір і галактик з оцифрованих астронегативів телескопу Шмідта в Балдоне	21
Андрук В., Пакуляк Л., Головня В., Шатохіна С., Їжакевич Е., Процюк Ю. Про каталог екваторіальних координат і В-величин зір програми ФОН	24
Йулдошев К., Усманов О., Єгамбердієв Ш., Мумінов М., Рельке Е., Процюк Ю., Андрук В. Астрометрія і фотометрія оцифрованих платівок проекту ФОН-КІТАБ	28
Коваленко Н. Оцінка впливу негравітаційних ефектів на еволюцію орбіт кентаврів	31
Жданов В., Сташко О. Рух пробних тіл у статичному гравітаційному полі сферично-симетричної скалярно-польової конфігурації в загальній теорії відносності	35
Парновський С. Вплив близьких атракторів на великомасштабні пекулярні рухи галактик	38
Александров О., Жданов В. Часова затримка критичних зображень в околі каспової точки гравітаційно-лінзової системи	41
Баран О., Стоділка М. Розвиток конвективних структур у сонячній фотосфері Мозгова О. Діаграма Гротріана для ліній мультиплетів Mgl, що спостерігаються в метеорних спектрах	46
Козак П., Мозгова О. Концепція створення багатофункціонального мобільного автоматизованого комплексу для спостережень метеорів	51
Єфіменко В. Чурюмов Клим Іванович	56

Kudrya Ju. Dark matter distribution in haloes of nearby giant galaxies	6
Parnovsky S., Izotova I. Initial luminosity functions of starburst galaxies	10
Zhdanov V., Dylda S. Qualitative analysis of a cosmological evolution in a hydrodynamical model with a barotropic equation of stateë	14
Ponomarenko V., Simon A., Churiumov K. Parameters of dust and gas in the comma of the comets C/2014 Q2 (LoveJoy) and C/2013 US10 (Catalina)	17
Eglitis I., Eglite M., Andruk V., Pakuliak L. U-values ofstars and galaxies from digitized astronomic negatives obtained by Baldone Schmidt telescope	21
Andruk V., Pakuliak L., Golovnia V., Shatokhina S., Yizhakevich E., Protziuk Ju. About the catalog of equatorial coordinates and B-values of stars of the FON-program	24
Yuldoshev K., Usmanov O., Egamberdiev E., Muminov M., Rel'ke E., Protziuk Ju., Andruk V. Astrometry and photometry of digitized plates of the FON-KITAB project	28
Kovalenko N. Estimation of the non-gravitational effects on the Centaurs orbits evolution	31
Zhdanov V., Stashko O. The body motion in gravitational field of a spherically symmetrical configuration with scalar field in General relativity	35
Parnovsky S. An impact of nearby attractors on the collective peculiar motion of galaxies	
Alexandrov A., Zhdanov V. Time delay of critical images in the vicinity of cusp point of gravitational-lens systems	41
Baran O., Stodilka M. The development of convective structures in the solar photosphere	46
Mozgova A. Grothrian diagram for multiplet lines of MgI observed in meteor spectra	49
Kozak P., Mozgova A. The conception for creation of the multi-functional mobile automated complex for meteor observations	51
Efimenko V. Churiumov Klym I.	56

Кудря Ю. Распределение темной материи в гало близких гигантских галактик	6
Парновский С., Изотова И. Начальные функции светимости галактик с активным звездообразованием	10
Жданов В., Дылда С. Качественный анализ эволюции Вселенной в гидродинамической модели с баротропным уравнением состояния	14
Пономаренко В., Симон А., Чурюмов К. Параметры пыли и газа в коме комет С/2014 Q2 (ЛавДжой) С/2013 US10 (Каталина)	17
Эглитис И., Эглите М., Андрук В., Пакуляк Л. U-величины звёзд и галактик из оцифрованных астронегативов телескопа Шмидта в Балдоне	21
Андрук В., Пакуляк Л., Головня В., Шатохина С., Ижакевич Е., Процюк Ю. О каталоге экваториальных координат и В-величин звезд программы ФОН	24
Йулдошев К., Усманов О., Эгамбердиев Ш., Муминов М., Рельке Е., Процюе Ю., Адрук В. Астрометрия и фотометрия оцифрованных пластинок проекта ФОН-КИТАБ	28
Коваленко Н. Оценка влияния негравитационных эффектов на эволюцию орбит кентавров	31
Жданов В., Сташко С. Движение пробных тел в статическом гравитационном прле сферически-симметричной скалярно-полевой конфигурации в общей теории относительности	35
Парновский С. Влияние близких аттракторов на крупномасштабные пекулярные движения галактик	38
Александров А., Жданов В. Временная задержка критических изображений вблизи касповой точки гравитационно-линзовой ситсемы	41
Баран А., Стодилка М. Разитие конвективных структур в солнечной фотосфере	46
Мозговая А. Диаграмма Гротриана для линий мультиплетов MgI, которые наблюдаются в метеорных спектрах	49
Козак П., Мозговая А. Концепция создания многофункционального мобильного автоматизированного комплекса для наблюдений метеоров	51
Ефименко В. Чурюмов Клим Иванович	56

УДК 524.72

Ю. Кудря, канд. фіз.- мат. наук Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

РОЗПОДІЛ ТЕМНОЇ МАТЕРІЇ В ГАЛО БЛИЗЬКИХ ГІГАНТСЬКИХ ГАЛАКТИК

Для чотирьох близьких гігантських галактик (M81, NGC3368, Молочний шлях, M31) за кінематикою їх супутників побудовані профілі зростання орбітальних мас в залежності від припливного індексу, а також профілі густини темної матерії гало. Оцінені частини маси гало між віріальними радіусами та радіусами поверхні нульової швидкості.

Вступ. Одною з невирішених проблем космології є характер розподілу темної матерії (ТМ) відносно видимої речовини. Зокрема ця проблема виявляється у невідповідності локальних оцінок відносної густини ТМ з глобальною густиною $\Omega_m \cong 0.26$ [1]. Наприклад, підсумовування віріальних мас груп та скупчень у об'ємі радіусом 50 Мпк дало оцінку локальної густини $\Omega_m \cong 0.08 \pm 0.02$ [2], тобто більш ніж у три рази меншу за глобальну середню густину. Низькі значення локальної густини підтверджувались і в інших роботах, наприклад в [3]. Обговорюються [4] три можливі причини: а) групи та скупчення оточені темними ореолами, їх основна маса знаходиться за межами віріального радіуса, b) Місцевий об'єм (МО) не є репрезентативним, оскільки розташований всередині гігантського войда, с) основна частина матерії не прив'язана до світних груп та скупчень, а розподілена між ними у вигляді масивних темних згущень. Автор [4] схиляється до третьої причини, а проти першої є такий факт. В роботі [5] було показано, що повна маса скупчення Діви, $M_{\tau} = (8.0 \pm 2.3) \cdot 10^{14} M_{Sun}$, яка визначена в межах радіуса d_0 поверхні нульової швидкості, не сильно відрізняється від віріальної маси $M_{vir} = (7.0 \pm 0.4) \cdot 10^{14} M_{Sun}$ в межах віріального радіуса d_{vir} , тобто у шарі від d_{vir} до d_0 знаходиться 12% від повної маси. Аналогічна ситуація має місце і навколо Місцевої групи галактик [6]. Для пояснення парадоксу "загубленої ТМ" треба шукати нові спостережні дані.

За останні 15 років були проведені масові вимірювання відстаней до найближчих галактик кількома спостережними командами, спираючись на унікальну роздільну здатність Космічного телескопа імені Габбла. Використання зір кінцівки гілки червоних гігантів (TRGB, Tip of Red Giant Brench) за "стандартну свічку" (див. [7]) дозволило визначити відстані до більш ніж 300 найближчих галактик з похибкою ~10 %. Результатом цієї роботи став, зокрема, каталог UNGC (The Updated Nearby Galaxy Catalog [8], який містить найбільш повне зведення різних спостережуваних характеристик для ~ 800 галактик, розташованих в межах 11 Мпк. UNGC на даний час є найбільш повною і однорідною вибіркою сусідніх галактик, для більшості з яких відомі просторові координати, світності та променеві швидкості. На відміну від більшості каталогів, обмежених за потоком, ця вибірка є обмеженою за відстанню. Це робить UNGC найбільш придатним для порівняння зі спостереженнями на масштабах МО (~ 0,1÷10 Мпк) результатів моделювання розподілу ТМ.

На основі даних з каталогу UNGC у [9] було оцінено орбітальні маси 15 великих галактик Місцевого об'єму, що мають найбільшу кількість супутників, зокрема Молочного шляху (Milky Way, MW) та галактики M31 в Андромеді. В даній роботі ми робимо спробу за наявними даними для вказаних 15 галактик оцінити профілі зростання орбітальних мас в області до поверхні нульової швидкості, та перевірити гіпотезу про "темну периферію" гігантських світних галактик серед розглянутих у [9]. При цьому ми не використовуємо жодної теоретичної моделі розподілу TM, лише спостережну залежність орбітальної маси від припливного індексу, який визначає відстань від галактики до її супутників.

Орбітальні маси близьких галактик. Визначення мас груп галактик з використанням даних про їх променеві швидкості та взаємні відстані є одною з класичних задач позагалактичної астрономії. Бекол та Тримейн [10] запропонували метод, що грунтується на понятті проекційної маси $q \equiv G^{-1} (\Delta V)^2 R_\rho$, де ΔV – радіальна компонента швидкості галактики відносно центра групи, R_ρ – проекційна відстань у картинній площині відносно центра. Ними було показа-

но, що для сферично симетричної системи середнє значення $\langle q \rangle = \frac{\pi M}{32} (3 - 2 \langle e^2 \rangle)$. У випадку, коли у групі домінує за

масою одна галактика ("патрон" групи), що оточена карликовими супутниками, з наведеного значення $\langle q \rangle$ отримують оцінку маси "патрона" в залежності від середнього квадрата ексцентриситета:

$$M_{orb} = \frac{32}{\pi G} (3 - 2\langle \mathbf{e}^2 \rangle)^{-1} \langle (\Delta V)^2 R_{\rho} \rangle, \qquad (1)$$

де ΔV та R_{ρ} відраховуються відносно швидкості та положення "патрона".

Оцінку (1) називають орбітальною масою. У випадку нехтовно малих мас супутників орбітальна маса є оцінкою і головної галактики, і всієї групи. Середній квадрат ексцентриситету варіюється на фактор 3 між чисто радіальними (e=1) та чисто коловими (e=0) орбітами. При ізотропному розподілі швидкостей на орбітах з різними ексцентриситетами часто приймається $\langle e^2 \rangle = 1/2$. При обчисленні орбітальних мас в [9] приймалася ця умова на середній ексцен-

триситет орбіт. У даному розгляді теж приймається така умова.

Радіальні профілі темної матерії. На основі даних каталогу UNGC [8] був складений в [11] список "почтів" гігантських галактик в межах МО. При цьому використовувався припливний індекс Θ , що визначається таким чином:

$$\Theta = \max\left[\log\left(M_n^* / d_n^3\right)\right] + C, n = 1, ..., N.$$
(2)

Тут M_n^* – зоряна маса сусідньої *n*-ї галактики, $d_n -$ ії просторова відстань від галактики, що розглядається. Зоряна маса галактики M^* оцінюється за її світністю L_{κ} у *K*-смузі з прийняттям $M^*/L_{\kappa} = M_{Sun}/L_{\kappa,Sun}$ [12]. Ранжування галактик, що оточують певну галактику, за величиною припливної сили $F_n \sim M^*/d_n^3$, дозволило знайти найбільш впливову сусідку, яка позначається як MD (main disturber). Стала C = -10.96 у (2) вибрана таким чином, щоби галактика з $\Theta = 0$ знаходилася на сфері нульової швидкості відносно її MD (деталі див. в [13]). Нульове значення Θ розділило потенціальні супутники на гравітаційно пов'язані з "патроном" ($\Theta \ge 0$) та галактики поля ($\Theta < 0$).

У роботі [9] були визначені орбітальні маси 15-и найбільших в межах МО галактик за кінематичними даними для галактик-супутників з Θ ≥ 0, тобто за гранично мале значення припливного індексу приймалося Θ = 0. В даній роботі в межах кожного почту ми розглядаємо залежності оцінок орбітальних мас, варіюючи граничним (найменшим) значенням Θ. Тим самим ми будуємо спостережні профілі густини темної матерії від логарифма просторової відстані. Дійсно, за означенням (2) припливного індексу в межах почту певного MD маємо зв'язок:

$$\Theta = -3\log(d/d_{o}) \tag{3}$$

Тут *d*₀ – радіус сфери нульової швидкості, якому відповідає нульове значення припливного індексу, *d* – відстань від центра до супутника. Якщо *M*_{orb}(Θ) – спостережна залежність орбітальної маси від граничного (мінімального) значення припливного індексу, то профіль густини темної матерії у разі сферично симетричного розподілу має вигляд:

$$\rho(\boldsymbol{d}) = -\frac{3M'_{orb}(\Theta(\boldsymbol{d}))}{4\pi \boldsymbol{d}^3 \ln 10}.$$
(4)

У чисельнику стоїть похідна від $M_{orb}(\Theta)$ за її аргументом Θ .

Якщо обмежитися поліноміальними апроксимаціями поблизу $\Theta = 0$,

$$y \equiv M_{orb} / 10^{12} M_{Sun} = \sum_{i=0}^{m} C_i \Theta^i$$
, (5)

де т – ступінь полінома, то профіль густини (4) ТМ поблизу поверхні нульової швидкості представляється у вигляді:

$$\rho(d) = -\frac{3 \cdot 10^{12} M_{Sun}}{4 \pi d^3 \ln 10} \sum_{i=1}^{m} i C_i \Theta^{i-1} .$$
(6)

Профілі густини для чотирьох близьких гігантських галактик. З усіх 15-и галактик, для яких в [9] визначені орбітальні маси, побудувати апроксимацію залежності $M_{orb}(\Theta)$ вдалося лише для чотирьох галактик, М81, NGC3368, MW та M31. Ми задалися таким правилом: обчислювати орбітальну масу не менше ніж за шістьма або у крайньому випадку п'ятьма супутниками в об'ємі, що визначається певним Θ . Це вилучило з розгляду дев'ять галактик з п'ятнадцяти. Наприклад, для найбільшої у нашій вибірці галактики NGC4594 ("Сомбреро") набралося шість супутників лише на поверхні нульової швидкості ($\Theta = 0$). Крім того, для двох галактик апроксимація дала зростаючу з Θ лінію, що суперечить фізичному смислу: маса TM в зростаючому об'ємі мусить лише зростати. Такі випадки теж були відкинуті. Для решти галактик залежності $M_{orb}(\Theta)$ подаються на чотирьох панелях рис. 1. Штрихові лінії відповідають апроксимації (5) з коефіцієнтами з табл.1. Число в дужках поруч з точкою означає кількість супутників, дані про які були використані для визначення орбітальної маси.

На графіках рис. 1 залежностей $M_{orb}(\Theta)$, точки, що відповідають мінімальній кількості супутників та мінімальному об'ємові, є крайніми правими. Крайні ліві точки відповідають найбільшим значенням об'єму. При цьому, ми наносимо на графік також точки в інтервалі $\Theta \in [-0.5, 0.0)$ (якщо є такі). Це обумовлено необхідністю контролю залежності $M_{orb}(\Theta)$ поблизу $\Theta = 0$, вважаючи, що через похибки вимірювань точки з $\Theta \in [-0.5, 0.0)$ насправді знаходяться всередині сфери нульової швидкості. Апроксимуючі криві ми будемо будувати, однак (за винятком MW), за точками, що відповідають "фізичним" супутникам, тобто починаючи з $\Theta = 0$ до крайньої правої точки у шкалі значень Θ . Довжини вертикальних ліній позначають похибки визначення орбітальної маси.

Апроксимація вигляду (5) шукалася в класі поліномів не більш як четвертого порядку. Виявилося, що для всіх чотирьох галактик лінійні, а для M31 та NGC3368 і квадратичні складові можуть бути відкинуті внаслідок малої значущості за критерієм Фішера. Особливості апроксимацій для MW і M31 обговорюються нижче. В табл. 1 крім коефіцієнтів поліномів також подані інтервали значень Θ , на яких визначався поліном, а також відповідні інтервали відстані від центра, нормованої на радіус сфери нульової швидкості. У передостанньому стовпчику подані значення стандартного відхилення від лінії регресії та у дужках – їх значення, поділені на C₀. Останні величини дозволяють порівнювати якість апроксимацій для різних MD в приблизно одному масштабі значень. В останньому стовпчику наведено оцінку х частини TM на периферії гало (див.нижче).

М81 Для цього MD побудована апроксимація представляється найбільш правдоподібної, хоча почет з необхідними даними не є найчисельнішим (26 супутників в межах поверхні нульової швидкості). На Рис. 1а показані визначення орбітальних мас на відрізку [–0.3, 2.9]. Штрихова апроксимуюча лінія побудована за точками від $\Theta = 0$ до $\Theta = 2.9$, вона є поліномом четвертого порядку без лінійного члена (див. коефіцієнти в табл. 1). Найбільші відхилення від апроксимуючої кривої відбувається при $\Theta = 1.4$ при приєднанні до вибірки KDG073 та UGC05497, а також при $\Theta = 0.2$ при приєднанні UGC94483. Цікаво, що включення у вибірку галактики M82 з $\Theta = 2.8$ майже не порушує залежності. Профіль густини TM:

$$\rho(d) = \frac{10^{11} M_{Sun}}{d^3} \left\{ (8.2 \pm 1.6) \cdot \Theta(d) + (-6.8 \pm 1.8) \cdot \left[\Theta(d)\right]^2 + (1.4 \pm 0.5) \cdot \left[\Theta(d)\right]^3 \right\},\tag{7}$$

де $\Theta = \Theta(d)$ задається у (3).

відно. Профіль густини темної матерії:



NGC3368 Значення орбітальної маси в крайній правій точці рис.1b визначено за п'ятьма, а в крайній лівій точці ($\Theta = 0.2$) – за двадцятьма супутниками. Апроксимація, що побудована на інтервалі Θ від 0.2 до 1.5, визначається коефіцієнтами в табл. 1, причому лінійний та квадратичний члени виявилися несуттєвими. Найбільші відхилення: при $\Theta = 0.7$ та $\Theta = 0.3$ при додаванні до вибірки ACG202248 з $\Delta V = 280$ км/с та ACG205156 з $\Delta V = 22$ км/с, відпо-

$$\rho(d) = \frac{10^{12} M_{Sun}}{d^3} \left\{ (4.9 \pm 1.2) \cdot \left[\Theta(d)\right]^2 + (-3.1 \pm 1.1) \cdot \left[\Theta(d)\right]^3 \right\}.$$
(8)

Milky Way. Для МW ми дещо відходимо від прийнятих правил побудови апроксимуючого поліному. Це обумовлено двома обставинами. По перше, дві крайні праві точки на рис. 1с при $\Theta = 3.7$, 3.8 неможливо зв'язати гладкою кривою з рештою точок. Різкий підйом залежності при $\Theta = 3.6$ до рівня ~ $0.6 \cdot 10^{12} M_{sun}$ зі збільшенням об'єму (зменшенням Θ) обумовлений входженням у вибірку Bootes III з великим значенням $\Delta V = 241$ км/с. Наступне входження

Таблиця 1

при $\Theta = 3.5$ Великої Магеланової Хмари (разом з Малою, для якої Велика є MD) не приводить до стрибків, а підтверджує значення маси на рівні ~ $0.6 \cdot 10^{12} M_{Sun}$. Після цього маємо майже плавне зростання маси до значення $\Theta = 0.5$. Тому ми при апроксимації не приймаємо до уваги точки $\Theta = 3.7$, 3.8. По-друге, відсутність супутників в діапазоні $\Theta \in (0, 0.5)$ поблизу поверхні нульової швидкості погіршує точність визначень та, можливо, дало занижене значення маси MW, що знайдене в [9], оскільки фактично орбітальна маса обчислена за даними про 27 супутників лише з $\Theta \ge 0.5$ (або $d/d_0 < 0.6813$). Тому ми приймаємо інтервал апроксимації подовженим до значення $\Theta = -0.5$, приймаючи можливість належності чотирьох додаткових супутників до області всередині поверхні нульової швидкості. Профіль густини темної матерії:

$$\rho(d) = \frac{10^{11} M_{Sun}}{d^3} \left\{ (1.62 \pm 0.25) \cdot \Theta(d) + (-1.16 \pm 0.23) \cdot \left[\Theta(d)\right]^2 + (0.204 \pm 0.049) \left[\Theta(d)\right]^3 \right\}.$$
(9)

Зауважимо, що апроксимація для MW має недолік – позитивну похідну на вузькій ділянці правого краю залежності. Цей недолік, однак, не є суттєвим, оскільки далі для оцінки маси "темної периферії" ця ділянка не використовується.

M31 На рис. 1d проведена апроксимація залежності $M_{orb}(\Theta)$ для M31 поліномом четвертого порядку з коефіцієнтами в табл.1. Лінійні та квадратичні доданки були виключені через їх малу значущість. Потенціальних супутників в діапазоні $\Theta \in (-0.5, 0.0)$ немає. Апроксимація має суттєвий недолік, оскільки на інтервалі $\Theta \in (0.8, 1.8)$, необхідному для обчислення периферійної маси, приріст маси TM зі збільшенням відстані є від'ємним ($M_{orb}(\Theta)$ має додатну похідну). Можливо, що на інтервалі $\Theta \in (0, 2)$ реально маємо слабко спадаючий з Θ відрізок кривої, а приблизно при $\Theta > 2$ – різке спадання. Можливо, що таку картину створює галактика M33 з $\Theta = 1.7$ ($d/d_0 = 0.2712$), зоряна маса якої лише у 15 разів менша за зоряну масу M31. Внаслідок такої нефізичної ситуації ми не наводимо відповідний вираз для профілю густини TM.

ТМ на периферії гало. У останньому стовпчику табл.1 подані значення (у процентах) величини $\chi = 1 - M_{orb}(1.63) / M_{orb}(0)$, тобто частини маси ТМ, що знаходиться між радіусами d_{vir} та d_0 . При цьому відношення цих радіусів приймається орієнтовно 3.5 (див. [13]), чому відповідає $\Theta = 1.63$.

Як видно з рис. 1d, величина χ для M31 близька до нуля внаслідок горизонтальної ділянки залежності $M_{orb}(\Theta)$ поблизу $\Theta = 0$. Тобто прирощення TM на даному інтервалі Θ є несуттєвим. Для решти галактик ми порівняли отримані значення χ з тим значенням, що відповідає NFW-профілю [14]. Приймаючи параметр концентрації C=12 [15] та перевищення в 3.5 рази радіуса поверхні нульової швидкості над віріальним радіусом [13], ми отримали оцінку в 41%. Це значення менше наших визначень для M81, NGC3368 та MW. Видна різноманітність оцінок χ від галактики до галактики.

Висновки. У даній роботі була здійснена спроба відтворити профілі густини ТМ в гало 15-и галактик МО з найбільшою кількістю супутників. Раніше для цих галактик в роботі [9] були обчислені орбітальні маси M_{orb} в межах поверхні нульової швидкості. Можливість обчислення профілю густини для певної гігантської галактики дає ранжування її супутників за припливним індексом Θ , що виконане в [11]. З визначення припливного індексу випливає можливість обчислення M_{orb} як функції граничного (мінімального) значення Θ . Було розглянуто апроксимації радіального профілю маси ТМ на галактичних масштабах у вигляді (5) поліномом четвертого порядку. Відповідний профіль густини ТМ має вигляд (6).

Для чотирьох галактик (M81, NGC3368, Milky Way, M31) було побудувано профілі маси ТМ на інтервалі відстаней поблизу поверхні нульової швидкості. Цікаво, що для всіх чотирьох галактик лінійний член в апроксимації відсутній. Можливо це підказує, що темне гало на поверхні нульової швидкості закінчується.

Була проведена оцінка маси ТМ на периферії гало, в об'ємі між віріальним радіусом та радіусом поверхні нульової швидкості. Для М31 частина цієї маси від повної маси близька до нуля, тобто ТМ кінчається приблизно на віріальному радіусі $d_{vir} \approx d_0 / 3.5$. Ця масса складає приблизно від повної маси 52%, 71% та 89% для МW, M81 та NGC3368, відповідно. Для профілю NFW відповідне значення є 41% (при параметрі концентрації C=12). Отже, наші оцінки, що отримані без прийняття певного теоретичного профілю густини ТМ гало гігантських галактик, в трьох випадках з чотирьох є більшими за очікувані на основі NFW профілю.

Публікація містить результати досліджень, проведених при грантовій підтримці Державного фонду фундаментальних досліджень за договором Ф64/45-2016 від 28.04.2016.

Список використаних джерел

1. Bahcall N.A. Kulier A. Tracing mass and light in the Universe: Where is Dark Matter? // MNRAS. - 2014. -V. 439. - P. 2505-2514 (arXiv:1310.0022).

- 2. Makarov D.I., Karachentsev I.D. Galaxy groups and clouds in the local (z~0.01) universe // MNRAS. 2011. V. 412. P. 2498–2520.
- 3. Tully R.B. Nearby groups of galaxies. II. An all sky survey within 3000 kilometer per second // Astroph. J. 1987. V. 321. P. 280-304.
- 4. Karachentsev I.D. Missing Dark Matter in the Local Universe // Astroph. Bulletin. 2012. V. 67. P. 123–134.

5. Karachentsev I.D. Tully R.B., Wu Po-Feng et al. Infall of nearby galaxies into the Virgo cluster as traced with HST // Astroph. J. – 2014. – V. 782. – article id. 4, 9 p.

- 6. Karachentsev I.D. Kashibadze O.G., Makarov D.I., Tully R.B. The Hubble flow around the Local group // MNRAS. 2009. V.393. P. 1265–1274. 7. Lee M.G., Freedman W.L., B.F.Madore B.F. Stellar populations in the dwarf elliptical galaxy NGC185 // Astron. J. – 1993. – V. 106. – P. 964–985.
- 8. Karachentsev I.D. Makarov D.I., Kaisina E.I. Updated Nearby Galaxy Catalog // Astron. J. 2013. V. 145. article id. 101, 22 p.

9. Karachentsev I.D., Kudrya Yu.N. Orbital masses of nearby giant galaxies // Astron. J. - 2014. - V. 148. - article. id. 50, 15p.

10. Bahcall J.N., Tremaine S. Method for determining the masses of spherical systems. I. Test particles around a point mass // Astroph. J. – 1981. – V. 244. – P. 805–819

11. Karachentsev I.D., Kaisina E.I., Makarov D.I. Suites of dwarfs around nearby giant galaxies // Astron. J. - 2014. - Vol.147. - article id. 13, 9p.

12. Bell E.F., McIntosh D.H., Katz N., Weinberg M.D. The optical and near-infrared properties of galaxies. I. Luminosity and stellar mass function // Astroph. J. Suppl. Ser. – 2003. – V. 149. – P. 289–312.

13. Karachentsev I.D., Makarov D.I. Galaxy interactions in the Local volume // IAUS. - 1999. - V. 186. - P. 109-116.

Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M. An universal density profile from hierarchical clustering // Astroph. J. – 1997. – V. 490. – P. 493–508.
 Klypin A., Zhao Hong Shen, Sommerwille R.S. ΛCDM-based models for the Milky Way and M31. I. Dynamical Models // Astroph. J. – 2002. – Vol. 573,

Is. L. P. 597–613.

Надійшла до редколегії 30.08.15

Kudrya Ju., Ph.D. Astronomical Observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

DARK MATTER DISTRIBUTION IN HALOES OF NEARBY GIANT GALAXIES

The profiles of orbital mass growth depending on the tidal index and the profiles of dark matter halos density were built based on kinematics of the satellites of four nearby giant galaxy (M81, NGC 3368, Milky Way, M31). Parts of the dark matter halo between virial radii and radii of the zero velocity surface are estimated.

Кудря Ю., канд. физ.- мат. наук Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В ГАЛО БЛИЗКИХ ГИГАНТСКИХ ГАЛАКТИК

Для четирех близких гигантских галактик (М81, NGC3368, Млечный Путь, М31) по кинематике их спутников построены профили роста орбитальных масс в зависимости от приливного индекса, а также профили плотности темной материи в гало. Оценены части массы гало между вириальными радиусами и радиусами поверхности нулевой скороости.

УДК 524.7

С. Парновський, д-р. фіз.-мат. наук, І. Ізотова, канд. фіз.-мат. наук Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ПОЧАТКОВІ ФУНКЦІЇ СВІТНОСТІ ГАЛАКТИК З АКТИВНИМ ЗОРЕУТВОРЕННЯМ

Розглянуто початкові функції світності, які описують розподіл світності галактик у рекомбінаційній лінії Нα у зонах іонізованого водню та ультрафіолетовому континуумі при нульовому віці спалаху, для вибірки 800 галактик з активним зореутворенням. Показано, що початкові функції світності галактик з активним зореутворенням у лінії Нα та ультрафіолетовому континуумі можуть бути задовільно описані log-нормальною функцією, яка описує і поточні функції світності.

Функція світності (ФС), яка описує розподіл світності галактик, є важливою статистичною характеристикою населення галактик. Зазвичай у якості ФС обирають функцію Шехтера (ФШ) [22], яка відома у математичній статистиці як гамма функція.

У низці робіт проведено дослідження ФС галактик у різних діапазонах випромінювання: на 60 мкм у далекому інфрачервоному діапазоні [13, 21, 23]; для вибірки близько 50 тис галактик з червоним зміщенням z ≤ 0.1 [20] в ультрафіолетовому (УФ) діапазоні на основі розподілу відношення швидкості зореутворення, яка пропорційна світності, до маси; у радіоконтинуумі [7, 15, 24]. При цьому встановлено, що досліджувані ФС не можуть бути апроксимовані функцією Шехтера. Такий же результат отримано для області високих світностей вибірки 34 світних галактик на великих червоних зміщеннях [5]. У роботі [10] на основі дослідження функцій світності галактик з використанням даних місії GALEX та WiggleZ Dark Energy Survey при z > 0.55 виявлено надлишок світних галактик, якщо порівнювати з розподілом Шехтера.

У той же час функція Шехтера гарно відтворює ФС у оптичному та близькому інфрачервоному діапазонах, у рекомбінаційній лінії Hα у областях іонізованого водню [8, 14], та УФ діапазоні [25].

Автори робіт [1, 16, 17, 18] детально досліджували функції світності вибірки 800 галактик зі спалахом зореутворення. Було показано, що ФС, які отримано зі спостережень випромінювання галактик з активним зореутворенням у рекомбінаційній лінії На, далекому та близькому ультрафіолетовому континуумі, суттєво відрізняються від функції Шехтера. Було запропоновано ряд функцій, які задовільно описують спостережну ФС досліджуваних галактик, у числі яких є *log*-нормальна функція.

Функцію світності типу функції Шехтера, остання базується на розподілі Пуассона, можна очікувати у випадку незалежності ймовірності зореутворення у двох сусідніх близьких областях галактик. Отриманий у роботах [1, 16, 17, 18] результат – відмінність спостережної ФС від функції Шехтера – свідчить на користь зкорельованності процесів зореутворення у близьких сусідніх областях галактики. Надлишок числа галактик з високою світністю (*L*(Hα) > 5 × 10⁴² ерг·с⁻¹), який виявлено у роботах [1, 16, 17, 18], ймовірно, можна віднести за рахунок поширення зореутворення на сусідні області галактики, простимульованого спалахом зореутворення у певному осередку.

Дослідження у роботах [1, 16, 17, 18] проведено для випадку, коли початкова ФС представлена функцією Шехтера. У цій роботі розглянуто випадок апроксимації початкової функції світності вибірки 800 галактик з активним зореутворенням *log*-нормальним розподілом у трьох діапазонах: рекомбінаційній лінії Нα та ультрафіолетовому континуумі (*FUV* далекому та *NUV* близькому).

Для дослідження ми використовували ту ж вибірку галактик з активним зореутворенням [9], що і у роботах [1, 16, 17, 18]. Це – вибірка компактних галактик великої світності (*LCG*s), z ~ 0.02 – 0.6, утворена на основі даних Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [2].

Детальний опис критеріїв відбору вибірки *LCG*s галактик приведено у роботах [9, 17]. Відзначимо принципові позиції відбору: *LCG*s мають компактні розміри (≤ 10") та низький вміст важких елементів (12 + logO/H ~ 7.6 – 8.4); їх світність та еквівалентна ширина в емісійній лінії Нβ в зонах НІІ є *L*(Hβ) ≥ 3 × 10⁴⁰ ерг с⁻¹ та EW(Hβ) ≥ 50 Å і EW(Hβ) ≥ 100 Å, відповідно, що свідчить про наявність сильного і "молодого" спалаху зореутворення; на діагностичній діаграмі [3, 11] *LCG*s галактики займають область, яка притаманна зонам НІІ високої іонізації, у них відсутні спектральні ознаки наявності активних ядер.

Галактики вибірки було ототожнено з джерелами випромінювання у далекому (*FUV*, λ_{eff} = 1528 Å) та близькому (*NUV*, λ_{eff} = 2271 Å) ультрафіолетовому континуумі за даними спостережень місії GALEX.

Світності галактик у трьох діапазонах (рекомбінаційній лінії Ηα, ультрафіолетовому *FUV* та *NUV* континуумі) було отримано з належним врахуванням екстинкції випромінювання та корекцією за апертуру спостережень (див. всі деталі у [17]). З врахуванням висновків роботи [19], корекції було проведено індивідуально для кожної галактики. Для обчислення світності галактик прийнято значення постійної Хаббла H₀ = 75 км сек⁻¹ Мпк⁻¹.

У роботі [17] було показано, що у *LCGs* відношення *SFR/m* швидкості зореутворення *SFR*, пропорційної світності галактики в певному діапазоні [6, 12], до маси *m* молодого зоряного населення як функція віку *T* спалаху зореутворення стрімко падає на шкалі часу менше 10 млн років. Використані параметри *m* та *T* для *LCGs* галактик було визначено у роботі [9] на основі дослідження спектрального розподілу енергії у діапазоні λλ3800 – 9200 Å. Світність галактики *L*(*T*) є максимальною відразу після спалаху зореутворення, і починає спадати в процесі еволюції масивних зір, які мають відносно короткий вік життя. Це особливо виразно прослідковується для випромінювання у рекомбінаційній лінії Нα та *FUV* континуумі, і з більшою дисперсією – у *NUV* континуумі. Цю коротко-термінову еволюцію світності галактик можна описати наступним чином:

$$L(T) = L_0 \times f(T), \quad f(T) = \begin{cases} 1 & T \le T_0 \\ \exp(-p(T - T_0)) & T > T_0 \end{cases}$$
(1)

де *T* – проміжок часу після спалаху зореутворення, L_0 – світність галактики при *T* = 0. У роботі [17] було детально проаналізовано функцію *f*(*T*), встановлено, що T_0 = 3.2 млн років, і значення параметра *p* = 0.75 (млн років)⁻¹; *p* = 0.43 (млн років)⁻¹ та *p* = 0.33 (млн років)⁻¹ для випромінювання у рекомбінаційній лінії Н α , *FUV* та *NUV* континуумі, відповідно. Детальні розрахунки та значення параметрів для різних вибірок та діапазонів випромінювання наведено у табл. 5 [17].

Розглянемо початкову функцію світності $n(L_0)$. Вона описує розподіл світностей L_0 (світності галактик при T = 0) галактик вибірки. Тоді $n(L_0)dL_0$ – це кількість спалахів зореутворення в інтервалі початкових світностей від L_0 до L_0 + dL_0 . Для того, щоб визначити цей розподіл, ми стандартним чином розрахували для кожної галактики її L поточну світність (за випромінюванням у лінії Н α , *FUV* та *NUV* континуумі), врахувавши вплив екстинкції та інших факторів, процедура, як уже зазначалось, докладно описана у [17]. Потім за даними про цю величину та віком спалаху зореутворенння *T*, отриманого в [9], з врахуванням рівняння (1) і відповідних значень параметрів *p*, визначених для кожного діапазону випромінювання [17], визначалась L_0 початкова світність кожної галактики. Отриманий спостережний розподіл $n(L_0)$ було апроксимовано різними функціями. Найбільш якісне наближення дає застосування *log*-нормального розподілу:

$$n(L_{0}) = \left(\frac{a}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{4a}\right) \tilde{L}^{-1} \exp\left(-a \ln^{2}(L_{0} / \tilde{L})\right) = \left(\frac{a}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{4a}\right) \tilde{L}^{-1} \left(\frac{L_{0}}{\tilde{L}}\right)^{-a \ln(L_{0} / \tilde{L})}.$$
(2)

Оптимальні значення параметрів (2) знаходяться за формулами з роботи [16]. Для розподілу L_0 початкової світності у *FUV* та *NUV* континуумі відповідно $\tilde{L} = 0.889 \times 10^{28}$ ерг·с⁻¹, a = 0.425, для розподілу L_0 початкової світності у *FUV* та *NUV* континуумі відповідно $\tilde{L} = 0.889 \times 10^{28}$ ерг·с⁻¹, a = 0.337 та $\tilde{L} = 1.14 \times 10^{28}$ ерг·с⁻¹, a = 0.338. Апроксимацію розподілу L_0 початкової світності випромінювання галактик з активним зореутворенням у рекомбінаційній лінії На, ультрафіолетовому *FUV* та *NUV* континуумі *log*-нормальними функціями приведено на рис.1–3 (суцільна лінія). Як видно з рис. 1–3, *log*-нормальні функції адекватно відтворюють розподіл L_0 початкової світності галактик у трьох діапазонах випромінювання. Для порівняння також приведено апроксимації розподілу *log*-нормальними функціями L поточної світності (штрихована лінія). З рис.1–3 видно, що для випромінювання у *FUV* та особливо *NUV* континуумі, де менші величини параметру p з (1), різниця в розподілі L поточних та L_0 початкових світностей менша, ніж для аналогічних розподілів у лінії На, у якої значення параметру p найвище.

На рис. 4–6 приведено також розподіл *L*₀/*m* відношення *L*₀ початкової світності до *m* маси молодого зоряного населення у лінії Нα та зазначених УФ діапазонах. Як видно з рис. 4, *L*₀/*m* відношення для випромінювання у лінії Нα є набагато стабільнішим, ніж для випромінювання в УФ континуумі (рис. 5–6). Розподіл *L*₀/*m* для лінії Нα виявляє досить вузьку середню частину, подібну до *log*-нормального розподілу, на тлі більш широких крил.

Розподіл L_0/m відношення L_0 початкової світності до *m* маси для молодого зоряного населення, отриманий за випромінюванням в УФ континуумі, не є особливо інформативним через більші похибки вимірювання потоків, що розмивають отримані графіки залежностей. Але для випромінювання у лінії На ми отримали набагато більш вузький профіль з широкими крилами. Отриману залежність можна розглядати як імовірний натяк на існування декількох механізмів відхилення відношення L_0/m від середнього значення. Один з них забезпечує відносно вузький профіль з нормальним або *log*-нормальним відхиленням. Левова частина галактик відноситься саме до цієї області. Незначна кількість галактик має більші відхилення від середнього, вона лежить у області більш широких крил розподілу. Якщо це не є артефактом, пов'язаним з похибками спостережень, моделювання або опрацювання, то це може бути свідченням на користь існування деякого процесу, що може забезпечувати значне відхилення відношення світності до маси для незначної частини спалахів зореутворення. Як можливу гіпотетичну причину наведемо відхилення початкової функції розподілу мас (IMF) зір, що утворюються при такому спалаху, від середньої IMF. Виявлений факт потребує подальшого дослідження.



Рис. 1. Розподіл початкової *L*₀ світності у рекомбінаційній лінії Нα. Для *L*₀ початкової та *L* поточної світності [18] апроксимації *log*-нормальними функціями (кожна зі своїми параметрами) приведені суцільною та штрихованою лініями, відповідно. Похибки відповідають розподілу Пуассона



Рис. 3. Те ж, що рис. 1, але для NUV континууму



Рис. 4. Розподіл *L*₀/*m*, відношення *L*₀ початкової світності до *m* маси молодого зоряного населення за випромінюванням у рекомбінаційній лінії Нα. Похибки відповідають розподілу Пуассона

Рис. 2. Те ж, що рис. 1, але для *FUV* континууму



Рис. 5. Те ж, що рис. 4, але для FUV континууму

Рис. 6. Те ж, що рис. 4, але для NUV континууму

Висновки. Для вибірки галактик з активним зореутворенням показано, що розподіл *L*₀ початкової світності випромінювання галактик у рекомбінаційній лінії На, *FUV* далекому та *NUV* близькому УФ континуумі задовільно апроксимується *log*-нормальною функцією. Таку ж задовільну апроксимацію *log*-нормальними функціями зі своїми параметрами та порідненими з ним функціями, описаними у [16, 18], але відмінну від функції Шехтера, якій притаманна нестача кількості галактик на яскравому кінці розподілу, було отримано і для розподілу *L* поточної світності випромінювання у лінії На, *FUV* та *NUV* континуумі галактик даної вибірки у роботі [18]. Отриманий результат ще раз підтверджує висновки роботи [18]. В чому полягає різниця між підходами, що застосовані у роботі [18] та у цій статті? У роботі [16] було встановлено статистичний зв'язок між розподілом початкових та поточних світностей. У роботі [18] за різними припущеннями щодо початкової функції світності було розраховано відповідні розподіли поточних світностей, які порівняно зі спостережними. У нашій роботі для кожної окремої галактики безпосередньо розраховано її початкову світність без застосування усереднень за часом або за вибіркою. Але при цьому слід зазначити, що у розрахунках використано формулу (1), яка є вірною лише статистично. Таким чином, обидва методи мають свої вади та переваги, але вони, очевидно, є різними. Їх можна в якомусь сенсі порівняти до розв'язку прямих та обернених задач у математиці.

Розподіл L_0/m відношення L_0 початкової світності до *m* маси для молодого зоряного населення, що утворилося при спалаху зореутворення, розглядається вперше. Відмінності у розподілі L_0/m , отримані за спостереженнями у лінії Н α з одного боку та *FUV* та *NUV* континуумі з іншого, потребують подальшого дослідження.

Список використаних джерел

1. Парновський С., Ізотова І. Мультихвильові функції світності галактик з активним зореутворенням // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2015. – Вип. (1)52. – С. 15–23.

2. Abazajian, K.N., Adelman-McCarthy J. K., Agüeros M. A. et al. The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2009. – V. 182. – P. 543–558.

3. Baldwin J.A., Phillips M.M., Terlevich R. Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects // Publ. Astron. Soc. Pac. – 1981.– V. 93. – P. 5–19.

4. Blanton, M. R., Hogg, D. W, Bahcall, N. A., et al. The Galaxy Luminosity Function and Luminosity Density at Redshift z = 0.1 // Astrophys. J. – 2003. V. 592. – P. 819–838.

5. Bowler, R. A. A., Dunlop, J. S, McLure, R. J., et al. The bright end of the galaxy luminosity function at z~=7: before the onset of mass quenching? // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. -2014.- V. 440, Issue 3. - P. 2810-2842.

6. Calzetti D. Star formation rate indicators // preprint arXiv:1208.2997v1.

7. Condon J. J., Cotton, W. D., Broderick, J. J. Radio Sources and Star Formation in the Local Universe // Astron. J. - 2002. - V. 124, Issue 2. - P. 675-689.

8. Gallego, J., Zamorano, J., Aragon-Salamanca, A., Rego, M. The Current Star Formation Rate of the Local Universe // Astrophys. J. Lett. - 1996. - V. 459. - P. L43. 13

9. Izotov Y. I., Guseva N.G., Thuan T.X. Green Pea Galaxies and Cohorts: Luminous Compact Emission-line Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey // Astrophys. J. – 2011. – V. 728 – P. 161–177.

10. Jurk, R. J., Drinkwater, M. J., Pimbblet, K., et al. The WiggleZ Dark Energy Survey: star formation in UV-luminous galaxies from their luminosity functions // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2013.– V. 434, Issue 1. – P. 257–281.

11. Kauffmann G., Heckman T. M., Tremonti C. et al. The host galaxies of active galactic nuclei // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. - 2003. - V. 346. - P. 1055-1077.

12. Kennicutt R. C., Jr. Star Formation in Galaxies along the Hubble Sequence // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 1998. – V. 36. – P. 189–232.

13. Lawrence, A., Walker, D., Rowan-Robinson, M., et al. Studies of IRAS sources at high galactic latitudes. II - Results from a redshift survey at B greater than 60 deg: Distribution in depth, luminosity function, and physical nature of IRAS galaxies // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. –1986. – V. 219. – P. 687–701.

Ly, C., Lee, J. C., Dale, D. A., et al. The Halpha Luminosity Function and Star Formation Rate Volume Density at z = 0.8 from the NEWFIRM Halpha Survey // Astrophys. J. – 2011. – V.726, Issue 2 – article id. 109, 19 pp.
 Machalski, J., Godlowski, W. 1.4 GHz luminosity function of galaxies in the Las Campanas redshift survey and its evolution // Astron. Astrophys. – 2000.

-V. 360. –P. 463–471.

16. Parnovsky S.L. Impact of the short-term luminosity evolution on luminosity function of star-forming galaxies // Astrophysics and Space Science. – 2015. – V. 360, article id.4, 6 pp.

17. Parnovsky S.L., Izotova I.Yu., Izotov Y.I. Hα and UV luminosities and star formation rates of large sample of luminous compact galaxies // Astrophysics and Space Science. – 2013. – N 343. – P. 361–376.

18. Pamovsky S.L., Izotova I.Yu. Luminosity function of luminous compact star-forming galaxies // Astrophysics and Space Science. – 2016. – V.361.– issue 3.

19. Salim, S., Lee J. C. Star Formation Rate Distributions: Inadequacy of the Schechter Function // Astrophys. J. – 2012. – V. 758, Issue 2. – article id. 134.

20. Salim, S., Rich R. M., Charlot S., et al. UV Star Formation Rates in the Local Universe // Astrophys. J.Supp.Ser. – 2007. – V.173, Issue 2. – P. 267–292.

21. Saunders, W., Rowan-Robinson, M., Lawrence, A., et al. The 60-micron and far-infrared luminosity functions of IRAS galaxies // Mon. Not. Roy. Astron. - 1990. - V. 242. -P. 318-337. Soc.

Schechter, P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies // Astrophys. J. – 1976. – V. 203. –P. 297–306.
 Takeuchi, T. T., Yoshikawa, K., Ishii, T. T. The Luminosity Function of IRAS Point Source Catalog Redshift Survey Galaxies // Astrophys. J. – 2003. – V. 587, Issue 2. – P. L89–L92.

24. Willott, C. J., Rawlings, S., Blundell, K. L., et al. The radio luminosity function from the low-frequency 3CRR, 6CE and 7CRS complete samples // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2001. -V. 322, Issue 3. - P. 536-552.

25. Wyder, T. K., Treyer, M. A., Milliard, B., et al. The Ultraviolet Galaxy Luminosity Function in the Local Universe from GALEX Data // Astrophys. J. - 2005. - V. 619, Issue 1. - P. L15-L18.

Надійшла до редколегії 27.04.16

S. Parnovsky, Dr. Sci,

I. Izotova, Ph. D

Astronomical Observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

INITIAL LUMINOSITY FUNCTIONS OF STARBURST GALAXIES

For the sample of about 800 starburst galaxies the initial luminosity functions which appear the distributions of galaxy luminosities at zero starburst age are considered based on the data of luminosities of galaxies in the recombination Ha emission line in the regions of ionised hydrogen and the ultraviolet continuum. We find the initial luminosity functions for the starburst galaxies with Ha emission and ultraviolet continuum are satisfactory approximated with log-normal function.

С. Парновский, д-р физ.-мат. наук, И. Изотова, канд. физ.-мат. наук Астрономическая обсерватория Киевского национального университета

имени Тараса Шевченко

НАЧАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕМ

На основе данных об излучении выборки 800 галактик с активным звездообразованием в рекомбинационной линии Нα в зонах ионизованного водорода и ультрафиолетовом континууме рассмотрены начальные функции светимости, которые описывают распределение светимостей галактик при нулевом возрасте вспышки звездообразования. Показано, что начальные функции светимости галактик с активным звездообразованием в рассмотренных диапазонах могут быть удовлетворительно представлены logнормальной функцией, которая удовлетворительно описывает и текущие функции светимости.

УДК 524.7

В. Жданов, д-р. фіз.-мат. наук, проф., С. Дилда, студ. фіз. ф-ту, Київський національний університет імені Тараса Шевченка

ЯКІСНИЙ АНАЛІЗ ЕВОЛЮЦІЇ ВСЕСВІТУ В ГІДРОДИНАМІЧНІЙ МОДЕЛІ З БАРОТРОПНИМ РІВНЯННЯМ СТАНУ

Досліджено якісну поведінку масштабного фактора та густини енергії в гідродинамічній моделі однорідного ізотропного Всесвіту з загальним баротропним рівнянням стану (РС). Аналіз проведено за умов на РС більш загальних, ніж це було зроблено раніше у статті [Jenkovszky et al., Phys. Rev. D 90, 023529 (2014)], зокрема, допускаються випадки з двома чи більше точками, де питома ентальпія космологічної рідини дорівнює нулю. Подано якісну класифікацію, яка включає можливі сценарії космологічної еволюції з асимптотично експоненційною інфляцією, аналоги "Великого розриву" у майбутньому чи у минулому, розв'язки без сингулярностей та осцилюючі всесвіти.

1. Вступ. Сучасна космологічна \CDM-модель описує практично усі спостережні дані позагалактичної астрономії. Тим не менш, відомі проблеми горизонту та плоскостності вимагають шукати інші підходи для опису перших миттєвостей після Великого вибуху, пов'язаних з інфляційною стадією (див., напр., [1-4]). У сучасній космології відома низка явних аналітичних розв'язків, що описують еволюцію однорідного ізотропного Всесвіту. Але досить часто на перший план виходять якісні властивості космологічних сценаріїв, а саме: чи існує розв'язок для усіх часів, починаючи від космологічної сингулярності або він означений на скінченному інтервалі, коли прямують до нескінченності густина енергії або тиск і за яких умов тощо (див., напр., огляди в [5-8]). З цією метою в [8] було досліджено якісну поведінку розв'язків в гідродинамічній моделі однорідного ізотропного Всесвіту; баротропне рівняння стану, що розглядалося, було досить загальним, тим не менш, були застосовані певні обмеження щодо монотонності деяких складових цього рівняння. У даній роботі ми знімаємо ці обмеження і розглядаємо баротропне рівняння стану p = p(e), яке пов'язує тиск p та інваріантну густину енергії е космологічної рідини лише за загальних умов однозначності та гладкості. Далі буде описано можливі сценарії космологічної еволюції в рамках цієї моделі в залежності від наявності коренів питомої ентальпії h(e) = e + p(e), яку вважаємо гладкою функцією за усіх значень аргументу. Також припускатимемо, що h(0) = 0.

2. Основні рівняння. Метрику простору-часу в однорідній ізотропній космології можна записати так:

$$ds^{2} = dt^{2} - a^{2}(t) \left[d\chi^{2} + F^{2}(\chi) dO^{2} \right], \qquad (1)$$

де $F(x) = \sin(x)$, $\sinh(x)$ або x в залежності від параметру k, що може мати значення відповідно 1, –1 або 0 (замкнений, відкритий або просторово-плоский Всесвіт).

Рівняння Фрідмана, що мають вид:

$$\frac{d^2a}{dt^2} = -\frac{4\pi}{3}a(e+3p) \tag{2}$$

АСТРОНОМІЯ. 2(54)/2016

$$H^{2} = \frac{8\pi}{3}e - \frac{k}{a^{2}}, \quad H = a^{-1}da / dt,$$
 (3)

розглядають разом із рівнянням релятивістської гідродинаміки

$$\frac{de}{dt} + 3hH = 0 ; (4)$$

втім, ці рівняння не є незалежними.

Рівняння (4) можна переписати у вигляді автономного рівняння першого порядку

$$\frac{de}{dX} = -3h, \quad X = \ln a. \tag{5}$$

Якщо маємо точку e_1 : $h(e_1) = 0$, то $e(X) = e_1$ є розв'язком рівняння (5) і в силу теореми єдиності жоден інший розв'язок e(X) цього рівняння не може перетнути значення e_1 . Це дає змогу дати простий розгляд якісної поведінки можливих розв'язків.

3. Аналіз розв'язків рівняння (5). Проаналізуємо поведінку розв'язків рівнянь (1–4) в залежності від розташування коренів функції *h*(*e*). Спочатку розглянемо допустимі неперервно-диференційовні розв'язки (4) або (5). Нехай *e*₁ ≥ 0 – це максимальний з усіх коренів функції *h*(*e*), причому *h*(*e*) > 0 при *e* > *e*₁. Тоді в області *e* > *e*₁ на площині (*X*,*e*) можливі лише такі типи поведінки розв'язків рівняння (5).

U1. *e*(*X*) визначена і монотонно спадає від нескінченності до *e*₁ на усій дійсній *X*-осі *e*(*X*) $\rightarrow \infty, X \rightarrow -\infty$; *e*(*X*) $\rightarrow e_1, X \rightarrow \infty$. Простий приклад такої поведінки маємо у випадку *p*(*e*) = *we*, *w* = *const* > -1. Варіант, коли *e*(*X*) < *C* < $\infty \forall X$ неможливий, оскільки у цьому випадку має існувати *e*., таке, що *e*(*X*) $\rightarrow e_2 > e_1$ за $X \rightarrow -\infty$, звідки *h*(*e*.) = 0, що суперечить умові *h*(*e*.) > 0. Аналогічно виключаємо варіант, коли $\exists e_2 : e(X) \rightarrow e_2 > e_2, X \rightarrow \infty$. Варіант, коли функція *e*(*X*) є обмеженою на обмеженому інтервалі, але не подовжується за його межі, суперечить теоремам існування та єдиності (подібні якісні міркування, основані на базових властивостях діференціальних рівнянь першого порядку для однієї функції, систематично використовуються надалі без деталізації). Натомість, можливий випадок. коли *e*(*X*) є необмеженою на обмеженому інтервалі:

U2 \downarrow : *e*(*X*) визначена і монотонно спадаюча за $X > X_0 > -\infty$, *e*(*X*) $\rightarrow \infty, X \rightarrow X_0 + 0$, *e*(*X*) $\rightarrow e_1, X \rightarrow \infty$. Розв'язок (5) не може бути подовжений неперервним чином на значення, менші за X_0 .

Приклад відповідного рівняння стану: $p(e) = we + \alpha e^{1+\varepsilon}$, $w > -1, \alpha > 0, \varepsilon > 0$ – константи.

Нехай тепер h(e) < 0 при $e > e_1$, де $e_1 \ge 0$ – це максимальний з усіх коренів функції h(e). Аналогічно попередньому маємо, що в області $e > e_1$ можливі лише такі типи поведінки розв'язків рівняння (5).

U1¹. e(X) визначена і монотонно зростаюча від e_1 до нескінченності на усій дійсній X - oci, $e(X) \rightarrow \infty, X \rightarrow \infty$; $e(X) \rightarrow e_1, X \rightarrow -\infty$.

U21. e(X) визначена і монотонно зростаюча, але область зміни аргументу обмежена: $X < X_0 < \infty$, $e(X) \rightarrow e_1, X \rightarrow -\infty$; $e(X) \rightarrow \infty, X \rightarrow X_0 - 0$.

B \downarrow . Нехай $h(e_1) = h(e_2) = 0$, $0 \le e_1 < e_2 < \infty$ та h(e) > 0 на інтервалі $e \in (e_1, e_2)$. Тоді на площині (*X*, *e*) в області $e \in (e_1, e_2)$, розв'язок (5) e(X) визначений, обмежений і монотонно спадає на усій дійсній осі, $e(X) \rightarrow e_1, X \rightarrow -\infty$; $e(X) \rightarrow e_2, X \rightarrow \infty$.

B[↑]. Нехай $h(e_1) = h(e_2) = 0$, $0 \le e_1 < e_2 < \infty$ та h(e) < 0 на інтервалі $e \in (e_1, e_2)$. Тоді в області $e \in (e_1, e_2)$ розв'язок (5) e(X) визначений, обмежений й монотонно зростає на усій дійсній осі, $e(X) \rightarrow e_2, X \rightarrow -\infty$; $e(X) \rightarrow e_1, X \rightarrow \infty$.

4. Космологічні сценарії при *k* **= 0**, **–1**. 3 рівняння (3)

$$\frac{dX}{dt} = s \sqrt{\frac{8\pi}{3}e - k \exp(-2X)}$$
(6)

де у випадку космологічного розширення s = 1 ($\dot{a} > 0$) та у випадку стиснення s = -1 ($\dot{a} < 0$).

За k = 0, -1 (відкритий або просторово-плоский Всесвіт), у рівнянні (3) права частина ніколи не обертається на нуль, тобто всюди a(t) або монотонно спадає (стиснення, s = -1), або монотонно зростає (розширення, s = 1).

4.1. У випадку залежності **U1**↓ для e(X), k = -1, s = 1, з п.3 маємо нескінченне (монотонне) зростання масштабного фактора $a(t) \to \infty$ та монотонне спадання густини $e(t) \to e_1 \ge 0$ при $t \to \infty$. Зауважимо, що коли $e_1 > 0$, це значення можна ототожнити із сучасним значенням густини темної енергії, яка нині складає приблизно 70% усієї космологічної густини. Еволюція починається зі скінченного значення часу $t = t_0 > -\infty$. Дійсно, якщо від протилежного припустити, що a(t) > 0, e(t) > 0 існують при усіх $t \to -\infty$, з рівняння (6) маємо $\frac{dX}{dt} > \exp(-X)$. З цієї диференціальної нерівності легко отримати, що X(t) при зменшенні t обов'язково натрапляє на сингулярність за деякого скінченного $t = t_1 > -\infty$, а це суперечить припущенню.

Значення t_0 можуть бути різними для різних розв'язків, але вибір початку відліку часу дозволяє покласти $t_0 = 0$; далі так і будемо робити. Таким чином, у випадку **U1** маємо $a(t): 0 \uparrow \infty$, $e(t): \infty \downarrow e_0$ на $(0,\infty)$ (далі $f:a_1 \uparrow a_2$ означає, що деяка функція f монотонно зростає від a_1 до a_2 , прямуючи до цих значень на межах області означення. Аналогічно $a_1 \downarrow a_2$ у випадку спадання. Варіант $f:a_1 \uparrow a_2 \downarrow a_1$ означає, що зростання від a_1 до a_2 ($a_1 < a_2$) після досягнення точки повороту a_2 змінюється на спадання до a_1). У випадку **U2** маємо аналогічну поведінку, але $a(t):a_0 \uparrow \infty$ зростає на $(0,\infty)$ не від нуля, а від деякого значення $a(0) = a_0 = \exp(X_0) > 0$. Це значення також може бути різним для різних розв'язків, але воно обов'язково існує для будь-якого розв'язку у випадку **U2**.

4.2. Нехай h(e) < 0, s = 1. У випадку U1↑, k = -1, a(t) зростає на $t \in (0, t.)$ від 0 до ∞, де $t. \le \infty$, тобто значення t. може бути і скінченним ("Big Rip"[8]) і нескінченним; також $e(t): e_1 \uparrow \infty$. Для U2↑ маємо аналогічну поведінку, але тут існує максимальне $a_0 = \exp(X_0) < \infty$, таке, що $a(t): 0 \uparrow a_0$, причому $e(t) \to \infty$ при $a(t) \to a_0$.

4.3. У випадках **B**↓, **B**↑, *s* = 1, маємо *t* ∈ (0,∞), *a*(*t*): 0 ↑ ∞, густина енергії або зростає (**B**↑), або спадає (**B**↓) на (e₁, e₂) (0 ≤ e₁ < e₂ < ∞).

4.4. При k = 0, s = +1 можливими є, по-перше, ті ж самі варіанти областей існування та областей зміни функцій a(t), e(t), як у 4.1–4.3 у випадку k = -1, s = +1. По-друге, для U1↓ додатково можливі випадки, коли розв'язок існує на усьому інтервалі $t \in (-\infty, \infty)$ і $e(t) \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow -\infty$. У випадках U1↑ та U2↑ розв'язок продовжується до $t \rightarrow -\infty$.

Розв'язки, що відповідають стисненню Всесвіту (s = -1) для k = 0, -1 отримуємо з попереднього розгляду заміною $t \rightarrow -t$.

5. Космологічні сценарії при k = 1. При k = 1 еволюція залежить від наявності нулів функції $F(X) = 8\pi e(X)/3 - \exp(-2X)$. Якщо це нулі прості, вони будуть точками повороту для X(t), тобто при переході через цю точку відбувається зміна між режимами розширення та стиснення (зміни знаку s). Зауважимо, що коли $F(X_0) = 0$, формальний розв'язок $a(t) = \exp(X_0)$ рівняння (6) або рівняння (3) описує космологічну еволюцію тоді й тільки тоді, коли e + 3p = 0, або, еквівалентно, $F'(X_0) = 0$.

Маємо такі варіанти розташування нулів функції F(X) та, відповідно, поведінки функцій a(t), e(t).

5.1. Нехай s = 1, в області $e > e_0 \ge 0$, де h(e) > 0, $h(e_0) = 0$, маємо F(X) > 0 для усіх X з області означення e(X). Тут можливі усі варіанти поведінки, аналогічні п. 4.4, у тому числі, коли інтервал t, де визначений розв'язок, починається з $-\infty$, або коли еволюція масштабного фактора починається з деякого додатного значення: $a(t) > a_0 > 0$. Протилежний випадок стиснення (s = -1) отримуємо заміною $t \rightarrow -t$.

5.2. Нехай існує точка повороту X_0 , F(X) > 0, $X < X_0 < \infty$; $F(X_0) = 0$, $F'(X_0) \neq 0$ і в цій області h(e(X)) > 0. Тут розширення переходить у стиснення ($s = 1 \rightarrow s = -1$), наприклад $a(t): 0 \uparrow a_0 \downarrow 0$. При $t \rightarrow \pm \infty$ можливі варіанти поведінки (аналогічні п.4.4), (і) коли інтервал t, де визначений розв'язок, починається з $-\infty$ і закінчується на $-\infty$, (іі) коли інтервал t, де визначений розв'язок, починається з 0 і закінчується у деякому $t_0 < \infty$, причому можливі як варіанти, коли еволюція масштабного фактора починається з деякого додатного значення: $a(t) > a_1 > 0$ і закінчується на ньому, так і варіанти, коли це значення $a_1 = 0$.

5.3. Нехай тепер $\exists X_0$, F(X) > 0 $\forall X > X_0 > -\infty$; $F(X_0) = 0$, $F'(X_0) \neq 0$. Можливі випадки з відскоком: коли за h(e) > 0 маємо $a(t) : \infty \downarrow a_0 \uparrow \infty$; $a_0 = \exp(X_0)$, $e(t) : e_1 \uparrow e(X_0) \downarrow e_1$, $t \in (-\infty, \infty)$ та аналогічну поведінку за h(e) < 0, а також коли за h(e) < 0 маємо $a(t) : \infty \downarrow a_0 \uparrow \infty = \exp(X_0)$, але на скінченному інтервалі t.

5.4. Нехай існують скінченні корені $X_0, X_1 (-\infty < X_0 < X_1 < \infty)$ функції F(X), такі, що

 $F(X_i) = 0, F'(X_i) \neq 0, i = 0, 1;$ F(X) > 0 $X \in (X_0, X_1)$. Така ситуація може бути реалізована у випадках **U1**↓, **U2**↓, **B**↓. При цьому, очевидно, маємо періодичний розв'язок a(t), e(t).

Якщо зняти одну з умов $F'(X_i) \neq 0$, матимемо розв'язок на $t \in (-\infty, \infty)$ з точкою повороту. Якщо $F'(X_i) = 0$, точки повороту немає, розв'язок монотонний на $t \in (-\infty, \infty)$.

Таким чином, в рамках гідродинамічної моделі однорідного ізотропного Всесвіту за досить загальних умов на баротропне рівняння стану, подано перелік якісних сценаріїв космологічної еволюції з огляду на характер монотонності масштабного фактора та густини енергії, а також у залежності від того, чи є область визначеності та область значень цих функцій обмеженими або необмеженими. Типи розв'язків описують, зокрема, нескінченне зростання параметрів задачі на скінченому або напів-нескінченному інтервалі часу, осцилюючі всесвіти або еволюцію з відскоком.

Публікація містить результати досліджень, проведених при частковій підтримці Державного фонду фундаментальних досліджень за проектом Ф64/45-2016.

Список використаних джерел

- 1. Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б. [та ін.] Загальна теорія відносності: випробування часом.– Київ: ГАО НАН України, 2005.
- 2. Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б. [та ін.] Загальна теорія відносності: горизонти випробувань. Київ: ВАІТЕ, 2013.
- 3. Александров А.Н., Вавилова И.Б., Жданов В.И. [и др.] Общая теория относительности: признание временем. К.: Наукова Думка, 2015.
- 4. Novosyadlyi B., Pelykh V., Shtanov Yu., Zhuk A. Dark energy and dark matter of the universe: in three volumes / Ed. V. Shulga. Vol. 1: Dark matter: Observational evidence and theoretical models. K.: Akademperiodyka, - 2013.
- Nojiri S., Odintsov S.D., Tsujikawa S. Properties of singularities in (phantom) dark energy universe // Phys.Rev.D71:063004 (2005).
 Nojiri S., Odintsov S.D. Modified gravity with negative and positive powers of the curvature: unification of the inflation and of the cosmic acceleration // Phys.Rev.D68:123512 (2003).
 - 7. Bamba K., Odintsov S.D. Universe acceleration in modified gravities: F(R) and F(T) cases// arXiv:1402.7114 [hep-th] (2014).
 - 8. Jenkovszky L.L., Zhdanov V.I., Stukalo E.J. Cosmological model with variable vacuum pressure. Phys. Rev. D90, 023529 (2014).

9. Caldwell R.R., Kamionkowski M., Weinberg N.N. Phantom Energy: Dark Energy with w<-1 Causes a Cosmic Doomsday. Phys.Rev.Lett., vol. 91, Issue 7. id. 071301 (2003).

Надійшла до редколегії 30.11.14

V. Zhdanov, Dr. Sci., Prof., S. Dylda, stud. phys. fac., National Taras Shevchenko University of Kyiv

QUALITATIVE ANALYSIS OF A COSMOLOGICAL EVOLUTION IN A HYDRODYNAMICAL MODEL WITH A BAROTROPIC EQUATION OF STATE

We study a qualitative behavior of the scale factor and energy density in a hydrodynamical model of a homogeneous isotropic Universe with a general barotropic equation of state (EOS). We relax conditions on EOS as compared with the paper by Jenkovszky et al., [Phys. Rev. D 90, 023529 (2014)] and to include the cases of two or more points of zero specific enthalpy. We present a classification of possible scenarios with an asymptotically exponential inflation, analogs of the Big Rip in the future and in the past, singularity free bouncing solutions and oscillating Universes.

В. Жданов, д-р. физ.-мат. наук, проф., С. Дылда, студ. физ. ф-та,

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С БАРОТРОПНЫМ УРАВНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ

Мы исследуем качественное поведение масштабного фактора и плотности энергии в гидродинамической модели однородной изотропной Вселенной с общим баротропным уравнением состояния (УС). Анализ проводится при условии на УС более общем, чем это было сделано ранее в работе Jenkovszky et al., [Phys. Rev. D 90, 023529 (2014)], в т. ч., допускаются случаи с двумя и более точками, где удельная энтальпия космологической жидкости равна 0. Приводится качественная классификация, вклющающая в себя возможные сценарии космологической эволюции с ассимпотически экспоненциальной инфляцией, аналоги "Большого Разрыва" в будущем или в прошлом, решения без сингулярностей и осциллирующие вселенные.

УДК 523.64

В. Пономаренко, канд. фіз.-мат. наук, А. Сімон, інженер 2 кат., К. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ПАРАМЕТРИ ПИЛУ ТА ГАЗУ У КОМІ КОМЕТ C/2014 Q2 (LOVEJOY) I C/2013 US10 (CATALINA)

Представлено результати спостережень і досліджень довгоперіодичних комет С/2014 Q2 (Lovejoy) і С/2013 US10 (Catalina) на основі оптичних спектрів з середньою роздільною здатністю (λ/Δλ ≈ 1200). Спектри були отримані у лютому та грудні 2015 року за допомогою телескопа АЗТ-14 (D = 0.48 м, F = 7.7 м) і спектрографа АСП-9 на спостережній станції "Лісники" Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. На основі отриманого спектрального матеріалу була проведена ідентифікація спектральних емісійних смуг. Знайдено деякі фізичні параметри нейтральної газової та пилової кометних атмосфер. Побудовано розподіл загального і відбитого потоку енергії вздовж щілини спектрографа. Обчислено потоки, кількість молекул та газопродуктивність для основних молекулярних емісій, відносну пилопродуктивність.

Особливості спостережень комет C/2014 Q2 (Lovejoy) і C/2013 US10 (Catalina) та обробки їх спектрів. Комета С/2014 Q2 (Lovejoy) – довгоперіодична комета (ДПК), яка була відкрита 17 серпня 2014 р. астрономом Тері Лавджоєм з Бризбена (Австралія) з використанням 0.2-метрового телескопа "Celestron C8" (Шмідта-Касегрена). Комета стала п'ятою, яку відкрив Лавджой. Комета C/2014 Q2 була виявлена при видимій зоряній величині T = 15^m в південному сузір'ї Корми [1]. Спостереження комети Lovejoy були виконані нами за допомогою телескопарефлектора АЗТ-14 (D = 0.48 м, F = 7.7 м), підвісного призмового спектрографа АСП-9 ($\lambda/\Delta\lambda \approx 1200$) та ПЗЗ Starlight SXV-H35 (4008х2672 пікселі, 9х9 мкм/піксель). На момент спостережень, комета C/2014 Q2 знаходилася на геліоцентричній відстані r = 1.32 а.о., геоцентричній відстані $\Delta = 1.09$ а.о., мала інтегральну зоряну величину T = 5.2^m, кут елонгації складав S-O-T = 78°, фазовий кут S-T-O = 47°. Отримано 12 спектрів комети в спектральному діапазоні λλ = 3600-7600 ÅÅ.



Рис. 2. Емісії в призмовому спектрі комети C/2013 US10 (Catalina)

Комета C/2013 US10 (Catalina) – ДПК, яка була відкрита Р.А. Ковальським 31 жовтня 2013 р. за допомогою 0.67-метрового телескопа Шмідта–Касегрена в межах програми пошуку нових комет і астероїдів – Catalina Sky Survey. До проходження по внутрішній Сонячній системі (enoxa 1950), C/2013 US10 мала орбітальний період у декілька мільйонів років. 17.01.2016 р. комета Catalina пройшла на відстані від Землі Δ = 0.72 а.о. В цей час блиск комети складав $T \approx 6^m$ [2]. Для спостережень комети C/2013 US10 було використано те саме обладнання, що і для спостережень C/2014 Q2. На момент спостережень Catalina знаходилася на геліоцентричній відстані r = 1.08 а.о., геоцентричній відстані Δ = 1.06 а.о., мала інтегральну зоряну величину T = 6.5^m, кут елонгації складав S-O-T = 64°, фазовий кут S-T-O = 55°. Було отримано 3 спектри комети в спектральному діапазоні $\lambda\lambda$ = 3800-7700 ÅÅ.

На рис. 1 та рис. 2 зображені ділянки призмових спектрів комет C/2014 Q2 (Lovejoy) і C/2013 US10 (Catalina) відповідно, з ототожненими емісійними смугами. Над спектрами були виконані всі базові редукції, які включали врахування bias (підкладки), dark (накопиченого теплового заряду), вкладу космічних частинок, розсіяного світла в спектрографі і калібровку за довжинами хвиль. Потоки енергії у спектрах подано у абсолютних одиницях.

Потоки енергії та газопродуктивність молекул CN, C₃, C₂ в кометах C/2014 Q2 (Lovejoy) і C/2013 US10 (Catalina). Обробка спектрів комет проводилась в декілька етапів. Спочатку над спектрами комет були виконані всі базові редукції. Потім для спектрів комет C/2014 Q2 (Lovejoy) і C/2013 US10 (Catalina), шляхом виокремлення і складання інтенсивностей емісійних ліній, було підраховано потоки енергії (/), кількість молекул на промені зору (*M*(*ρ*)), газопродуктивність (Q) для смуг CN (3850–3900 ÅÅ), C₃ (4020–4100 ÅÅ), C₂ (5060–5200 ÅÅ). Діапазони довжин хвиль вибрано у відповідності до смуг пропускання кометних фільтрів HB (виготовлених для програми дослідження комет у зв'язку з проходженням перигелію кометою C/1995 O1 (Hale–Bopp) у 1997 р.) [3]. Для інших смуг оцінка не проводилася, оскільки вони виявилися дуже слабкими, що вносило додаткові похибки. Для отримання результату використовувалися приведені нижче параметри і формули:

$$\mathcal{M}(\rho) = \frac{4\pi \cdot I}{g \cdot \Omega},\tag{1}$$

де *M*(*ρ*) – кількість молекул у зоні видимості діафрагми або щілини спектрографа, *I* – потік енергії від смуги на одиницю площі (см²) дзеркала телескопа, *g* – фактор флуоресценції (*g*/4π – енергія, що перевипромінюється однією молекулою за секунду в межах тілесного кута 1 стерадіан), Ω – тілесний кут, який визначається проекцією одиниці площі приймача випромінювання на небесну сферу.

Оскільки спостережний матеріал був отриманий зі щілиною спектрографа, а не діафрагмою, *М*(*р*) зазнало перетворень:

$$M'(\rho) = \frac{M(\rho) \cdot \pi \rho^2}{ab},$$
(2)

де а та *b* – висота та ширина щілини спектрографа, *ρ* – відстань від центра до краю діафрагми. Нам потрібно знайти співвідношення між величинами *a*, *b* та *ρ*. Спад інтенсивності нейтральної тимчасової газової атмосфери в межах ділянки щілини спектрографа з якої отримувалась інформація був незначним, оскільки характерні масштаби для досліджуваних молекул значно перевищували розміри щілини за висотою (≈ 10") та шириною (≈ 8"). Тож зв'язок можна знайти з рівності площ щілини спектрографа та діафрагми:

$$\pi \rho^2 = ab \rightarrow \rho = \sqrt{\frac{ab}{\pi}};$$
(3)

звідки випливає:

$$\frac{\mathsf{Q}}{\mathsf{v}} = \frac{\mathsf{M}(\rho)}{\rho \cdot \mathsf{F}(\mu, x)} = \frac{\mathsf{M}(\rho)}{\mathsf{F}(\mu, x)} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\mathsf{ab}}};$$
(4)

де

 $\mu = \frac{\beta_1}{\beta_2}; x = \rho \beta_2; \beta_1 = \frac{1}{L_1}; \beta_2 = \frac{1}{L_2}; F(\mu, x) = \int_x^{\mu x} K_0(y) dy + x^{-1} (1 - \mu^{-1}) + K_1(\mu x) - K_1(x);$

К₀ та K₁ – циліндричні функції Макдональда 0 і 1 порядків; L₁ та L₂ – характерні масштаби (пробіги) для батьківських та дочірніх молекул відповідно; F(μ,x) – функція Хазера; v – швидкість молекул [4].

У табл. 1 подано константи, які використовувалися в розрахунках для розглянутих комет і їх залежність від геліоцентричної відстані [5]. Також було враховано вплив геліоцентричної швидкості комети на розрахунок газопродуктивності CN [6].

Таблиця 1

Характерні масштаби та фактори флуоресценції для основних емісійних смуг

	CN (385–390 нм)	С ₃ (402–410 нм)	С ₂ (506–520 нм)
L ₁ , км	1.3×10⁴	6.0×10 ³	2.2×10 ⁴
L ₂ , км	2.1×10 ⁵	8.9×10 ⁴	6.6×10 ⁴
L(r)	$L_1 \times r^{1.3}; L_2 \times r^{0.6}$	$L_1 \times r^{0.8}; L_2 \times r^{2.8}$	$L_1 \times r^{1.4}; L_2 \times r^{2.0}$
<i>g</i> , ерг×с ⁻¹ ×мол ⁻¹	3.8×10 ⁻¹³	1×10 ⁻¹²	4.5×10 ⁻¹³
<i>g</i> (<i>r</i>)		g×r ⁻²	

Результати по газопродуктивності комет C/2014 Q2 (Lovejoy) і C/2013 US10 (Catalina) подано у табл. 2. Оскільки, на даний час відсутні дані інших авторів по газопродуктивності досліджуваних у статті комет, у табл. 2 також приведено порівняння з іншими кометами, що знаходилися на подібних геліоцентричних відстанях [7, 8]. З таблиці чітко видно, що значення газопродуктивності досліджуваних комет мають кореляцію з іншими об'єктами таблиці. Винятком є дещо нижча за очікувану продуктивність CN комети C/2014 Q2.

Таблиця 2

Газопродуктивність основних емісійних смуг комет C/2014 Q2 (Lovejoy), C/2013 US10 (Catalina) та інших об'єктів порівняння

Комета	<i>r</i> , a. o.	Q _{CN} , мол/с	Q _{C3} , мол/с	Q _{C2} , мол/с
81P	1.63	2.09×10 ²⁵	2.1×10 ²⁴	-
103P	1.06	9.44×10 ²⁴	9.86×10 ²³	2.12×10 ²⁵
C/2009 K5	1.50	6.99×10 ²⁵	5.35×10 ²⁴	3.65×10 ²⁶
C/2014 Q2	1.32	1.84×10 ²⁵	7.16×10 ²⁴	2.40×10 ²⁶
C/2013 US10	1.08	-	-	8.89×10 ²⁵

Властивості пилового континууму комет C/2014 Q2 (Lovejoy) і C/2013 US10 (Catalina). Важливим параметром пилової коми комети є *Afp* (відносна пилопродуктивність). Пилопродуктивність також розраховувалася для діапазонів довжин хвиль вузькосмугових кометних фільтрів HB. Оскільки даний метод був розроблений Фархамом та ін. [3] для вузькосмугових кометних фільтрів (UC, λλ = 340–350 нм; BC, λλ = 442–450 нм; GC, λλ = 522–530 нм; RC, λλ = 708–718 нм), його використання зі щілиною спектрографа вимагало адаптації. Для обчислення *Afp* у фільтрах використувалися наступні параметри і формули:

$$Af\rho = \frac{q_f r^2 \Delta \cdot F_f}{\theta},\tag{5}$$

де *r* та Δ – відповідно геліо- та геоцентрична відстань до комети (в а.о.); θ – апертура в кутових секундах (діаметр діафрагми); *q_f* – коефіцієнт перетворення для фільтра, що використовується; *F_f* – спектральна густина (потік енергії, отриманий за допомогою вузькосмугового кометного фільтра в ерг/(нм×см²×с)). Відмінність в обчисленнях із різними фільтрами пов'язана лише з *q_f*.

Пилова кома комети поширюється на значно менші відстані ніж тимчасова газова атмосфера. Порядок розмірів пилової кометної коми відповідав кутовим розмірам щілини спектрографа. Тому, для отримання рівномірного спаду інтенсивності за висотою та шириною щілини, потрібно розглядати її вписаною у діафрагму. Адаптоване для щілини спектрографа рівняння матиме вигляд:

$$\theta = \sqrt{n^2 + m^2}; \ F_f = \frac{F_f' \pi \theta^2}{4mn} = \frac{F_f' \cdot \pi \left(n^2 + m^2\right)}{4mn};$$
(6)

звідки

$$Af \rho_{f} = \frac{q_{f}r^{2}\Delta \cdot F_{f}'\pi(n^{2} + m^{2})}{4mn \cdot \sqrt{n^{2} + m^{2}}} = \frac{q_{f}r^{2}\Delta \cdot F_{f}'\pi\sqrt{(n^{2} + m^{2})}}{4mn};$$
(7)

де *F_f* – спектральна густина, яка відповідає конкретному фільтру (з діаметром, рівним діагоналі щілини); *F'_f* – спектральна густина для щілини спектрографа в діапазоні довжин хвиль кометного фільтра; *m* – ширина щілини у кутових секундах ("), *n* – протяжність області знімка вздовж щілини, з якої зчитується спектр кометної коми ("); θ – діаметр діафрагми (").

				_
Фільтр	λλ, ÅÅ	θ, (″) для C/2014 Q2	θ, (″) для C/2013 US10	q f
BC	4420-4490	12.8	8.2	1.276×10 ¹⁷
GC	5230-5290	12.8	8.2	1.341×10 ¹⁷
RC	7100-7170	12.8	8.2	1.975×10 ¹⁷

Параметри, що використовувалися для обчислення Afp

В табл. З наведені значення величин, що використовувалися для обчислення відносної пилопродуктивності (діапазони довжин хвиль вузькосмугових кометних фільтрів, діаметр діафрагми в яку вписана ділянка щілини спектрографа з якої відбувалося зчитування (θ), коефіцієнт перетворення фільтра (q_f)).

В табл. 4 представлені відносні пилопродуктивності для досліджуваних комет (C/2014 Q2, C/2013 US10), а також для трьох комет сімейства Юпітера (КСЮ) та трьох ДПК для порівняння [8]. Нажаль на даний момент відсутні дані інших авторів для порівняння отриманих результатів з відносної пилопродуктивності комет C/2014 Q2 і C/2013 US10. З табл. 4 можна зробити висновок, що пилопродуктивність об'єктів дослідження була порівняно невисокою як для ДПК. Це може бути пов'язано з тим, що спостереження були проведені після проходження кометами Lovejoy і Catalina перигелію. Більшість пилу, що вірогідно знаходилася на поверхні, під впливом зростаючої газопродуктивності могла бути піднята, оскільки ці комети вперше настільки близько підходили до Сонця. Це б спричинило зменшення пилопродуктивності після проходження перигелію, адже в цьому випадку продуктивність в основному продовжувала підтримуватися пилом з надр. Підтвердження цієї точки зору також є у табл. 4. *Аfp* комети C/2009 P1 до проходження перигелію значно вище (незважаючи на більшу геліоцентричну відстань). Варто звернути увагу й на те, що відносна пилопродуктивність комети C/2014 Q2 зростає з довжиною хвилі (це притаманно більшості комет і вказує на почервоніння кометного континуума). *Аfp* C/2013 US10 змінюється у порівняно вузькому діапазоні (це вказує на нейтральний колір кометного континуума).

Таблиця 4

Таблиця 3

Комета	<i>r</i> , a.o.	∆, a.o.	Ig <i>Аfр</i> вс	lg <i>Afρ</i> _{GC}	lg <i>Afρ</i> _{RC}
22P	1.77	0.78	-	3.019	3.274
81P	1.63	0.68	-	3.815	3.733
103P	1.06	0.13	-	1.794	1.899
C/2006 W3	3.13	2.33	4.693	4.731	4.724
C/2009 K5	1.50	1.43	-	3.901	3.811
C/2000 P1	2.88	2.5	4.673	-	-
C/2009 F 1	2.09	1.61	-	3.712	3.685
C/2014 Q2	1.32	1.09	3.09	3.20	3.36
C/2013 US10	1.08	1.06	2.98	2.74	2.75

Порівняння Аfp у кометах C/2014 Q2 (Lovejoy) і C/2013 US10 (Catalina) з іншими КСЮ та ДПК

Висновки. За допомогою телескопа АЗТ-14 спостережної станції "Лісники" було отримано оптичні спектри з середньою роздільною здатністю. Якість отриманого спектрального матеріалу дозволила з достатньою точністю оцінити газопродуктивність молекул С₂, С₃, СN та відносну пилопродуктивність. Значення газопродуктивності є характерними для геліоцентричних відстаней на яких знаходилися комети. Доволі низьке значення відносної пилопродуктивності можна пояснити тим, що комети спостерігалися після проходження ними перигелію.

Список використаних джерел

1. [Електронний pecypc] Режим доступу до pecypcy: https://ru.wikipedia.org/wiki/C/2014_Q2_(%D0%9B%D0%B0%D0%B2%D0%B4%D0%B6%D0%BE%D1%8F).

2. [Електронний ресурс] Режим доступу до ресурсу: https://ru.wikipedia.org/wiki/C/2013_US10.

3. Farnham T.L. The HB Narrowband Comet Filters: Standard Stars and Calibrations / T.L. Farnham, D.G. Schleicher, M.F. A'Hearn // Icarus. – 2000. – Vol. 147. – P. 180–204.

4. Краснопольский В.А. Физика свечения атмосфер планет и комет // М.: Наука, 1987. – 304 с.

5. Langland-Shula L.E. Comet classification with new methods for gas and dust spectroscopy / L.E. Langland-Shula, G.H. Smith // Icarus - 2011. - Vol. 213. - P. 280-322.

6. *Tatum J.B.* Cynogen radiance/column-density ratio for comets calculated from the Swings effect / *J.B. Tatum* // Astron. Astrophys. – 1984. Vol. 135. – Р. 183–187. 7. *Чурюмов К.И., Пономаренко В.О., Клещонок В.В., Мозгова А.М., Кузнецов М.А.* Оптична спектроскопія комети 103P/Hartley 2 в жовтні 2010 року // Вісник астрономічної школи – 2012. – т. 8. – № 1–2. – С. 91–95.

8. Пономаренко В.О. Спектральні особливості вибраних комет сімейства Юпітера та довгоперіодичних комет зі зворотним рухом: дис. канд. фіз.-мат. наук: 01.03.03 / Пономаренко Василь Олександрович – Київ, 2015. – 128 с. Ponomarenko V., Ph. D., <u>Simon A., eng.</u> 2 кат., <u>K. Chiuriumov,</u> Dr. Sci., professor Astronomical Observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

PARAMETERS OF DUST AND GAS IN THE COMMA OF THE COMETS C/2014 Q2 (LOVEJOY) I C/2013 US10 (CATALINA)

The observations and research of the long periodic comets C/2014 Q2 (Lovejoy) and C/2013 US10 (Catalina) by optical spectra with an average resolution ($\lambda/\Delta\lambda \approx 1200$) are presented. The spectra were obtained in February and December 2015 using the telescope AZT-14 (D = 0.48 m, F = 7.7 m) and the spectrograph ASP-9 at the station Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv "Lisnyky". On the basis of obtained spectral material was carried the identification of spectral emission bands. Calculated some physical parameters of neutral gas cometary atmosphere and dusty cometary atmosphere. Built distribution of general and reflected energy along the slit of the spectrograph. Calculated flows, the number of molecules and gas productivity for basic molecular emissions, relative dust productivity.

В. Пономаренко, канд. физ.-мат. наук, А. Симон, инженер 2 кат., <u>К. Чурюмов</u>, д-р физ.-мат. наук, проф. Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

ПАРАМЕТРЫ ПЫЛИ И ГАЗА В КОМЕ КОМЕТ С/2014 Q2 (LOVEJOY) И С/2013 US10 (CATALINA)

Представлены результаты наблюдений и исследований долгопериодических комет С/2014 Q2 (Lovejoy) и С/2013 US10 (Catalina) на основе оптических спектров со средней разделительной способностью (λ/Δλ ≈ 1200). Спектры были получены в феврале и декабре 2015 года с помощью телескопа АЗТ–14 (D = 0.48 м, F = 7.7 м) и спектрографа АСП-9 на наблюдательной станции "Лесники" Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко. На основе полученного спектрального материали была проведена идентификация спектрального минерситета имени Тараса Шевченко. На основе полученного спектрального материали была проведена идентификация спектрального материали была поведена идентификация спектральных эмиссионных полосс. Найдены некоторые физические параметрв нейтральног газовой и пылевой кометных атмосфер. Построено распределение общего и отраженного потока энергии вдоль щели спектрографа. Вычислены пото-ки, количество молекул и газопродуктивность для основных молекулярных эмиссий, относительная пылепродуктивность.

УДК 521.95, 521.96, 52-14

И. Эглитис, канд. физ.-мат. наук, М. Эглите, мл. науч. сотрудник Институт астрономии Латвийского университета, Рига В. Андрук, науч. сотрудник, Л. Пакуляк, канд. физ.-мат. наук Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев

U-ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД И ГАЛАКТИК ИЗ ОЦИФРОВАННЫХ АСТРОНЕГАТИВОВ ТЕЛЕСКОПА ШМИДТА В БАЛДОНЕ

Выполнена оцифровка и обработка нескольких десятков пластинок из стеклотеки 1,2 м телескопа Шмидта в Балдоне, экспонированных в U полосе Джонсона. Для оцифровки использованы сканеры Epson Expression, обработка выполнена в пакете LINUX/MIDAS/RAMAFOT. Точность определения положений звезд Tycho2 составляет 0,1 ", точность построения характеристических кривых в U-полосе заключена в пределах 0,1–0,2^m.

Введение. Наблюдения в ультрафиолетовой (UV) полосе спектра в общем случае выполняются вблизи вспыхивающих или сверхновых звезд, на участках с активными ядрами галактик, в областях звездообразования и в полях со скоплениями. Особенно много UV данных в работах по исследованию переменных типа карликовых новых, квазаров и черных дыр [8; 9]. Однако, как следует из данных каталогов и публикаций VisieR Страсбургского центра астрономических данных, в целом UV наблюдений значительно меньше, чем, например, в В, V или R полосах.

Обсерватория в Балдоне Астрономического института Латвийского университета хранит коллекцию из 22 тысяч фотографических пластинок, полученных на 1,2 м телескопе Шмидта. Площадь неба, которую охватывает каждая из пластинок, составляет 19 квадратных градусов и содержит от 10 до 50 тысяч изображений небесных объектов. Масштаб изображений составляет 72 "/ мм.

Наблюдательный материал и его оцифровка. Архив телескопа Шмидта насчитывает 734 пластинки в 253 областях неба, отснятых в UV полосе, близкой к стандартной U Джонсона. При наблюдениях использовалась комбинация эмульсий ORWO ZU21 и ZU2 и фильтров UG1 и UFS3. Пластинки UV коллекции сканировались на сканерах серии EPSON EXPRESSION 10000XL и 11000XL. Предварительные исследования показали, что оптимальным разрешением для сканированных изображений является 1200 dpi (1,81 "/пх), дающее практически ту же точность, что и сканы, полученные с более высоким разрешением 2400 dpi. При этом время, затраченное на обработку одной пластинки на высокоскоростном семиядерном компьютере, сокращалось в три раза. Кроме того, существенно уменьшался объем хранимой информации. Особенности поведения сканеров серии EPSON EXPRESSION и их влияние на точность астрометрических и фотометрических результатов исследовалось предварительно в работах [2; 3; 4; 5; 8; 11; 24; 25]. Случайные ошибки сканеров для астронегативов телескопа Шмидта оказались равны 0,04 " и 0,015 ^m для положений и звездных величин соответственно.

Этапы обработки астронегативов. Все изображения были получены в формате .tiff и перед обработкой переведены в формат .fit. Стандартная процедура обработки изображений выполнялась в программном пакете Linux / MIDAS / ROMAFOT, расширенном дополнительными приложениями, разработанными в ГАО НАН Украины для обработки широкоугольных звездных полей. В качестве опорного использовался каталог Tycho2. Процедура обработки отсканированных астронегативов протестирована и реализована ранее в серии работ [6; 7; 9; 12; 13; 14; 17; 18; 19; 26; 28] и состоит из следующих этапов: 1. Обработка сканов в пакете MIDAS/ROMAFOT, получение прямоугольных координат X, Y и инструментальных звездных величин m зарегистрированных объектов.

2. Создание файлов опорных звезд из каталога Tycho2 для каждой пластинки.

3. Создание файлов для предварительной связи прямоугольной и экваториальной систем координат опорных звезд.

4. Исправление прямоугольных координат объектов за систематические ошибки сканера.

5. Редукция прямоугольных координат X, Y зарегистрированных объектов в систему экваториальных координат α, δ каталога Tycho2.

6. Приведение инструментальных фотометрических величин объектов в систему фотоэлектрических Upe величин звезд системы Джонсона.

Более полная информация об этапах обработки оцифрованных пластинок содержится в работах [16; 20; 23]

Астрометрическая редукция в систему каталога Tycho2. Для всех сканов пластинок как на этапе диагностирования систематических ошибок сканера Δα и Δδ, так и на этапах редукции прямоугольных координат X, Y объектов в систему экваториальных координат α, δ каталога Tycho2 тангенциальные координаты ξ, η вычислялись из решения уравнений методом наименьших квадратов по формулам вида (1):

$$\begin{aligned} \xi_{i} &= a_{1} + a_{2}X_{i}f + a_{3}Y_{i}f + a_{4}R_{i}m_{i} + a_{5}f + \sum b_{Im}X_{i}^{I}Y_{i}^{III}, \qquad (I = 0 \div 6, m = 0 \div 6, I + m = n, n = 1 \div 6) \\ \eta_{i} &= c_{1} + c_{2}X_{i}f + c_{3}Y_{i}f + c_{4}R_{i}m_{i} + c_{5}f + \sum d_{Im}X_{i}^{I}Y_{i}^{II}, \qquad (I = 0 \div 6, m = 0 \div 6, I + m = n, n = 1 \div 6) \end{aligned}$$
(1)

где і = 1,2,...N – количество звезд каталога Tycho2 на пластинке; X_i, Y_i и R_i – координаты и расстояние изображений звезд относительно центра пластинки; m_i – инструментальные фотометрические величины звезд; f – диаметры изображений звезд (FWHM); коэффициенты a₂, a₃, a₄ и c₂, c₃, c₄ описывают кому, коэффициенты a₅, c₅ – учитывают влияние уравнения блеска (вычислялись отдельно); коэффициенты полного полинома шестой степени (27 членов) b_{lm} и d_{lm} в обобщенном случае описывают аберрации оптики телескопа, отягощенные систематическими ошибками сканеров. Более подробно этапы исключения систематических ошибок сканеров изложены в работе [20].

Фотометрическая редукция в систему фотоэлектрических U-величин. Для калибровки характеристических кривых астронегативов, учета фотометрической ошибки поля и редукции инструментальных фотометрических величин m в систему фотоэлектрических Upe величин звезд системы Джонсона использовались данные из каталогов [10; 22; 27]. При построении характеристических кривых астронегативов использовалась фотометрическая информация для одной экспозиции. Аппроксимация характеристических кривых и получение фотографических U величин звезд для пластинок выполнена решением методом наименьших квадратов систем уравнений согласно формуле (2):

$$U_{i} = e_{1} + e_{2}X_{i} + e_{3}Y_{i} + e_{4}R_{i} + \sum f_{n}m_{i}^{n}, \quad (n = 1 \div 5)$$
(2),

где і = 1,2,...N – количество фотоэлектрических определений для стандартных звезд на пластинке; X_i, Y_i и R_i – координаты и расстояние изображений звезд относительно центра пластинки; m_i – инструментальные фотометрические величины звезд; коэффициенты e₂, e₃, e₄ ответственны за фотометрическое уравнение (фотометрическую ошибку) поля, а коэффициенты f_n соответствуют функциональному описанию самого вида характеристических кривых.



Рис. 1. Результаты фотометрической редукции для астронегативов с одной экспозицией

Данный вид формулы (2) выбран как оптимальный, позволяющий минимизировать фотометрические ошибки редукции в систему фотоэлектрических стандартов Upe.

Результаты фотометрической редукции для астронегативов с одной экспозицией представлены на рис. 1. На рисунке панели 1а и 2а – характеристические кривые для двух перекрывающихся астронегативов, имеющих общие объекты, что позволяет оценить внутреннюю сходимость результатов обработки. m1 и m2 – инструментальные величины, Upe – фотоэлектрические величины. Указаны ошибки построения характеристических кривых о.

На панелях b,c,d приведены тренды разностей ΔU между вычисленными величинами и их фотоэлектрическими значениями Upe по координатам X, Y и звездным величинам Upe. На рисунке указано количество стандартных звезд k1 и k2 для обоих астронегативов.

После получения экваториальных координат α, δ и звездных величин в системе U для каждой пластинки, было выполнено сравнение полученных результатов. Результаты сравнения в виде трендов разностей соответствующих величин представлены на левых панелях рис. 2. Здесь Δα, Δδ – разности экваториальных координат, ΔU – разности звездных величин для общих объектов двух астронегативов. Тренды даны относительно координат X и Y, Upe величин звезд и диаметров изображений f.





На панелях 7а, 8а представлена связь U-величин с диаметрами изображений объектов и фотоэлектрическими стандартами Upe. Отметим, что для звезд с U<14 ^m среднеквадратическая величина разностей координат и звездных величин составляет $\sigma_{\alpha\delta}$ = ±0.14 ^m и σ_U = ±0.12 ^m соответственно.

Заключение. На настоящий момент по приведенной методике обработано около двух сотен астронегативов, экспонированных на 1,2 м телескопе Шмидта в Балдоне в UV полосе. Координаты звезд и галактик получены в системе каталога Tycho2, U-величины в системе фотоэлектрических стандартов. Работа по обработке астронегативов продолжается.

Полученный ранее по аналогичному наблюдательному материалу и описанной выше методике каталог положений и U-величин для 68 784 звезд и галактик для 12 областей программы МЕГА [1; 15; 21] позволяет сделать прогноз относительно ожидаемой точности после завершения обработки всего наблюдательного материала. Внутренняя точность этого каталога для всех объектов составляет $\sigma_{\alpha\delta} = \pm 0.28$ " и $\sigma_U = \pm 0.20$ ^m (для звезд в интервале U = 8 ^m -14 ^m ошибки равны $\sigma_{\alpha\delta} = \pm 0.11$ " и $\sigma_U = \pm 0.09$ ^m) для экваториальных координат и звездных величин соответственно. Сходимость координат с опорной системой Tycho2 составляет $\sigma_{\alpha\delta} = \pm 0.06$ " (для 5 814 звезд). Сходимость с фотоэлектрическими звездными U_{pe}-величинами составляет $\sigma_B = \pm 0.13$ ^m (для 876 звезд).

Список цитируемых источников

1. Андрук В. Н. Фотометрическая служба вблизи главного меридиана Галактики: наблюдения и создание каталога фотометрических стандартов звездных величин и цветов в системе UBVR // Кинематика и физика небес. тел. – 1996. – 12, № 4. – С. 60–73.

2. Андрук В. Н., Иванов Г. А., Погорельцев М. Т., Яценко А. И. Об использовании сканера для определения координат и фотометрии звёзд на пластинках программы ФОН // Кинематика и физика небес. тел. – 2005. – 21, № 5. – С. 396–400.

3. Андрук В., Пакуляк Л. Дослідження можливости використання сканерів Microtek для фотометрії зір // Журнал фізичних досліджень. – 2007. – 11. – № 3. – С. 329–333.

4. Андрук В.М., Бутенко Г.З., Яценко А.И. Фотометрия пластинок, оцифрованных сканером MICROTEK SCANMAKER 9800XL TMA // Кинематика и физика небес. тел. – 2010. – 26. – № 3. – С. 75–81.

5. Андрук В.М., Пакуляк Л.К., Їжакевич О.М. та ін. Астрометрія платівок ДША, оцифрованих двома типами сканерів. Розділення зображень зір двох експозицій // Вісник КНУ ім.Т. Шевченка. Сер. "Астрономія" – 2012. – № 48. – С. 11–13.
 6. Андрук В.Н., Головня В.В., Иванов Г.А. и др. Каталог экваториальных координат и В-величин звезд околополюсной области программы ФОН

// Кинематика и физика небес. тел. – 2016. – 32. – № 1. – С. 56–69. 7. Андрук В.Н., Пакуляк Л.К., Головня В.В. и др. Каталог экваториальных координат и В-величин звезд программы ФОН // Кинематика и физика

небес. тел. – 2016. – 32. – № 5 – С. 1.–6. 8. Головня В., Андрук В., Яценко А. Астрометрія платівок ПША, оцифрованих сканером MICROTEK SCANMAKER 9800XL ТМА // Журнал фізичних

8. Головня В., Анорук В., Яценко А. Астрометрія платівок ПША, оцифрованих сканером MICROTEK SCANMAKER 9800XL ТМА // Журнал фізичних досліджень. – 2010. – 14. – № 2. – С. 1–8.

9. Казанцева Л.В., Шатохина С.В., Процюк Ю.И. и др. Результаты обработки оцифрованных фотографических наблюдений Плутона из коллекций УкрВО // Кинематика и физика небес. тел. – 2015. – 31. – № 1. – С. 58–80. 10. *Корнилов В.Г., Волков И.М., Захаров А.И. и др.* Каталог WBVR-величин ярких звезд Северного неба // Под ред. В.Г. Корнилова – М.: Изд-во

Моск. ун-та, 1991. – 400 с. (Труды Гос. астрон. ин-та им. П.К. Штенберга, 63) 11. *Муминов М.М., Каххаров Б.Б., Йулдошев К.Х. и др.* Астрометрия тестовых пластинок, оцифрованных сканером Epson expression 10000XL в Астрономическом институте АН Руз // Известия ГАО в Пулкове. – 2013. – 220. – С. 517–521.

12. Муминов М.М., Эгамбердиев Ш.А., Латылов А.А. и др. Каталог экваториальных координат и В-величин звезд экваториальной зоны программы ФОН на основе обработки оцифрованных астронегативов Китабской обсерватории // Известия ГАО в Пулкове. – 2016. – 223. – С. 339–346 13. Процюк Ю.И., Мартынов М.В., Мажаев А.Э. и др. Создание каталогов координат и собственных движений звезд с использованием совместной

обработки архивных фотографических и современных ПЗС-наблюдений // Кинематика и физика небес. тел. – 2014. – 30. – № 6. – С. 54–65. 14. *Яценко А.И., Андрук В.Н., Головня В.В. и д*р. Результаты сканирования снимков 60-й зоны программы ФОН – методика редукции измерений,

характеристика выходного каталога // Кинематика и физика небес. тел. – 2011. – 27. – № 5. – С. 49–59. 15. Andruk V.M., Kharchenko N.V., Schilbach E., Scholz R.-D. Photometric survey near the main Galactic Meridian. 1. Photoelectric stellar magnitudes and colours in the UBVR system // Astron. Nachr. – 1995. – 316, N 4. – P. 225–248.

16. Andruk V.M., Vidmachenko A.P., Ivashchenko Yu.M. Processing of CCD frames of images of star fields without the frame of a flat field using new software in program shell of MIDAS/ROMAFOT // Kinematics and Physics of Celectial Bodies. Suppl. - 2005. N5. - P. 413-416.

17. Andruk V.M., Golovnya V.V., Ivanov G.A. et. al. Compilation of catalog of stellar equatorial coordinates and B-magnitudes using UkrVO plate database
 // Odessa Astron. Publ. – 2014. – 27, N 1. – P. 53–54.
 18. Andruk V.M., Pakuliak L.K., Golovnia V.V. et al. Catalog of pasitions and B-magnitudes of stars in the circumpolar region of Northen Sky Survey (FON)
 project // Odessa Astron. Publ. – 2015. – 28, N 2. – P. 192–195.

19. Andruk V.M., Relke H., Protsyuk Yu.I. et al. Comparision of zero zone catalogues of the FON program based on the Kyiv and Kitab observations // Odessa Astron. Publ. – 2015. – 28, N2.– P. 188–191. 20. Andruk V.M., Pakuliak L.K., Golovnya V.V. et al. // - 2015, arxiv.org/abs/1512.05535.

21. Eglitis I., Eglite M., Andruk V.M., Pakuliak L.K. U-magnitudes of stars and galaxies from the digitized astronegatives of Baldone Schmidt telescope

// -Astroplate-2016. – 2016. – In press.
 22. Mermilliod J.C. Homogeneous means in the UBV system. – Institut d'Astronomie. Universite de Lausanne, 1991.

23. Protsyuk Yu.I., Andruk V.N., Kazantseva L.V. Software for processing of digitized astronegatives from archives and Databases of Virtual Observatory // Odessa Astron. Publ., – 2014. – 27, N 1, – P. 59–60.

24. Protsyuk Yu.I., Andruk V.N., Muminov M.M. et al. Method for evaluating the astrometric and photometric charakteristics of commercial scanners in their application for the scientific purpose // Odessa Astron. Publ., – 2014. – 27, N1. – P. 61–62.

25. Protsyuk Yu.I., Kovylianska O.E., Protsyuk S.V., Andruk V.M. Results of processing of astronegatives with commercial scanner // Odessa Astron. Publ., – 2014, – 27, N 1, – P. 63–64.

26. Protsyuk Yu., Andruk V., Mazhaev A. et. al. Determination of proper motins of circumpolar stars by using images from UkrVO plate archives // Odessa Astron. Publ. - 2015. - 28, N 2. - P. 202-203.

27. Relke E., Protsyuk Yu., Andruk V. The compiled catalogue of photoelectric UBVR stellar magnitudes in the Tycho2 system // Odessa Astron. Publ., – 2015, 28, N 2, – P. 211–212.

28. Yizhakevich O.M., Andruk V.M., Pakuliak L.K. Catalog of astronomical positions of Saturns moons obtained by photographic observations at the MAO NASU in 1961-1991 // Odessa Astron. Publ., - 2015. - 28. N 2. - P. 213-216.

Надійшла до редколегії 09.07.16

І. Еглітіс, канд. фіз.-мат. наук, М. Егліте, мол. наук. співроб. Інститут астрономії Латвійського університету, Рига, В. Андрук, наук. співроб., Л. Пакуляк, канд. фіз.-мат. наук Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

U-ВЕЛИЧИНИ ЗІР І ГАЛАКТИК З ОЦИФРОВАНИХ АСТРОНЕГАТИВІВ ТЕЛЕСКОПА ШМІДТА В БАЛДОНЕ

Виконані оцифрування та обробка декількох десятків платівок зі склотеки телескопа 1,2 м Шмідта в Балдоне, проекспонованих в U смузі Джонсона. Для оцифрування використані сканери Epson Expression, обробка виконана в пакеті LINUX/MIDAS/RAMAFOT. Точність визначення положень зір Тусһо2 складає 0,1", точність побудови характеристичних кривих в U-смузі знаходиться в межах 0,1–0,2

I. Eglitis, Dr. phys., M. Eglite, MSc., Institute of Astronomy, University of Latvia, Riga V. Andruk, Msc., L. Pakuliak, Ph. D. Astronomical Observatory NASU, Ukraine, Kyiv

U-MAGNITUDES OF STARS AND GALAXIES FROM DIGITIZED ASTRONOMIC NEGATIVES OBTAINED BY BALDONE SCHMIDT TELESCOPE

Digitizing and processing of several dozen Johnson U plates from the archive of 1.2 m Baldone Schmidt telescope were made. Scans were obtained using Epson Expression scanners. Image processing was made in the LINUX/MIDAS/ROMAFOT package. Obtained positional accuracy of Tycho2 stars is 0.1 ". The precision of the characteristic curves restoration is 0.1–0.2 ".

УДК 521.95

В. Андрук, науч. сотрудник, Л. Пакуляк, канд. физ.-мат. наук, В. Головня, науч. сотрудник, С. Шатохина, науч. сотрудник, Е. Ижакевич, мл. науч. сотрудник, Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев, Ю. Процюк, канд. физ.-мат. наук НИИ "НАО", Николаев

О КАТАЛОГЕ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ КООРДИНАТ И В-ВЕЛИЧИН ЗВЕЗД ПРОГРАММЫ ФОН

В рамках работ по программе ФОН с использованием накопленных ресурсов ОЦА (Объединенный цифровой Архив) УкрВО в ГАО НАН Украины создан каталог экваториальных координат а, б и В-величин звезд для северного полушария неба (от –4 град до +90 град). Количество обработанных пластинок равно 2260. Оцифровка астронегативов осуществлялась с помощью сканеров Microtek ScanMaker 9800XL TMA и Epson Expression 10000XL, режим сканирования – 1200 dpi, размер большинства пластинок – 30 x 30 см или 13000 x 13000 пкл. Каталог содержит 19 451 751 звезд и га-

© Андрук В., Пакуляк Л., Головня В., Шатохина С., Ижакевич Е., Процюк Ю., 2016

лактик до В ≤16.5^m на эпоху 1988.1 г. Координаты зеезд и галактик получены в системе каталога Тусһо-2, В-величины в системе фотоэлектрических стандартов. Среднее значение внутренней точности каталога для всех объектов состаеляет $\sigma_{a5} = \pm 0.23^{"}$ и $\sigma_{B} = \pm 0.14^{m}$ (для зеезд в интервале В = 7^m –14^m ошибки равны $\sigma_{a5} = \pm 0.10^{"}$ и $\sigma_{B} = \pm 0.07^{m}$) для экваториальных координат и звездных В-величин соответственно. Сходимость между вычисленными нами и положениями звезд каталога Тусhо2 составляет $\sigma_{a5} = \pm 0.06^{"}$, а сходимость с фотоэлектрическими звездными В-величинами равна $\sigma_{B} = \pm 0.15^{m}$. Среднеквадратическая величина разностей координат нашего каталога и каталога UCAC-4 равна $\sigma_{a5} = \pm 0.30^{"}$ (отождествилось 18 742 932 или 96.36% звезд и галактик).

Ключевые слова: каталоги, звездные величины В.

Введение. В ГАО НАНУ завершены работы по сканированию и обработке оцифрованных пластинок по программе ФОН. В результате выполненных работ был получен каталог экваториальных координат α, δ и В-величин звезд для северного полушария неба (от –4 град до +90 град). Сам план фотографического обзора Северного неба (проэкт ФОН) был предложен в 1976 г. сотрудниками ГАО АН УССР И.Г. Колчинским и А.Б. Онегиной [11].

Практическая реализация по фотогафированию северного неба началась в Киеве в октябре 1981 г., а последние астронегативы были отсняты в июле 1998 г. Всего по этой программе на телескопе ДША (Double Wide-angle Astrograph (D/F = 40/200, 103"/mm)) было обработано примерно 2260 пластинок размером 6x6 или 8x8 градусов. Активное участие в наблюдениях принимали сотрудники отдела астрометрии Г.А. Иванов, А.И. Яценко, Л.К. Пакуляк, В.И Белан и другие. Данная версия каталога положений α, δ и В-величин звезд создана с использованием программ обрабатки и редукции оцифрованных астронегативов, розработанных в ГАО НАНУ. Работа выполнена с использованием накопленных ресурсов Объединенного цифрового архива Украинской виртуальной обсерватории [8,30]. Сканирование пластинок сделано на сканерах Microtek ScanMaker 9800XL TMA и Epson Expression 10000XL. Версия каталога была получена из обработки одиночных сканов без поворота пластинок на 90°, что позволило сэкономить ресурсы в два раза для хранения и обработки информации без ущерба для точности полученных результатов [22]. Тестирование сканеров, принципы и этапы обработки оцифрованных астронегативов изложены в серии работ [2, 3, 4, 5, 9, 13, 18, 25, 26, 27], а тестирование программного обеспечения с получением конкретных результатов в виде различных каталогов сделано в следующих работах [6, 7, 10, 14, 15, 16, 19, 20, 21, 23, 28, 31].

Создание каталога. При создании каталога сделано следующее. Для отдельных зон, высотой $\pm 2^{\circ}$ от центра, реализован принцип двухкратного перекрытия по склонению δ , а в пределах зон перекрытие выполнено со смещением центров относительно друг друга примерно на 4°/соѕо по прямому восхождению α . Центры зон отстоят друг от друга по δ на 4°, и количество пластинок для обработанных зон следующее: зона 88 – 8, зона 84 – 25, зона 80 – 24, зона 76 – 53, зона 72 – 51, зона 68 – 59, зона 64 – 50, зона 60 – 102, зона 56 – 106, зона 52 – 118, зона 48 – 129, зона 44 – 126, зона 40 – 109, зона 36 – 123, зона 32 – 120, зона 28 – 155, зона 24 – 149, зона 20 – 125, зона 16 – 124, зона 12 – 116, зона 8 – 117, зона 4 – 124, зона 0 – 144. Всего в этих зонах полностью обработано (т.е. получены экваториальные координаты и В величины для 19 451 751 звезды и галактики) около 2260 пластинок, на которых было зарегистрировано порядка 153.57 млн объектов различной природы. После процедур взаимных отождествлений объектов на астронегативах, среднее количество измерений звезд и галактик оказалось равным I = 4, и в каталог также зачислены дополнительно 1 779 372 звезды и галактики (9.15% от общего количества), для которых сделано по одному измерению (по результатам отождествлений с каталогом UCAC4). Распределение количества звезд и галактик N (в тысячах) в зависимости от кратности измерений К на пластинках демонстрируется на рис. 1.

Для наглядности на рис. 2 показано распределение 95315 звезд каталога В =10 ± 0.5^m на небесной сфере. Заметны выраженная концентрация звезд в областях Млечного пути а также участки с поглощением света в нем. Для рис. 3 были отобраны 1 077 933 звезды слабее В > 16.5^m как для оценки распределения предельно слабых звезд на небесной сфере, так и для оценки качества фотографического материала, который был обработан.

При создании каталога реализованы или в стадии реализации следующие этапы: 1. Оцифровка астронегативов на сканерах Microtek ScanMaker 9800XL TMA и Epson Expression 10000XL, режим сканирования – 1200 dpi.

2. Преобразование файлов из формата tiff в формат fits при помощи пакета GIMP. 3. Вычисление в среде MIDAS/ROMAFOT прямоугольных координат X, Y и фотометрических инструментальных величин m, f_{1/2} прочее для всех зарегистрированных на астронегативе объектов.

4. Астрометрическая редукция для всех объектов в систему экваториальных координат α, δ каталога Tycho-2 на эпоху экспонирования пластинок.

5. Фотометрическая редукция инструментальных звездных величин m в систему фотоэлектрических $\mathsf{B}_{\mathsf{pe}}\text{-}\mathsf{величиh}$

6. Вычисление средних значений экваториальных координат α, δ и В-ве-

личин звезд и галактик в пределах перекрывающихся по α сканов для отдельных зон. Отбраковка артефактов

7. Усреднение значений экваториальных координат α, δ и В-величин звезд и галактик в зонах перекрытия.

8. Составление каталога положений α, δ и В-величин звезд и галактик и его дополнение данными о собственных движениях μ_α, μ_δ из каталога UCAC4.

На первом этапе создания каталога было сделано усреднение вычисленных координат и В-величин звезд и галактик в пределах перекрытий полей пластинок по отдельным зонам (перекрытие по α). В каталог вошли те объекты, которые были зарегистрированы (соответственно были измерены и получены их координаты и звездные величины как отождествленных объектов) хотя бы на двух пластинках. Составление списка объектов из звезд и галактик осуществлялось по следующим критериям:

1) по экваториальным координатам расхождение не превышало 2.17 секунды дуги (1 пкл ≈ 2.17");

2) по звездным величинам разность составляла не более ±2^m (учет переменных звезд).





Ошибки экваториальных координат σ_α, σ_δ и В-величин σ_в звезд и галактик для k измерений были вычислены по формулам вида (1):

$$\sigma_{\alpha} = (\sum (\alpha_{k} - \alpha_{c})^{2} / k(k-1))^{\frac{1}{2}}, \sigma_{\delta} = (\sum (\delta_{k} - \delta_{c})^{2} / k(k-1))^{\frac{1}{2}}, \sigma_{B} = (\sum (B_{k} - B_{c})^{2} / k(k-1))^{\frac{1}{2}}$$
(1)

На следующем этапе были получены новые средние значения координат и В-величин объектов в зонах перекрытия. Для каждого объекта имеем координаты, В-величины и их ошибки для двух зон – α_{1,2}, δ_{1,2}, B_{1,2}, σ_{α1,2}, σ_{δ1,2}, σ_{B1,2}. Для звезд и галактик каталога окончательные значения координат, В-величин и их ошибки вычислены по формулам вида (2) и (3):

$$\begin{aligned} \alpha &= (\alpha_1 / \sigma_{\alpha_1}^2 + \alpha_2 / \sigma_{\alpha_2}^2) / (1 / \sigma_{\alpha_1}^2 + 1 / \sigma_{\alpha_2}^2) \\ \delta &= (\delta_1 / \sigma_{\delta_1}^2 + \delta_2 / \sigma_{\delta_2}^2) / (1 / \sigma_{\delta_1}^2 + 1 / \sigma_{\delta_2}^2) \end{aligned}$$
 (2)

В табл. 1 дано распределение (по значениям звездных величин B_{ph}) внутренних ошибок σ_α, σ_δ, σ_{Bph} определения экваториальных координат и фотографических величин и количество k объектов каталога.

 B_{ph}

Таблица 1

Распределение по интервалам звездных В-величин внутренних ошибок определения экваториальных координат σ_α, σ₅, фотографических величин σ_{вр}ь и количества объектов каталога k

	${\tt B}_{\tt ph}$	σ_{α}	σ_{δ}	$\sigma_{\tt Bph}$	k
1	4.68	0.330	0.330	0.222	65
2	5.63	0.350	0.285	0.211	535
3	6.61	0.284	0.246	0.172	2622
4	7.58	0.223	0.181	0.124	8451
5	8.57	0.128	0.101	0.076	22701
6	9.57	0.067	0.057	0.045	59788
7	10.57	0.048	0.045	0.037	147287
8	11.56	0.044	0.042	0.046	342430
9	12.56	0.071	0.068	0.062	789921
10	13.57	0.135	0.128	0.079	1907304
11	14.57	0.203	0.188	0.118	4998286
12	15.46	0.282	0.262	0.171	6911321
13	16.35	0.351	0.336	0.219	2357465
14	17.15	0.397	0.390	0.147	124198
	14.85	0.237	0.222	0.143	17672379

~ 27 **~**

Заключение. Координаты звезд и галактик получены в системе каталога Tycho-2 (средняя эпоха 1988.1 г.), В-величины в системе фотоэлектрических стандартов. В качестве фотометрических стандартов для построения характеристических кривых отдельных астронегативов использовались фотоэлектрические В_{ре}-величины звезд из специальных каталогов [1, 12, 17, 24, 29]. Сходимость между вычисленными нами и положениями звезд каталога Tycho2 составляет $\sigma_{\alpha\delta} = \pm 0.06$ ", а сходимость с фотоэлектрическими звездными В-величинами равна $\sigma_{B} = \pm 0.15^{m}$. Среднеквадратическая величина разностей координат нашего каталога и каталога UCAC-4 равна $\sigma_{\alpha\delta} = \pm 0.30$ " (отождествилось 18 742 932 или 96.36% звезд и галактик).

Каталог положений и В-величин звезд программы ФОН размещен на web-странице ГАО НАНУ и сайте УкрВО. Каталог 19 451 751 звезд и галактик до В ≤ 16.5^m включает экваториальные координаты α, δ на индивидуальную эпоху наблюдений и равноденствие 2000 г., звездные величины в системе В, а также ошибки определения этих величин, количество определений и информацию в виде усредненных значений для диаметров изображений звезд f_{/2} и значений интенсивности в центре изображений объектов Ic. Также в каталог включена дополнительная информация из каталога UCAC4 о собственных движениях и f, B, V, r, i звездные величины [32].

Список использованных источников

1. Андрук В.Н. Фотометрическая служба вблизи главного меридиана Галактики: наблюдения и создание каталога фотометрических стандартов звездных величин и цветов в системе UBVR // Кинематика и физика небес. тел. –1996. – 12, № 4. – С. 60–73.

2. Об использовании сканера для определения координат и фотометрии звёзд на пластинках программы ФОН / В.Н. Андрук, Г.А. Иванов, М.Т. Погорельцев, А.И. Яценко // Кинематика и физика небес.тел. – 2005. – 21, № 5. – С. 396–400.

3. Андрук В. Дослідження можливості використання сканерів Microtek для фотометрії зір / В. Андрук, Л. Пакуляк // Журнал фізичних досліджень. –2007. – 11. – № 3. – С. 329–333.

4. Андрук В.М. Фотометрия пластинок, оцифрованных сканером MICROTEK SCANMAKER 9800XL ТМА / В.М. Андрук, Г.З. Бутенко, А.И. Яценко // Кинематика и физика небес. тел. – 2010. – 26. – № 3. – С. 75–81.

5. Астрометрія платівок ДША, оцифрованих двома типами сканерів. Розділення зображень зір двох експозицій / В. Андрук., Г. Іванов, А. Яценко та ін. // Вісник КНУ ім.Т. Шевченка. Сер. "Астрономія" – 2012. – № 48 – С. 11–13.

6. Каталог экваториальных координат и В-величин звезд околополюсной области программы ФОН / В.Н. Андрук, В.В. Головня, Г.А. Иванов и др. // Кинематика и физика небес. тел. – 2016. – 32. – № 1. – С. 56–69.

7. Каталог экваториальных координат и В-величин звезд программы ФОН // В.Н. Андрук, Л.К. Пакуляк, В.В. Головня и др. // Кинематика и физика небес. тел. – 2016. – 32. – № 5 – С. 1–6.

 Астроинформационный ресурс Украинской виртуальной обсерватории (УкрВО): объединенный архив данных наблюдений, научные задачи и программное обеспечение / И.Б. Вавилова, Л.К. Пакуляк, А.А. Шляпников и др. // Кинемат. и физика небес. тел. – 2012. – 28. – № 2. – С. 59–80.

9. Головня В. Астрометрія платівок ПША, оцифрованих сканером MICROTEK SCANMAKER 9800XL ТМА / В. Головня, В. Андрук, А. Яценко // Журнал фізичних досліджень. – 2010. – 14. – № 2. – С. 1–8.

10. Результаты обработки оцифрованных фотографических наблюдений Плутона из коллекций УкрВО / Л.В. Казанцева, С.В. Шатохина, Ю.И. Процюк и др. // Кинематика и физика небес. тел. – 2015. – 31. – № 1. – С. 58–80.

11. Колчинский И.Г. План фотографирования неба на широкоугольных астрографах / И.Г. Колчинский, А.Б. Онегина // Астрометрия и астрофизика. – 1977. – Вып. 33. – С. 11–16.

12. Каталог WBVR-величин ярких звезд Северного неба / В.Г. Корнилов В.Г., И.М Волков, А.И. Захаров и др. // Под ред. В.Г. Корнилова – М.: Издво Моск. ун-та, 1991. – 400 с. (Труды Гос. астрон. ин-та им. П.К. Штенберга, 63)

13. Астрометрия тестовых пластинок, оцифрованных сканером Epson expression 10000XL в Астрономическом институте АН Руз / М.М. Муминов, Б.Б. Каххаров, К.Х. Йулдошев и др. // Известия ГАО в Пулкове. – 2013. – 220. – С. 517–521.

14. Каталог экваториальных координат и В-величин звезд экваториальной зоны программы ФОН на основе обработки оцифрованных астронегативов Китабской обсерватории / М.М. Муминов, Ш.А. Эгамбердиев, А.А. Латыпов и др. // Известия ГАО в Пулкове. – 2016. – 223. – С. 339–346.

15. Создание каталогов координат и собственных движений звезд с использованием совместной обработки архивных фотографических и современных ПЗС-наблюдений / Ю.И. Процюк, М.В. Мартынов, А.Э. Мажаев и др. // Кинематика и физика небес. тел. – 2014. – 30. – № 6. – С. 54–65.

16. Результаты сканирования снимков 60-й зоны программы ФОН – методика редукции измерений, характеристика выходного каталога / А.И. Яценко, В.Н. Андрук, В.В. Головня и др. // Кинематика и физика небес. тел. – 2011. – 27. – № 5. – С. 49–59.

17. Photometric survey near the main Galactic Meridian. 1. Photoelectric stellar magnitudes and colours in the UBVR system / V.M. Andruk, N.V. Kharchenko, E. Schilbach, R. Scholz // Astron. Nachr. – 1995. – 316, N 4. – P. 225–248.

18. Andruk V.M. Processing of CCD frames of images of star fields without the frame of a flat field using new software in program shell of MIDAS/ROMAFOT / V.M. Andruk, A.P. Vidmachenko., Yu.M. Ivashchenko // Kinematics and Physics of Celectial Bodies. Suppl. – 2005. N 5. – P. 413–416.

19. Compilation of catalog of stellar equatorial coordinates and B-magnitudes using UkrVO plate database / V.M. Andruk, V.V. Golovnya, G.A. Ivanov et. al. //Odessa Astron. Publ. – 2014. – 27, N1. – P. 53–54.

20. Catalog of pasitions and B-magnitudes of stars in the circumpolar region of Northen Sky Survey (FON) project / V.M. Andruk, L.K. Pakuliak, V.V. Golovnia et al. // Odessa Astron. Publ. – 2015. – 28, N 2. – P. 192–195.

21. Comparision of zero zone catalogues of the FON program based on the Kyiv and Kitab observations / V.M. Andruk, H. Relke, Yu.I. Protsyuk. et al. //Odessa Astron. Publ. - 2015. - 28, N 2. - P. 188-191.

22. Andruk V.M., Pakuliak L.K., Golovnya V.V. et al. // -2015, arxiv.org/abs/1512.05535.

23. U-magnitudes of stars and galaxies from the digitized astronegatives of Baldone Schmidt teleskope / I. Eglitis, M. Eglite, V.M. Andruk, L.K. Pakuliak //-Astroplate-2016. – 2016. – In press.

24. Mermilliod J.C. Homogeneous means in the UBV system. - Institut d'Astronomie. Universite de Lausanne, 1991.

25. Software for processing of digitized astronegatives from archives and Databases of Virtual Observatory / Yu.I. Protsyuk, V.M. Andruk, L.V. Kazantseva // Odessa Astron. Publ., - 2014. - 27, N 1, - P. 59-60.

26. Method for evaluating the astrometric and photometric charakteristics of commercial scanners in their application for the scienrific purpose / Yu.I. Protsyuk, V.N. Andruk, M.M. Muminov et al. // Odessa Astron. Publ., - 2014. - 27, N 1. - P. 61-62.

27. Results of processing of astronegatives with commercial scanner / Yu. Protsyuk, O.E. Kovylianska, S.V. Protsyuk, V.M. Andruk // Odessa Astron. Publ., - 2014, - 27, N1, - P. 63-64.

28. Yu. Protsyuk, Andruk V., Mazhaev A. et. al. Determination of proper motins of circumpolar stars by using images from UkrVO plate archives // Odessa Astron. Publ. – 2015. – 28, N 2. – P. 202–203.

29. Relke E. The compiled catalogue of photoelectric UBVR stellar magnitudes in the Tycho2 system / E. RelkeE., Yu. Protsyuk, V. Andruk // Odessa Astron. Publ., - 2015, - 28, N 2, - P. 211-212.

30. UkroVO Joint Digitized Archive and Scientific Prospects / I.B. Vavilova, L.K. Pakuliak, Yu.I. Protsyuk et al. // Baltic Astronomy. – 2012. – 21, N 3, – P. 356–365. 31. Yizhakevich O.M. Catalog of astronomical positions of Saturns moons obtained by photographic observations at the MAO NASU in 1961–1991

/ O.M. Yizhakevich, V.M. Andruk, L.K. Pakuliak // Odessa Astron. Publ., – 2015. – 28. N 2. – P. 213–216.

32. The fourth US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC4) / N. Zacharias, C.T. Finch, T.M. Girard et al. // Astron. J. – 2013. – 145, N 2. – 44 Z. – 14 p.

В. Андрук, наук. співроб., Л. Пакуляк, канд. фіз.-мат. наук., В. Головня, наук. співроб., С. Шатохина, наук. співроб., О. Їжакевич, молодш. наук. співроб.

Головна астрономічна обсерваторія НАН України,

Ю. Процюк, канд. фіз.-мат. наук.

НДІ "МАО", Миколаїв

ПРО КАТАЛОГ ЕКВАТОРІАЛЬНИХ КООРДИНАТ ТА В-ВЕЛИЧИН ЗІР ПРОГРАМИ ФОН

В рамках робіт за програмою ФОН з використанням накопичених ресурсів ОЦА (Об'єднаний цифровий Архів) УкрВО є ГАО НАН України створено каталог екваторіальних координат α , δ та В-величин зір для північної півкулі неба (від –4 град до +90 град). Кількість оброблених платівок становить 2260. Оцифрування астронегативів виконано з допомогою сканерів Microtek ScanMaker 9800XL TMA та Epson Expression 10000XL, режим сканування – 1200 dpi, розмір більшості платівок – 30x30 см або 13000x13000 пкл. Каталог включає 19 451 751 зір та галактик до $B \le 16.5^m$ на епоху 1988.1 р. Координати зір та галактик отримано в системі каталога включає 19 а52 тусно-2, В-величини в системі фотоелектричних стандартів. Середнє значення внутрішньої точності каталога для всіх об'єктів становить $\sigma_{\alpha\delta} = \pm 0.23^m$ та $\sigma_B = \pm 0.14^m$ (для зірок в інтервал B = 7^m – 14^m похибки дорівнюють $\sigma_{\alpha\delta} = \pm 0.10^m$ та $\sigma_B = \pm 0.07^m$) для екваторіальних координати заряних B-величини відповідно. Узгодженність нами обчислених координата з положеннями зір каталога Тусно-2 становить $\sigma_{\alpha\delta} = \pm 0.06^m$, а сходимість з фотоелектричними зоряними B-величинами дорівнюють $\sigma_B = \pm 0.15^m$. Середньовадратична візниць координат нашого каталога та каталога UCAC-4 складає $\sigma_{\alpha\delta} = \pm 0.30^m$ (ототожнилось 18 742 932 або 96.36% зір та галактик).

V. Andruk, Researcher, L. Pakuliak, Ph. D. In Phys. and Math. Sci. V. Golovnia, Researcher, S. Shatokhina, Researcher, O. Yizhakevych, Researcher MAO NAS of Ukraine, Kyiv Yu. Protsyuk, Ph. D. In Phys. and Math. Sci. Research Institute "NAO", Mykolaiv

ABOUT THE CATALOG OF POSITIONS AND B-MAGNITUDES OF STARS OF NORTHERN SKY SURVEY (FON) PROJECT

The catalog of star positions and B-magnitudes of Northern Sky Survey project (from –4 degree to +90 degree) has been created under the motto of the rational use of resources accumulated in UkrVO JDA (Joint Digital Archive) in MAO NASU. The total amount of processed plates is 2260. Digitizing of astronegatives has been carried out with the help of Microtek ScanMaker 9800XL TMA and Epson Expression 10000XL scanners, with the scanning mode – 1200 dpi, the linear size of the plates – 30x30 cm or 13000x13000 px. The catalog contains 19 451 751 stars and galaxies with B $\leq 16.5^m$ for the epoch of 1988.1. The coordinates of stars and galaxies were obtained in the Tycho-2 reference system, and B-value in the system of photoelectric standards. The internal accuracy of the catalog for all the objects is $\sigma_{a\delta} = \pm 0.23$ "and $\sigma_B = \pm 0.14^m$ (for stars in the range of $B = 7^m - 14^m$ errors are $\sigma_{a\delta} = \pm 0.10^m$ and $\sigma_B = \pm 0.15^m$. External accuracy from the comparison with UCAC-4 is $\sigma_{a\delta} = \pm 0.30$ "(18 742 932 or 96.36 % stars and galaxies were cross identified).

УДК 521.95

К. Йулдошев, мл. науч. сотрудник, О. Усманов, мл. науч. сотрудник, Ш. Эгамбердиев, д-р.физ.-мат. наук Астрономический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан, М. Муминов, канд. физ.-мат. наук Андижанский ГУ, РУз, Андижан, Узбекистан, Е. Рельке, канд. физ.-мат. наук Вальтер Хоманн обсерватория, Эссен, Германия, Ю. Процюк, канд. физ.-мат. наук НИИ "Николаевская астрономическая обсерватория", Украина, В. Андрук, науч. сотрудник Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев

АСТРОМЕТРИЯ И ФОТОМЕТРИЯ ОЦИФРОВАННЫХ ПЛАСТИНОК ПРОЕКТА ФОН-КИТАБ

Фотографические наблюдения по программе ФОН проводились в Китабской обсерватории (КО АН РУз) с 1981 по 1996 годы на телескопе ДАЦ (F/D = 40/200), всего было экспонировано 2600 пластинок. В 2015 году астронегативы были перевезены в Институт астрономии в Ташкенте (Республика Узбекистан) и началась их оцифровка. Уже обработано, т.е. получены экваториальные координаты α , δ и В-величины звезд, приблизительно 1250 пластинок. Координаты звезд получены в системе каталога Тусho2, В величины – в системе фотоэлектрических стандартов. Обработка пластинок ведется в четырех астономических учреждениях: 1. Астрономическом институте Академии наук Республики Узбекистан, 2. Народной обсерватории г. Эссен, Германия, 3. НИИ "Николаевская астрономическая обсерватория", 4. ГАО НАНУ. Для обработки пластинок используется программное обеспечение, созданное в ГАО НАНУ. По результатам обработки астронегативов в области от 21 часа до 3 часов и от –2 ° до –6 ° сделана оценка внутренних ошибок получаемого каталога. Средние ошибки составляют для всех звезд – 0.2" и 0.18 зв.вел. (для звезд ярче В < 14 зв.вел. – 0.1" и 0.1 зв.вел) для экваториальных координат и В-величин соответственно.

Введение. Идея программы "Фотографический обзор северного неба" (ФОН), созданная по инициативе Главной астрономической обсерватории Национальной Академии наук Украины (ГАО НАНУ, Киев) [8], была реализована в обсерваториях бывшего Советского Союза, таких как Голосеево, Звенигород, Душанбе, Абастумани и Китаб на однотипных астрографах (с диаметром объектива 400 мм и фокусным расстоянием 2000 мм или 3000 мм) производства Народного предприятия "Карл Цейсс" (ГДР, Йена).

На Китабской широтной станции был установлен двойной астрограф Цейса (F = 3000 мм, поле 5.5° х 5.5°, масштаб 69"/мм). Фотографирование неба (от –20° до +30°) проводилось со сдвигом центров фотографических полей на два градуса по склонению и с разницей расстояний в 4 градуса по прямому восхождению между центрами соседних полей. Фотографирование каждой площадки проводилось с двумя экспозициями (длинной: от 40 до 60 минут и короткой: от 40 до 60 секунд) на одной и той же фотопластинке со сдвигом по обеим координатам. Схема наблюдений представлена на рис. 1. Продолжительность длинной экспозиции выбиралась таким образом, чтобы получить изображения звезд до B = 16–17 звездной величины. По проекту ФОН в Китабе фотографические наблюдения проводились с 1981 г. по 1996 г. и было получено более 2600 астронегативов. В наблюдениях участвовали Э. Рахматов, Х. Рахматов, Э. Мирмахмудов, Л. Баштова, Ю. Иванов. и др [10; 11; 17].





Рис. 1. Схема перекрытий полей астронегативов для Китабских зон программы ФОН

В октябре 2015 года астронегативы были привезены из Китаба в Ташкент и систематизированы в стеклянной библиотеке АИ АН Руз. С ноября 2015 г. и до настоящего времени было отсканировано более 2000 астронегативов в зонах от 0° до –18°. Был использован базовый программный продукт, разработанный для сканирования с пространственным разрешением 1200 dpi на сканере Epson Expression 10000XL, размер обрабатываемых полей – до 13000 кл (1 пкл = 1.45"). С помощью специально разработанного в ГАО НАНУ программного обеспечения в среде LINUX/MIDAS/ROMAFOT для всех сканов получены прямоугольные координаты и фотометрические величины зарегистрированных объектов [14]. По результатам обработки составлены предварительные каталоги звезд для всех зон. Общий каталог будет получен из обработки одиночных сканов без поворота пластинок на 90°, что позволяет сэкономить ресурсы для хранения и обработки информации в два раза без ущерба для точности полученных результатов [18]. Принципы и этапы обработки оцифрованных астронегативов, которые очень кратко изложены в этой работе, уже успешно распространяются на обработку всех пластинок Китабской части программы ФОН.

Прогресс в реализации программы ФОН в Ташкенте. Общий подход к исследованию точностных характеристик сканеров был реализован в работах [1; 2; 3; 4; 7; 12]. В данной работе для оцифровки астронегативов

использовался сканер Epson Expression 10000XL, астрометрические и фотометрические характеристики которого исследованы в работах [20; 21]. Для получения каталога экваториальных координат и В-величин звезд использованы методы и программы обработки сканов и составления каталогов представленные в [5; 6; 15; 16]. Экваториальные координаты звезд и галактик получены в системе каталога Tycho2, а фотографические В-величины звезд – в системе фотоэлектрических В-величин [9; 13; 19; 22]. К настоящему времени (июнь 2016 г.) обработано N = 1250 пластинок в десяти зонах, на которых после взаимных отождествлений для перекрывающихся областей пластинок обнаружено более К>10 млн. звезд и галактик из более чем L>80 млн. зарегистрированных объектов. Эти данные для всех зон представлены на рис. 2. На рис. 3 даны значения ошибок определения экваториальных координат и В-вели-чин звезд (слева) и гистограммы распределения звезд и галактик от звездной величины (справа). По результатам обработки астронегативов в области от 21 часа до 3 часов по прямому восхождению и от -2 до -6 градусов по склонению сделана оценка внутренних ошибок получаемого каталога. Средние ошибки составляют для всех звезд 0.2 " и 0.18 зв.вел. (для звезд ярче В<14 зв.вел. : 0.1 " и 0.1 зв.вел.) для экваториальных координат и В-величин соответственно.



Рис. 2. Прогресс в обработке пластинок Китабской части программы ФОН



Рис. 3. Ошибки определения экваториальных координат и В-величин звезд.

Заключение. Работы по сканированию, обработке астронегативов и созданию каталога в зонах от 0 до –20 градусов Китабской части программы ФОН успешно продолжаются.

Список использованных источников

1. Андрук В. Н., Иванов Г. А., Погорельцев М. Т., Яценко А. И. Об использовании сканера для определения координат и фотометрии звёзд на пластинках программы ФОН // Кинематика и физика небес.тел. – 2005. – 21, № 5. – С. 396–400.

2. Андрук В., Пакуляк Л. Дослідження можливости використання сканерів Microtek для фотометрії зір // Журнал фізичних досліджень. – 2007. 1. – № 3. – C. 329–333.

3. Андрук В.М., Бутенко Г.З., Яценко А.И. Фотометрия пластинок, оцифрованных сканером MICROTEK SCANMAKER 9800XL ТМА // Кинематика и физика небес. тел. – 2010. – 26. – № 3. – С. 75–81.

4. Андрук В.М., Пакуляк Л.К., *Тажакевич О.М. та ін.* Астрометрія платівок ДША, оцифрованих двома типами сканерів. Розділення зображень зір двох експозицій // Вісник КНУ ім. Т. Шевченка. Сер. "Астрономія" – 2012 – № 48 – С. 11–13.

5. Андрук В.Н., Головня В.В., Иванов Г.А. и др. Каталог экваториальных координат и В-величин звезд околополюсной области программы ФОН // Кинематика и физика небес. тел. – 2016. – 32. – № 1. – С. 56–69.

6. Андрук В.Н., Пакуляк Л.К., Головня В.В. и др. Каталог экваториальных координат и В-величин звезд программы ФОН // Кинематика и физика небес. тел. – 2016. – 32. – № 5 – С. 1–6.

7. Головня В., Андрук В., Яценко А. Астрометрія платівок ПША, оцифрованих сканером MICROTEK SCANMAKER 9800XL TMA // Журнал фізичних досліджень. – 2010. – 14. – № 2. – С. 1–8.

8. Колчинский И.Г., Онегина А.Б. План фотографирования неба на широкоугольных астрографах // Астрометрия и астрофизика. – 1977. – Вып. 33. – С. 11–16. 9. Корнилов В.Г., Волков И.М., Захаров А.И. и др. Каталог WBVR-величин ярких звезд Северного неба // Под ред. В.Г. Корнилова – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1991. – 400 с. (Труды Гос. астрон. ин-та им. П.К. Штенберга, 63)

Муминов М.М., Кахаров Б.Б., Йулдошев К.Х. и др. Астрометрия тестовых пластинок, оцифрованных сканером Epson expression 10000XL в Астрономическом институте АН Руз // Известия ГАО в Пулкове. – 2013. – 220. – С. 517–521.
 Муминов М.М., Эгамбердиев Ш.А., Латыпов А.А. и др. Каталог экваториальных координат и В-величин звезд экваториальной зоны программы

ФОН на основе обработки оцифрованных астронегативов Китабской обсерватории // Известия ГАО в Пулкове. – 2016. – 223. – С. 339–346.

12. Яценко А.И., Андрук В.Н., Головня В.В. и др. Результаты сканирования снимков 60-й зоны программы ФОН – методика редукции измерений, характеристика выходного каталога // Кинематика и физика небес. тел. – 2011. – 27. – № 5. – С. 49–59.

Andruk V.M., Kharchenko N.V., Schilbach E., Scholz R.-D. Photometric survey near the main Galactic Meridian. 1. Photoelectric stellar magnitudes and colours in the UBVR system // Astron. Nachr. – 1995. – 316, N 4. – P. 225–248.

14. Andruk V.M., Vidmachenko A.P., Ivashchenko Yu.M. Processing of CCD frames of images of star fields without the frame of a flat field using new software in program shell of MIDAS/ROMAFOT // Kinematics and Physics of Celectial Bodies. Suppl. - 2005. N 5. - P. 413-416

15. Andruk V.M., Golovnya V.V., Ivanov G.A. et. al. Compilation of catalog of stellar equatorial coordinates and B-magnitudes using UkrVO plate database

//Odessa Astron. Publ. – 2014. – 27, N 1. – P. 53–54.
16. Andruk V.M., Pakuliak L.K., Golovnia V.V. et al. Catalog of pasitions and B-magnitudes of stars in the circumpolar region of Northen Sky Survey (FON) project //Odessa Astron. Publ. – 2015. – 28, N 2. – P. 192–195.

17. Andruk V.M., Relke H., Protsyuk Yu.I. et al. Comparision of zero zone catalogues of the FON program based on the Kyiv and Kitab observations //Odessa Astron. Publ. – 2015. – 28, N 2. – P. 188–191.

18. Andruk V.M., Pakuliak L.K., Golovnya V.V. et al. // -2015, arxiv.org/abs/1512.05535.

19. Mermilliod J.C. Homogeneous means in the UBV system. - Institut d'Astronomie. Universite de Lausanne, 1991.

20. Protsyuk Yu.I., AndrukV.N., Muminov M.M. et al. Method for evaluating the astrometric and photometric charakteristics of commercial scanners in their application for the scienrific purpose // Odessa Astron. Publ., - 2014. - 27, N 1. - P. 61-62.

21. Protsyuk Yu. I., Kovylianska O.E., Protsyuk S.V., Andruk V.M. Results of processing of astronegatives with commercial scanner // Odessa Astron. Publ., 2014, -.27, N 1, - P. 63-64.

22. Relke E., Protsyuk Yu., Andruk V. The compiled catalogue of photoelectric UBVR stellar magnitudes in the Tycho2 system // Odessa Astron. Publ., – 2015, – 28, N2, – P. 211–212.

Надійшла до редколегії 30.08.16

К. Йулдошев, мол. наук. співроб.,

О. Усманов, мол. наук. співроб.,

Ш. Эгамбердієв, д-р. фіз.-мат. наук

Астрономічний інститут АН РУз, Ташкент, Узбекистан,

М. Мумінов, канд. фіз.-мат. наук

Андижанський ДУ, РУз, Андижан, Узбекистан,

Е. Рельке, канд. фіз.-мат. наук

Вальтер Хоманн обсерваторія, Ессен, Німеччина,

Ю. Процюк, канд. фіз.-мат. наук

НДІ "Миколаївська астрономічна обсерваторія", Україна,

В. Андрук, наук. співроб.

Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

ΑСТРОМЕТРІЯ ΤΑ ΦΟΤΟΜΕΤΡΙЯ ΟЦИФРОВАНИХ ΠЛАТІВОК ΠΡΟΕΚΤΥ ΦΟΗ-ΚΙΤΑБ

Фотографічні спостереження за програмою ФОН були проведені в Кітабській обсерваторії (КО АН Руз) з 1981 по 1996 роки на телескопі ДАЦ (F/D=40/200), всьго було експоновано 2600 платівок. У 2015 році астронегативи були перевезені в Інститут астрономії в Ташкенті (Республіка Узбекистан) і розпочалось їх оцифрування. Вже оброблено, тобто отримані екваторіальні координати α,δ та В-величини зір, близько 1250 платівок. Координати зір отримані в ситсемі каталога Туспо2, В величини – в системі фотоелектричних стандартів. Обро

бка платівок ведеться в чотирьох астрономічних закладах: 1. Астрономічному інституті Академії наук Республіки Узбекистан, 2. Народній обсерваторії м. Ессен, Німеччина, 3. НДІ "Миколаївська астрономічна обсерваторія, 4. ГАО НАНУ. Для обробки платівок використовується програмне забеспечення, стверене в ГАО НАНУ. За результатами обробки астронегативів у ділянці від 21 години до 3 годин та від –2 ° до –6 ° зроблено оцінку внутрішніх похибок отримуваного каталога. Середні похибки складають для всіх зір – 0.2" та 0.18 зор.вел. (для зір яскравіших B<14 зор.вел. – 0.1" та 0.1 зор.вел) для екваторіальних координат та В-величин відповідно.

Q. Yuldoshev, Msc., O. Usmanov, Msc, Sh. Ehgamberdiev, Dr.Sc. Ulugh Beg Astronomical Institute of the Uzbek Academy of Sciences, M. Muminov, Ph.D. Andijan State University, Andijan, Uzbekistan, H. Relke, Ph.D. Walter Hohmann Observatory, Essen, Germany, Yu. Protsyuk, Ph.D. Research Institute "Nikolaev Astronomical Observatory", Ukraine, V. Andruk, Msc. Main Astronomical Observatory NASU, Ukraine

ASTROMETRY AND PHOTOMETRY OF THE DIGITIZED PHOTOGRAPHIC PLATES OF THE KITAB PHOTOGRAPHIC SKY SURVEY

Photographic observations for the FON project were carried out in the Kitab Observatory (KO UzAS) from 1981 to 1996 on the DAZ telescope (*F/D* = 300/40). During this period 2600 photographic plates was exposed. In the 2015 all astronegatives were transferred to the Astronomical Institute in Tashkent (Uzbekistan) and digitization of these plates was started. The 1250 plates have already been processed and the equatorial coordinates α , δ and B-magnitudes of found objects were received. The coordinates of stars were obtained in the Tycho2 system and the B-magnitudes in the system of the photoelectric standards. The processing of the digitized images is carried out in four astronomical institutes: UBAI UzAS, Tashkent (Uzbekistan), WHO, Essen (Germany), RI NAO, Mykolaiv (Ukraine), MAO NASU, Kyiv (Ukraine). For the data reduction is used the software created in the MAO NASU. Based on the results of the processing of the astronegatives in the area with α from 21 hours to 3 hours and δ from -2 ° to -6 ° were estimated the internal errors of the received catalogue. The mean errors calculated for all stars are 0.2 arcsec and 0.18 mag. For the stars brighter than B<14 magnitude the errors are 0.1 arcsec and 0.1 mag for the equatorial coordinates and B-magnitudes respectively.

УДК 521.3, УДК 52-17, УДК 523.6

Н. Коваленко, канд. фіз.-мат. наук Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ОЦІНКА ВПЛИВУ НЕГРАВІТАЦІЙНИХ ЕФЕКТІВ НА ЕВОЛЮЦІЮ ОРБІТ КЕНТАВРІВ

В роботі розглянуто орбітальну еволюцію деяких активних Кентаврів на одну тисячу років з врахуванням та без врахування негравітаційних прискорень. Отримано оцінку впливу врахування негравітаційних ефектів на еволюцію орбіт Кентаврів. Показано, що зсув у даті проходження перигелію для розглянутих об'єктів популяції Кентаврів сягає від 1 сек до 79 сек за один оберт та від 1 сек до 0,72 діб за весь період інтегрування (близько тисячі років).

Вступ. Уявлення про орбітальні відмінності комет та астероїдів суттєво змінилися в останні десятиліття. Адже і серед астероїдів головного поясу виявилися об'єкти що проявляють кометну активність (на сьогодні 11 кандидатів у комети головного поясу), і серед більш віддалених Кентаврів, що рухаються по ексцентричних орбітах, також значна частка об'єктів мають зафіксовану кометну активність (26 кандидатів в активні Кентаври серед 121 на сьогодні відомих, див. табл. 1). Тож є цікавим оцінити вплив негравітаційних ефектів на орбітальну еволюцію малих тіл з популяцій, які раніше вважалися суто "астероїдними".

Негравітаційні ефекти у русі комет. Активні комети проявляють у своєму русі негравітаційні ефекти. Так прийнято називати характерні особливості руху, викликані випаровуванням речовини з поверхні кометного ядра. Під дією таких явищ ядро комети зазнає реактивного тиску, що, у свою чергу, викликає прискорення ядра. Таке негравітаційне прискорення може як зменшувати, так і збільшувати швидкість руху комети навколо Сонця. Його величина залежить від комбінації таких факторів як напрямок власного обертання ядра, рельєф поверхні ядра, розподіл областей активної сублімації та ін. Тому визначення значень негравітаційних прискорень є непростою і важливою задачею. Крім того, вектор результуючого негравітаційного прискорення не обов'язково проходить крізь центр ядра, що викликає зміну швидкості обертання ядра, вимушену прецесію, а значить, змінює величини негравітаційних прискорень.

Оскільки реактивні сили, пов'язані з кометною активністю, помітно діють лише поблизу перигелію, а далі комета рухається практично лише під дією гравітаційних сил, у минулому застосовувати досить прості методики врахування негравітаційних прискорень. Так, Маковер припустив, що середній рух комети змінюється миттєво в момент проходження кометою перигелію [1]. Дубяго [2] припустив, що поблизу перигелію миттєво змінюються всі елементи орбіти. Однак такі методи не дозволяли отримувати неперервну траєкторію комети. Марсден [3] запропонував наступну залежність неперервно діючих негравітаційних сил від геліоцентричної віддалі:

$$\boldsymbol{a}_{i} = \boldsymbol{G}_{i} \boldsymbol{e}^{-i \, \boldsymbol{c}_{r} - \alpha}, \ \boldsymbol{G}_{i} = \boldsymbol{A}_{i} \boldsymbol{e}^{-\boldsymbol{B}_{i} \tau}, \tag{1}$$

де *a_i* – компоненти негравітаційного прискорення (*a.o./∂i6²*), *A_i*, *B_i* – константи, *т* – час від початкової епохи (*∂iб*), поділений на 10⁴, *с* и *α* – невід'ємні константи. Дельзем і Міллер [4] показали, що світлові криві деяких комет дуже близькі до кривих газової продуктивності водяного снігу. Секаніна запропонував емпіричну залежність швидкості випаровування водяного снігу від геліоцентричної відстані:

$$g(r) = \alpha \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-m} \left[1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^n\right]^{-\kappa}, \qquad (2)$$

де r_0 = 2,808 а.о., k = 4,6142, n = 5,093, m = 2,15, α = 0,1113.

Кентаври	які мають	позначення	за кометною	номенклатурою

Таблиця 1

Комета	<i>q</i> (a.o.)	е	i (°)	<i>Р</i> (роки)	TJ
29P/Schwassmann-Wachmann 1	5.767	0.043	9.4	14.8	2.984
39P/Oterma	5.471	0.245	1.9	19.5	3.005
95P/Chiron	8.454	0.383	6.9	50.7	3.356
165P/LINEAR	6.830	0.621	15.9	76.4	3.095
166P/NEAT	8.564	0.384	15.4	51.9	3.285
167P/CINEOS	11.788	0.269	19.1	64.8	3.527
174P/Echeclus	5.808	0.456	4.3	34.9	3.030
C/2001 M10 NEAT	5.303	0.801	28.1	138	2.586
P/2004 A1 LONEOS	5.463	0.308	10.6	22.2	2.963
P/2005 S2 Skiff	6.398	0.197	3.1	22.5	3.076
P/2005 T3 Read	6.202	0.174	6.3	20.6	3.045
C/2007 S2 Lemmon	5.558	0.557	16.9	44.4	2.883
P/2008 CL94 Lemmon	5.436	0.121	8.3	15.4	2.983
P/2010 C1 Scotti	5.235	0.259	9.1	18.8	2.959
P/2010 H5 Scotti	6.026	0.157	14.1	19.1	2.973
P/2011 C2 Gibbs	5.389	0.269	10.9	20.0	2.957
C/2011 P2 PanSTARRS	6.148	0.371	9.0	30.6	3.047
P/2011 S1 Gibbs	6.893	0.202	2.7	25.4	3.123
C/2012 Q1 Kowalski	9.480	0.636	45.2	132.7	2.632
C/2013 C2 Tenagra	9.132	0.430	21.3	64.2	3.276
C/2013 P4 PanSTARRS	5.967	0.596	4.3	56.7	3.051
C/2014 F3 Sheppard-Trujillo	5.707	0.645	6.5	64.4	2.993
C/2014 W10 PanSTARRS	7.425	0.604	73.0	81.2	1.164
C/2015 D2 PanSTARRS	5.610	0.567	31.6	46.6	2.615
P/2015 M2 PanSTARRS	5.919	0.175	4.0	19.2	3.032
C/2015 T5 Sheppard-Tholen	9 182	0 710	11.0	178	3 575

Марсден [5] застосував цю залежність для знаходження негравітаційних параметрів багатьох комет. В "методі Марсдена" складові негравітаційного прискорення в орбітальній системі координат спрямовані відповідно по радіусвектору (радіальна), перпендикулярно радіус-вектору в площині орбіти (трансверсальна) і перпендикулярно до площини орбіти (нормальна):

$$a_i = G_i g(r), G_i = A_i e^{-B_i \tau} (i = 1, 2, 3),$$
 (3)

де *A_i, B_i* – константи, що визначаються зі спостережень для кожної комети, *т* – час (діб), який пройшов від початкової епохи. В наш час саме цей метод широко застосовується при моделюванні дій негравітаційних прискорень.

При дослідженні негравітаційних прискорень в русі комет Секаніна в роботах [6, 7] розглянув різні можливі механізми, що викликають відхилення руху комет від гравітаційного закону. На його думку, ці відхилення можуть бути викликані вибуховим процесом, що проявляється як "поштовх", помітним в русі кометного ядра. Секаніна запропонував наряду з орбітальним враховувати й обертовий рух кометного ядра.

Однак негравітаційні прискорення є не єдиним фактором, що впливає на точність визначення орбіт комет. Так, в результаті сублімації речовини з поверхні комети в кому виноситься велика кількість газу й пилу. Ця речовина оточує ядро досить щільною хмарою, центр яскравості якої далеко не завжди співпадає з ядром комети. Це явище отримало в науковій літературі назву зміщення фотоцентру комети.

В роботі [8] отримана проста формула, що дозволяє обчислювати величину відстані від фотоцентру до ядра комети в залежності від газопродуктивності і геліоцентричної віддалі комети. Ця відстань складала 880 км для кометі Галлея [9], та 2000 км для комети 1853 III [10].

Ще одним з ефектів сублімації речовини з поверхні ядра комети є зменшення маси і зміна форми кометного ядра. За дослідженнями, проведеними в ході останнього проходження комети Галлея через перигелій, ця комета втрачає 0,1–0,2 % своєї маси за один оберт навколо Сонця, або шар завтовшки 2,5 м (при середньому радіусі її ядра 5 км). Для комет групи Крейца ця величина досягає 20 м. Тому час життя комет на короткоперіодичній орбіті обмежений.

Недостатнє знання негравітаційних ефектів ускладнює опис динаміки багатьох комет. Негравітаційні прискорення можуть змінювати період обертання комети на величину до декількох діб. Так, наприклад, орбіта комети Галлея, отримана за спостереженнями 1835 та 1910 рр. без врахування негравітаційних ефектів, дає похибку в моменті проходження кометою перигелію в 1759 р. в 4,3 діб.

Незважаючи на вищезгадані складнощі протягом останніх років було розроблено кілька нових методів та чисельних пакетів для детального вивчення спостережуваного руху довгоперіодичних комет, для яких негравітаційні прискорення зазвичай невідомі [13].

Досить детальний огляд великої роботи з аналізу дії негравітаційних сил на комети представлений у [14]. Так, наприклад, стандартна модель Марсдена була доповнена, дозволяючи газовиділенню з ядра діяти асиметрично відносно перигелію, а для залежних від часу ефектів враховувати прецесію кометного ядра та газовиділення з дискретних активних зон на ядрі що обертається. Хоча найточніші негравітаційні моделі потребують детального апріорного знання про активність на поверхні комети та про параметри обертання ядра, стає можливим використовувати лише астрометричні дані для оцінки параметрів, що описують газовиділення комети та її обертальні характеристики.

Стандартна модель передбачає експоненційну залежність негравітаційного прискорення від геліоцентричної віддалі. Константи часу цієї змінної сили A1, A2 та A3 представляють радіальну, трансверсальну та нормальну компоненти негравітаційної сили. Рішення орбіт показали, що A3 часто помітно змінюється за декілька появ комети. КлюЦікаво оцінити вплив негравітаційних ефектів на рух комет з "астероїдних" популяцій. Адже для розрахунку можливого зіткнення цих комет із Землею така похибка в моменті проходження перигелію може виявитись суттєвою.

Програмні пакети для дослідження впливу негравітаційних ефектів на еволюцію орбіт малих тіл Сонячної системи. В даній роботі було промодельовано орбітальну еволюцію деяких з Кентаврів що проявляють кометну активність з метою перевірки впливу негравітаційних ефектів на еволюцію орбіт цих малих тіл Сонячної системи. В ході моделювання використовувався програмний пакет HALLEY, розроблений в лабораторії малих тіл Сонячної системи Інституту Прикладної Астрономії РАН. Дистрибутив цього програмного пакету знаходяться за посиланням [11]. Цей пакет дозволяє моделювати орбітальну еволюцію комет (з врахуванням негравітаційних ефектів) та астероїдів на +1тисячу років (в майбутнє) та -5 тисяч років (в минуле).

Пакет HALLEY працює з регулярно поновлюваними базами даних комет, які містять кеплерівські орбітальні елементи, негравітаційні та фізичні параметри комет та інші відомості. Задачі, які виконує пакет HALLEY, крім зручного керування базами даних, включають також підрахунки орбітальної еволюції малих тіл та візуалізацію їхньої динаміки, виявлення тісних зближень з великими планетами за заданий інтервал часу, а також велику кількість інших задач.

Ядро програмного пакету HALLEY було розроблено на Фортрані (використовувався компілятор Intel® Fortran Compiler). Це дозволяє виконувати високоточне інтегрування рівнянь руху астероїдів та комет. В рівняннях руху враховуються гравітаційні збурення з боку всіх великих планет та Плутона. Координати збурюючих планет підраховані на основі планетних та місячних ефемерид JPL. Рівняння руху також включають релятивістські збурення від Сонця.

Збурення з боку Землі та Місяця враховуються окремо. Модель Марсдена береться для підрахування негравітаційних прискорень з параметром максимального неспівпадіння перигелію. Чисельне інтегрування рівнянь руху здійснюється з використанням методу Еверхарта 11-го порядку з автоматичним контролем кроку інтегрування. Висока точність чисельного інтегрування досягається за рахунок використання модифікованого методу Енке. Модифікація полягає в виконанні зміни оскулюючої епохи на кожному кроці інтегрування. Параметри незбуреного руху підраховані з підвищеною у чотири рази точністю завдяки використанню змінних з 32 знаками після коми.

Діапазони негравітаційних прискорень комет та постановка задачі. Сервіс Лабораторії Реактивного руху (Пасадена, США) JPL Small-Body Database Search Engine [12] наводить орбітальні та деякі з фізичних параметрів для 3377 комет. Лише 140 з них мають інформацію про значення принаймні одного з негравітаційних параметрів А1, А2, А3, які входять у розрахунки за моделлю Марсдена. Внаслідок великих відстаней, на яких Кентаври рухаються навколо Сонця, їх періоди зазвичай складають декілька десятків років. Про кометну активність в Кентаврах стало відомо порівняно нещодавно (25 років тому), менше ніж типовий період обертання Кентавра. Тому активні Кентаври ще не мають даних щодо значень складових їх негравітаційних прискорень, викликаних кометною активністю, адже для цього необхідні спостереження в повторних поверненнях такої комети до Сонця.

За даними по 140 кометах з відомими значеннями принаймні одного з негравітаційних параметрів A1, A2, A3 за екстремальними значеннями цих параметрів можна оцінити діапазони негравітаційних параметрів для найбільш вивчених комет (див. табл. 2). Так, найменше виміряне значення негравітаційного радіального параметру A1 = 7.5e-11 має комета 7P/Pons-Winnecke, найбільше значення параметра A1 = 7.3e-05 у комети 316P/LONEOS-Christensen. Щодо складової A2 (негравітаційний трансверсальний параметр), то модуль його виміряних значень лежить у межах від 9.4e-13 (комета 96P/Machholz 1) до 2.4e-07 (комета 205P/Giacobini-B). Для негравітаційного нормального параметра метра A3 діапазон модулів значень лежить у межах від 4.0e-11 (комета 67P/Churyumov-Gerasimenko) до 6.9e-07 (комета 287P/Christensen).

комета	q (a.o.)	Q (a.o.)	Період, роки	А1 (a.o./діб²)	А2 (a.o./діб²)	АЗ (а.о./діб²)	DT (діб)
1P/Halley	0.586	35.08	75.3	2.70E-10	1.60E-10		
7P/Pons-Winnecke	1.239	5.6	6.32	7.50E-11	-1.20E-11	-1.40E-10	149
65P/Gunn	2.91	4.88	7.69	5.00E-09	5.50E-09	-1.20E-08	-315
67P/Churyumov- Gerasimenko	1.243	5.68	6.44	9.90E-10	1.10E-10	4.00E-11	
96P/Machholz 1	0.124	5.94	5.28	1.10E-10	-9.40E-13		
147P/Kushida-Muramatsu	2.756	4.86	7.43	2.70E-07	-6.90E-08	1.60E-07	305
205P/Giacobini-A	1.526	5.55	6.66	1.40E-08	-1.70E-08		
205P/Giacobini-B	1.53	5.68	6.84	7.80E-06	-2.40E-07		
205P/Giacobini-C	1.527	5.55	6.66	6.30E-09	2.30E-10		
287P/Christensen	3.054	5.3	8.54	9.80E-07	2.20E-07	-6.90E-07	
316P/LONEOS-Christensen	3.608	5.05	9	7.30E-05			

Деякі екстремальні значення параметрів А1, А2, А3 для найбільш вивчених комет

Максимальне неспівпадіння дат проходження перигелію завдяки врахуванню дії негравітаційного прискорення, викликаного кометною активністю, сягає –315 діб для комети 65P/Gunn (q = 2.910 a.o., Q = 4.88 a.o., A1= 5.0e-09, A2 = 5.5e-09, A3 = -1.2e-08) та 305 діб для комети 147P/Kushida-Muramatsu (q = 2.756 a.o., Q = 4.86 a.o., A1 = 2.7e-07, A2 = -6.9e-08, A3 = 1.6e-07).

Оскільки для активних Кентаврів поки що невідомі значення відповідних параметрів негравітаційного прискорення, в даній роботі для моделювання впливу кометної активності на рух і еволюцію орбіт Кентаврів було застосовано значення цих параметрів для комети Галлея. Ця комета має період обертання навколо Сонця близький до орбіта-

Таблиця 2

льних періодів Кентаврів, відвідує частину простору між орбітами Юпітера та Нептуна (хоча й виходить за їх межі). До того ж цю комету людство спостерігає найбільш тривалий час, в її 30 поверненнях до Сонця.

З метою вивчення впливу негравітаційних ефектів на рух Кентаврів було промодельовано їх орбітальну еволюцію з врахуванням негравітаційних параметрів (таких як для комети Галлея) на тисячу років в майбутнє (до 3 березня 3000 р.) за допомогою пакету Halley. В результаті отримано дані щодо дат проходження перигеліїв та тісних зближень з планетами для двох випадків моделювання – з врахуванням і без врахування модельних негравітаційних прискорень внаслідок кометної активності. Розрахунки проводилися для комети Галлея та для 6 найближчих до Сонця активних Кентаврів – комет 29P/Schwassmann-Wachmann 1, 95P/Chiron, 165P/LINEAR, 166P/NEAT, 167P/CINEOS, 174P/Echeclus.

Результати. Результати моделювання впливу негравітаційного прискорення на орбітальну еволюцію активних Кентаврів наводяться у табл. 3.

Таблиця 3

Комета	DT, діб:год:хв:сек, за один оберт комети	DT, діб:год:хв:сек за весь час інтегрування	DR, а.о., за один оберт комети	DR, а.о., за весь час інтегрування
Галлея	03:11:56:05	87:02:38:24	0.63719993e-4	24.42434233e-4
29P/Schwassmann- Wachmann1	00:00:01:19	00:17:16:48	0.00001855e-4	0.21289429e-4
95P/Chiron	00:00:00:03	00:00:00:01	0.00008471e-4	0.00000186e-4
165P/LINEAR	00:00:00:01	00:00:03:26	0.00004223e-4	0.00019406e-4
166P/NEAT	00:00:00:01	00:00:00:01	0.00004540e-4	0.00000120e-4
167P/CINEOS	00:00:00:01	00:00:00:04	0.00000301e-4	0.00006905e-4
174P/Echeclus	00:00:00:04	00:00:02.41	0.00157023e-4	21.7028205e-4

Результати моделювання впливу негравітаційного прискорення на орбітальну еволюцію деяких активних Кентаврів та комети Галлея

В даній таблиці DT означає зсув в даті проходження перигелію, за модулем, як різниця значень для моделювання без врахування негравітаційних ефектів та моделювання з врахуванням негравітаційного прискорення. Дані наводяться для розрахунку на 1 оберт комети та в наступній колонці для всього періоду інтегрування. DR означає різницю за модулем в перигелійній відстані комети як різницю значень для моделювання без врахування негравітаційних ефектів та моделювання з врахуванням негравітаційного прискорення. Ці дані також наводяться для розрахунку на 1 оберт комети та в наступній колонці для всього періоду інтегрування.

Розглядаючи вплив на орбітальну еволюцію негравітаційних ефектів, викликаних кометною активністю в деяких Кентаврах, слід зауважити, що Кентаври обертаються навколо Сонця на великих віддалях від Сонця, де кометна активність керується не сублімацією водяної криги, а інших летких, що є наявними у меншій кількості. Активність Кентаврів дуже слабка, ядра цих комет значно більші за ядра більш близьких до Сонця комет, тож і вплив негравітаційних ефектів на їхній рух має бути меншим за наведені вище оцінки. Тому при моделюванні еволюції орбіт врахування негравітаційних ефектів, викликаних кометною активністю в деяких Кентаврах, несуттєво впливає на характер зміни їх орбіт. Проте з часом дані зміни накопичуються.

Оскільки Кентаври мають хаотичні орбіти в динамічно активній області (в полі гравітаційного впливу планетгігантів), і параметри негравітаційних прискорень саме для цих комет поки що невідомі, то еволюцію орбіт Кентаврів слід розглядати статистично, для ансамблю об'єктів в цілому, а не для окремих тіл. В такому випадку врахуванням негравітаційних ефектів в активних Кентаврах можна знехтувати.

Висновки. При моделюванні еволюції орбіт активних Кентаврів за один оберт врахування негравітаційних прискорень найбільш вплинуло на орбіти комет 29P/Schwassmann-Wachmann 1, 174P/Echeclus, 95P/Chiron.

Моделі негравітаційного руху все ще дуже непевні, тож можна лише робити припущення про оцінки очікуваних відстаней для розв'язків негравітаційних орбіт. В цілому, не було отримано значних різниць в даті проходження перигелію між гравітаційними орбітами та негравітаційними (з врахуванням кометної активності в деяких Кентаврах). З часом дані зміни накопичуються. Так, за повний період інтегрування (близько однієї тисячі років) найбільш помітних змін зазнали орбіти комет 29P/Schwassmann-Wachmann 1, 165P/LINEAR, 174P/Echeclus.

Максимальна різниця за модулем в перигелійній відстані комети за один оберт склала 23,55 км для 174P/Echeclus і 325542 км за одну тисячу років для тієї ж комети.

Оскільки Кентаври мають хаотичні орбіти в динамічно активній області (в полі гравітаційного впливу планетгігантів), для тих задач, коли доцільно розглядати еволюцію орбіт всього комплексу тіл (фактично модулювання) еволюцію їх орбіт слід розглядати статистично, для ансамблю об'єктів в цілому, а не для окремих тіл. В такому випадку врахуванням негравітаційних ефектів в активних Кентаврах можна знехтувати. Для тих задач, коли потрібно аналізувати еволюцію орбіт окремих тіл, доцільно застосовувати уточнюючі припущення для оцінки дії негравітаційних прискорень з урахуванням таких параметрів як маса і розміри тіла, параметри обертання ядра, рівень його активності, можлива геометрія активних зон на ньому тощо.

Список використаних джерел

- 1. Маковер С.Г. Комета Энке-Баклунда. Сообщение первое. Движение за 1937–1951 гг. // Труды ИТА. 1955. Вып.4.
- 2. Дубяго А.Д. Движение периодической кометы Брукса 2 с 1883 по 1946 гг. // Ученые записки Казанского университета, 1950. Т.110.
- 3. Marsden, B.G. (1969). Comets and nongravitational forces. II. Astron. J., V. 74: P. 720-734.
- 4. Delsemme A.H., Miller D.C. Physico-Chemical Phenomena in Comets. III / Planet.Space Sci. 1971. V. 19. P. 1229.
- 5. Marsden B. G., Sekanina Z., and Yeomans D. K., Comets and Nongravitational forces. V., AJ, 78, p. 211–225.
- 6. Sekanina, Z. : 1979, Icarus 38, pp. 300–316.
- 7. Sekanina, Z. Effects of the law for nongravitational forces on the precession model of comet Encke AJ, vol. 91, p. 422–431.

9. Yeomans D. K. and Chodas P. W., Cometary orbit determination and nongravitational forces, AJ, 98, 1989, pp.1083–93.

^{8.} Medvedev Yu.D. On the dust cloud in a comet's head and its role in forming the photocenter shift phenomena, Asteroids. Comets. Meteors. 1993.

~ 35 ~

10. Buttner H., AN, 207, 1918, P. 179-182.

11. http://www.ipa.nw.ru/halley/en/download.html..

12. http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb_query.cgi#x.

13. Dybczyński, Piotr A.; Królikowska, MałgorzataTowards a better understanding of the apparent source/sources of long period comets// Planetary and Space Science, 2016 V.123, p. 77-86.

14. Yeomans, D. K.; Chodas, P. W.; Sitarski, G.; Szutowicz, S.; Królikowska, M. Cometary orbit determination and nongravitational forces//Comets II, M. C. Festou, H. U. Keller, and H. A. Weaver (eds.), University of Arizona Press, Tucson, 2004., p. 137–151.

15. Aksnes, K.; Mysen, E. Nongravitational Forces on Comets: An Extension of the Standard Model//The Astronomical Journal, 2011, V. 142, Issue 3, article id. 81, 4pp.

Надійшла до редколегії 11.07.16

N. Kovalenko, Ph.D.

Astronomical Observatory of NAtional Taras Shevchenko University of Kyiv

ESTIMATION OF THE NON-GRAVITATIONAL EFFECTS ON THE CENTAURS ORBITS EVOLUTION

In this work the orbital evolution of some active Centaurs is considered for one thousand years with and without nongravitational accelerations. An impact assessment of nongravitational effects on Centaurs' orbits is made. It is shown that a shift in the date of perihelion passage for Centaurs population objects under consideration ranges from 1 second to 79 seconds for one orbit period and from 1 sec to 0.72 days for the entire period of integration (a thousand years).

Н. Коваленко, канд. физ.-мат. наук

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕГРАВИТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ЭВОЛЮЦИЮ ОРБИТ КЕНТАВРОВ

В роботе рассмотрена орбитальная эволюция некоторых активных Кентавров на одну тысячу лет с учётом и без учета негравитационных ускорений. Получена оценка влияния негравитационных эффектов на эволюцию орбит Кентавров. Показано, что смещение по дате прохождения перигелия для рассмотренных объектов популяции Кентавров достигает от 1 до 79 сек за один оборот и от 1 до 0,72 сут. за весь период интегрирования (около тысячи лет).

УДК 524.8

В. І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф. Астрономічна Обсеваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка КНУ імені Тараса Шевченка О. С. Сташко, студ. фіз. ф-ту, Київський національний університет імені Тараса Шевченка

РУХ ПРОБНИХ ТІЛ У СТАТИЧНОМУ ГРАВІТАЦІЙНОМУ ПОЛІ СФЕРИЧНО-СИМЕТРИЧНОЇ СКАЛЯРНО-ПОЛЬОВОЇ КОНФІГУРАЦІЇ В ЗАГАЛЬНІЙ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ

Досліджено часткові точні розв'язки спільної системи рівнянь Ейнштейна та рівнянь скалярного поля з мінімальним зв'язком та ненульовим потенціалом самодії, які описують сферично-симетричні статичні конфігурації у випадку асимптотично-плоского простору-часу за наявності голої сингулярності у центрі. Для цих розв'язків проаналізовано рух пробних тіл, що взаємодіють тільки гравітаційно. Знайдено умови, за яких існують незв'язні області стійких колових орбіт. Показано існування траєкторій з нульовим кутовим моментом, коли частинки "зависають" на певній відстані від центру.

1. Вступ та базові співвідношення. Скалярні поля використовують в моделях динамічної темної енергії, де їхня присутність забезпечує вирішення відомих проблем горизонту та площинності (див., напр., [1–3]). Зазвичай вважають, що ці поля відігравали важливу роль на дуже ранніх стадіях еволюції Всесвіту, але в сучасну епоху їх вплив на будову релятивістських астрофізичних об'єктів є нехтовно малим. Разом із тим добре відомо, що наявність малого скалярного поля в загальній теорії відносності (ЗТВ) може кардинально міняти топологічну структуру простору-часу гравітуючої конфігурації [3–5] – зокрема, призводити до появи голої сингулярності (ГС). Втім, це не завжди може бути помітним з точки зору віддаленого спостерігача. Індикатором наявності (або відсутності) ефектів скалярного поля може бути структура розподілу колових орбіт. Зокрема, у випадку розв'язку [4, 5] з безмасовим скалярним полем виникають області стійких колових орбіт, що не перетинаються [6].

Ми розглядаємо це питання на прикладі часткових розв'язків спільної системи рівнянь Ейнштейна та рівнянь скалярного поля з ненульовим потенціалом самодії, що описують сферично-симетричну статичну конфігурацію з асимптотично-плоским простором-часом та голою сингулярністю у центрі. Обговорення голих сингулярностей у ЗТВ має тривалу історію. За гіпотезою Пенроуза ГС не виникають в реальних астрофізичних системах, але ця гіпотеза наразі не є ні строго доведеною, ані спростованою (див., напр., обговорення у книзі [3]).

Функціонал дії за наявності самогравітуючого скалярного поля ф є

$$S = S_{GR} + \int d^4 x \sqrt{|g|} \left[\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \phi_{,\mu} \phi_{,\nu} - V(\phi) \right], \qquad (1)$$

де S_{GR} – стандартна гравітаційна дія загальної теорії відносності (див., напр., [2, 3]), V(ϕ) –потенціал самодії скалярного поля, який буде уточнено нижче. Метрика статичного сферично-симетричного простору-часу в "квазіглобальних" координатах [7,8] має вигляд

$$ds^{2} = A(x)dt^{2} - \frac{1}{A(x)}dx^{2} - r^{2}(x)(d\theta^{2} + \sin^{2}(\theta)d\phi^{2}).$$
(2)

Нетривіальні рівняння Ейнштейна, що випливають з (1) для метрики (2), мають такий вигляд:

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{dA}{dx}r^2\right) = -2r^2 V(\phi), \quad \frac{d^2r}{dx^2} + \frac{1}{2}r\left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 = 0, \quad A\frac{d^2r^2}{dx^2} - r^2\frac{d^2A}{dx^2} = 2.$$
(3)

До цих рівнянь можна додати рівняння для скалярного поля, але воно не є незалежним. З рівнянь (З) випливають еквівалентні ним співвідношення

$$A(x) = r^{2}(x) \int_{x}^{\infty} \frac{2x' - C}{r^{4}(x')} dx' \quad ,$$
 (4)

де С – стала інтегрування,

$$\phi(x) = \pm \int_{x}^{\infty} \sqrt{-\frac{2}{r} \frac{d^{2}r}{dx^{2}}}, \quad V(x) = \frac{1}{r^{2}} - \frac{A}{r^{2}} \left(3 \left(\frac{dr}{dx} \right)^{2} + r \frac{d^{2}r}{dx^{2}} \right) - \frac{C - 2x}{r^{3}} \frac{dr}{dx}.$$
(5)

Звідси випливає один з методів побудови часткових розв'язків системи (3) (див., напр., [7]), який інколи називають "методом оберненої задачі". Замість того, щоб для заданого потенціалу $V(\phi)$ шукати функції $A(x), r(x), \phi(x)$, можна задати одну з цих функцій, наприклад, r(x), і підбирати $A(x), \phi(x)$ та $V(\phi)$. У цьому разі задача вирішується у квадратурах згідно (4,5), причому дві залежності (5) визначають $V(\phi)$ у параметричному вигляді за умови $r^{-1}d^2r / dx^2 < 0$. Цей підхід було використано для розв'язання різних задач у багатьох роботах [7-10].

2. Розв'язки рівнянь поля. Покладемо

$$r(x) = x \left[1 - \left(\frac{x_0}{x}\right)^N \right], \quad N > 1.$$
(6)

Очевидно, за $x > x_0$ маємо r > 0, $d^2r / dx^2 < 0$, тобто виконано умови застосовності методу оберненої задачі. Нас цікавлять розв'язки, що описують конфігурацію з масою m > 0, тобто з асимптотикою на великих відстанях від центру $A(x) = 1 - 2m / x + O(x^{-N})$. За допомогою розкладу формули (4) по x^{-1} отримуємо C = 6m. Обчислення інтегралів в (4,5) дає за $x > x_0$

$$A(x) = \left[1 - \left(\frac{x_0}{x}\right)^N\right]^2 \left\{F\left[4, \frac{2}{N}, 1 + \frac{2}{N}, \left(\frac{x_0}{x}\right)^N\right] - \frac{C}{3x}F\left[4, \frac{3}{N}, 1 + \frac{3}{N}, \left(\frac{x_0}{x}\right)^N\right]\right\},\tag{7}$$

$$\phi(x) = \pm \sqrt{\frac{8(N-1)}{N}} \arcsin\left[\left(\frac{x_0}{x}\right)^{N/2}\right]$$
(8)

Потенціал V(x) отримуємо прямою підстановкою функцій A(x),r(x) в (5), а потім V(ф) за допомогою формули

$$x = x_0 \left\{ \sin\left(\left| \phi \right| \sqrt{\frac{N}{8(N-1)}} \right) \right\}^{-2/n}$$

Далі зосередимося на конфігураціях з голою сингулярністю у центрі $x = x_0$, яка, згідно з [12], має місце за умови $2x_0 > C$. З урахуванням (4) та явного вигляду функції r(x) (6) маємо таку асимптотику в околі x_0 :

$$A(x) = \frac{2(x_0 - 3m)}{3N} \frac{1}{r(x)}, \quad x \to x_0,$$
(9)

таким чином, ця функція спочатку спадає, а при $x \to \infty$ зростає. Тому вона обов'язково має точку мінімуму. Можна показати, що $V(\phi) \to -\infty$, $\phi \to \pi \sqrt{2(1-1/N)}$, тобто потенціал скалярного поля є необмеженим знизу. Зауважимо, що потенціали, які не є додатно визначеними, вже давно не є екзотикою у космології [7,11].

3. Траєкторії руху пробних тіл. У випадку метрики (2) стандартний розгляд інтегралів руху пробних тіл для геодезичних у сферично-симетричному просторі-часі

$$A(x)\left(\frac{dt}{d\tau}\right) = \rho_t, \quad r^2(x)\left(\frac{d\phi}{d\tau}\right) = L, \quad \theta = \pi/2$$

(т – канонічний параметр на часоподібних геодезичних) та інтегралу нормування приводить до рівняння першого порядку

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = p_t^2 - V_{eff}(x), \tag{10}$$

яке формально має вид рівняння руху нерелятивістської частинки у полі з ефективним потенціалом $V_{eff} = \alpha V_1 + V_2$, де $\alpha = L^2$.

$$V_1(x) = \frac{A(x)}{r^2(x)} = 2\int_x^{\infty} \frac{x' - 3m}{r^4(x')} dx', \quad V_2(x) = A(x).$$
(11)

Мінімуми потенціалу V_{eff} при деяких фіксованих α відповідають стійким коловим орбітам з відповідним значенням кутового моменту *L*, а максимуми – нестійким коловим орбітам, що є граничними циклами для траєкторій пробних тіл. У точці мінімуму

$$\alpha V_1' + V_2' = 0 \tag{12}$$

Очевидно $dV_1 / dx < 0$, тоді як знак dV_2 / dx змінюється з від'ємного на додатний. За великих x, $A(x) \approx 1 - 2m / x$, $V_1(x) \sim 1 / x^2$, тому внесок V_2 в V_{eff} переважає за будь-яких α і $dV_{eff} / dx > 0$. Навпаки, за $x \to x_0$ маємо $dV_{eff} / dx < 0$, тому хоча б один мінімум V_{eff} завжди існує.

Проаналізуємо, коли можлива поява додаткових мінімумів. Біфуркаційним параметром є а. У точці біфуркації

$$\alpha V_1'' + V_2'' = 0. \tag{13}$$

З (12), (13) видно, що біфуркаційні значення $\alpha = L^2$ (якщо вони є) мають визначатися з формули $\alpha = -V'_2(x_b)/V'_1(x_b)$, де x_b є нулем функції

 $H(x) = V_2''(x) - V_1''(x)V_2'(x) / V_1'(x)$ або, з урахуванням (4),

$$H(x) = 2\left[\frac{r''(x)}{r(x)} + \frac{r'^{2}(x)}{r^{2}(x)}\right]A(x) - \frac{2}{r^{2}(x)} + \left[\frac{r(x)r'(x)}{x - 3m}A(x) - 1\right] \cdot \left[\frac{8r'(x)}{r^{3}(x)}(x - 3m) - \frac{2}{r^{2}(x)}\right]$$
(14)

Залежно від кількості нулів цієї функції можна зробити висновок про існування додаткових мінімумів V_{оя}.

При $x \to x_0$ маємо асимптотику, з урахуванням (9) та (6), $H(x) \approx -\frac{4N}{3} \frac{x_0 - 3m}{r^3(x)}$.

При $x \to \infty$ маємо $H(x) \approx \frac{2m}{x^3}$. Принаймні, один нуль H(x) завжди існує, оскільки ця функція змінює знак. Наприклад, при $x_0 = 1$, C = 1 додаткові два нулі з'являються, коли N стає більшим приблизно 4.6; це є необхідною (але не достатньою) ознакою можливості появи додаткових мінімумів потенціалу V_{eff} за деяких $\alpha = L^2$. Відповідно, виникають незв'язні області стійких колових орбіт.

Зокрема, для N = 5, $x_0 = 1$, C = 1 маємо область значень кутового моменту $L \in (0.804, 0.821)$, коли виникають два мінімуми потенціалів. При неперервній зміні кутового моменту в області $0 \le L < 0.821$ мають місце мінімуми V_{eff} , що відповідають коловим орбітам з радіусами $x \in [1.094, 1.757)$. При L > 0.804 маємо зв'язну область колових орбіт з радіусами $x \in (2.393, \infty)$. Приклади $V_{eff}(x)$ та похідних $DV_{eff}(x) = dV_{eff}/dx$ показано на Рис.1. Аналогічні незв'язні області колових орбіт маємо при N = 6, $L \in (0.771, 0.854)$ та при інших L та N > 4.6. Як було відзначено, A(x) завжди має мінімум (а значить і V_{eff} при L = 0), це означає існування траєкторій із "зависанням", коли частинка у полі центру може знаходитися у стані спокою з нульовим кутовим моментом.



Рис. 1. Графіки потенціалів $V_{eff}(x)$ (ліворуч) та їх похідних (праворуч) для двох критичних значень L та приклад проміжного значення L = 0.81, де є два мінімуми ефективного потенціалу ($x_0 = 1, C = 1, N = 5$)

4. Обговорення. Результати даної роботи підтверджують, що за наявності скалярного поля можуть виникати області стійких колових орбіт, які не перетинаються. Ця обставина вперше була виявлена для безмасового скалярного поля з мінімальним зв'язком без самодії [6]. У даній роботі аналогічній результат показано для сім'ї часткових розв'язків спільної системи рівнянь Ейнштейна та скалярного поля з ненульовим потенціалом за наявності голої сингулярності у центрі. Зазначимо, що тут присутні випадки зависання частинок з нульовим кутовим моментом. Суттєво відзначити, що потенціал скалярного поля є необмеженим знизу, причому розглядуваний випадок, коли існує гола сингулярність у центрі конфігурації, не суперечить відомим теоремам про "відсутність волосся" в околі чорної діри.

Наявність вищеописаної структури колових орбіт може слугувати для того, щоб експериментально підтвердити або відкинути певні скалярно-польові моделі динамічної темної енергії, які базуються на подібних або аналогічних розв'язках. Це може бути зроблено на основі даних спостережень флуоресцентних ліній заліза, а саме ліній Fe Ka, які спостерігають в активних галактичних ядрах [13–15]. Форма цих ліній дає цінну інформацію про характер гравітаційного поля та параметри руху речовини, що їх випромінює. Наявність речовини на різних радіусах, коли розподіл стійких колових орбіт утворює незв'язані області, призведе до деформації ліній Fe Ka, ступінь якої залежатиме від концентрації речовини у цих областях; причому форма ліній може бути схожою на випадок, коли, наприклад, випромінюють два незалежні акреційні диски біля різних об'єктів. Подібна форма ліній дійсно спостерігалася у деяких рентгенівських спектрах активних ядер [16, 17]. Втім, автори далекі від того, щоб вважати пояснення за участю скалярного поля найбільш прийнятним, оскільки є менш екзотичні і більш реалістичні моделі формування ліній [17]. Тим не менш, ретельний розгляд гравітуючих конфігурацій зі скалярним полем у зазначеному вище контексті також заслуговує на увагу.

Публікація містить результати досліджень, проведених при частковій підтримці Державного фонду фундаментальних досліджень за проектом Ф64/45-2016.

Список використаних джерел

1. Novosyadlyi B., Pelykh V., Shtanov Yu., Zhuk A. Dark energy and dark matter of the universe: in three volumes / Ed. V. Shulga. - Vol. 1: Dark matter: Observational evidence and theoretical models /. – K.: Akademperiodyka, – 2013. – 380 p.

2. Яцків Я. С., Александров О. М., Вавилова І. Б. [та ін.] Загальна теорія відносності: горизонти випробувань. – К.: ВАІТЕ, – 2013. – 264 С.

3. Александров А. Н., Вавилова И. Б., Жданов В. И. [и др.] Общая теория относительности: признание временем. – К.: Наукова Думка, 2015. – 330 с.

- 4. Фишер И. З. Поле скалярного мезона с учетом гравитационных эффектов // ЖЭТФ. 1948. Т. 18. С. 636–640.
- 5. Janis A. I., Newman E. T., Winicour J. Reality of the Schwarzschild singularity // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 878-880.

6. Chowdhury A. N., Patil M., Malafarina D., Joshi P. S. Circular geodesics and accretion disks in the Janis-Newman-Winicour and gamma metric space-times // Phys. Rev. D. – 2012. – V. 85, id. 104031.

7. Бронников К.А., Рубин С.Г Лекции по гравитации и космологии. –М.: МИФИ, 2008. – 460 с.

8. Shikin G. N., Bronnikov K. A. Spherically Symmetric Scalar Vacuum: No-Go Theorems, Black Holes and Solitons // Gravitation and Cosmology. - 2002. – V. 8. – P. 107–116. 9. Nikonov V.V., Tchemarina Ju.V., Tsirulev A.N. A two-parameter family of exact asymptotically flat solutions to the Einstein-scalar field equations

// Class. Quant. Grav. - 2008. - V. 25, id.138001. 10. Solovyev D., Tsirulev A., General properties and exact models of static self-gravitating scalar field configurations // Class. Quant. Grav. - 2012. - V.29,

id 055013 11. Felder G., Frolov A., Kofman L., Linde A. Cosmology with negative potentials // Phys. Rev. D. - 2002. - V.66, id. 023507.

12. Azreg-Ainou M. Selection criteria for two-parameter solutions to scalar-tensor gravity GRG. - 2010. -V.42, Is.6. - P. 1427-1456 General Relativity and Gravitation, Volume 42, Issue 6, pp. 1427-1456.

13. Guilbert P.W., Rees M.J. "Cold" material in non-thermal sources // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. - 1988. - Vol. 233. - P. 475-484.

14. Lightman A. P., White T. R. Effects of cold matter in active galactic nuclei – A broad hump in the X-ray spectra // Astrophys. J. - 1988. - Vol. 335. - P. 57-66.

Fabian A. C., Rees M. J., Stella L., et al. X-ray fluorescence from the inner disc in Cygnus X-1 // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1989. – V. 238. – P. 729–736.
 Vasylenko A. A., Fedorova E. V.; Hnatyk B. I., Zhdanov V. I. Evidence for a binary black hole in active nucleus of NGC 1194 galaxy? // Kinemat. Phys.

Celest. Bodies. - 2015. - Vol. 31, Is. 1. - P. 13-18.

17. Fedorova, E.; Vasylenko, A.; Hnatyk, B. I.; Zhdanov, V. I. The peculiar megamaser AGN NGC 1194: Comparison with the warped disk candidates NGC 1068 and NGC 4258 // Astronom. Nachr. - 2016. - V. 337, Is. 1-2, p. 96-100.

V. Zhdanov, Dr. Sci., Prof.

Astronomical Observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv, O. Stashko, student, Physical Dept. National Taras Shevchenko University of Kviv

TEST BODY MOTION IN GRAVITATIONAL FIELD OF A SPHERICALLY SYMMETRICAL CONFIGURATION WITH SCALAR FIELD IN GENERAL RELATIVITY

We study exact special solutions of the joint system of Einstein equations and scalar field equations with a non-zero self-interaction potential, which describe spherically symmetric static configurations. The space-time is asymptotically flat with a naked singularity at the center. The test body motion is analyzed; we found conditions for existence of non-connected regions of stable circular orbits. We show the existence of static trajectories of particles that hang above the configuration.

В. И. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф.

Астрономическая обсерватория

Киевского национального университета имени Тараса Шевченко,

А. С. Сташко, студент физического факультета

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

ДВИЖЕНИЕ ПРОБНЫХ ТЕЛ В СТАТИЧЕСКОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОЙ СКАЛЯРНО-ПОЛЕВОЙ КОНФИГУРАЦИИ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Изучены частные точные решения совместной системы уравнений Эйнштейна и уравнений скалярного поля с ненулевым потенциалом самодействия, описывающие сферически-симетричные статические конфигурации в случае асимптотически-плоского пространставремени с голой сингулярностью в центре. Для этих решений проанализировано движение пробных тел, которые взаимодействуют только гравита ционно. Найдены условия, когда существуют несвязные области устойчивых кругових орбит пробных тел. Показано существова-ние траекторий с нулевым угловым моментом, когда частицы "зависают" на определенном расстоянии от центра.

УДК 524.8

С. Парновський, д-р. физ.-мат. наук Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ВПЛИВ БЛИЗЬКИХ АТРАКТОРІВ НА ВЕЛИКОМАСШТАБНІ ПЕКУЛЯРНІ РУХИ ГАЛАКТИК

Розраховано впливи окремих атракторів на мультипольну модель колективних рухів галактик. Виведено формули, що теоретично дозволяють отримувати маси та положення атракторів разом з параметрами мультипольної моделі. Але на сучасному рівні точності оцінки пекулярних швидкостей галактик це ще неможливо.

Вступ. В космології ми вважаємо, що Всесвіт є однорідним та ізотропним. Але на масштабах менших за 200-300h⁻¹ Мпк він достатньо неоднорідний. Є місця зі збільшеною густиною матерії, наприклад надскупчення галактик, є пустоти або войди, де густина матерії значно менша за середню фонову густину ρ_b. Різниця густини δ характеризує відхилення густини у певному місці $\rho(\vec{r})$ від середньої та дорівнює

$$\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r})}{\rho_b} - 1.$$
(1)

Зрозуміло, що ця величина може бути від'ємною у областях з меншою густиною, але $\delta > -1$. У надскупченнях ця величина натомість може бути досить великою. Ці відхилення є результатом зростання з часом невеликих початкових флуктуацій густини у ранньому Всесвіті. Швидкість зростання різна на різних просторових масштабах. Утворення надскупчень є результатом росту флуктуацій на більших масштабах, ніж утворення більш маломасштабних флуктуацій маси. В лінійній теорії збурень вони пов'язані співвідношенням

$$\delta_c = b_c \delta , \qquad (2)$$

де δ_c це контраст густини у кластерах (скупченнях), δ це контраст густини для галактик, а b_c так званий параметр біасінгу. Разом з відсотком середньої густини матерії від критичної густини ρ_{cr} , який позначається $\Omega_m = \rho / \rho_{cr}$, він входить до параметра

$$\beta \approx \frac{\Omega_m^{0.6}}{b_o} \,, \tag{3}$$

що входить до формул, котрі описують великомасштабний рух. За спостережними даними $\,\betapprox 0.2$.

Галактики поводяться як пробні частинки в неоднорідному Всесвіті. Вони мають додаткове прискорення до областей з надлишком густини та менше притягуються до пустот. Тому вони рухаються на фоні загального хабблівського розширення Всесвіту. Цей рух, так званий нехабблівський великомасштабний колективний рух галактик описується полем швидкостей, яке ми досліджуємо. Це поле швидкостей пов'язано з розподілом контрасту густини залежністю [5]

$$\vec{v}(\vec{r}) = \frac{\beta}{4\pi} \int \delta(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{\left|\vec{r} - \vec{r}'\right|^3} d^3 \vec{r}' .$$
(4)

За астрономічними спостереженнями ми можемо визначити тільки радіальну складову швидкості колективного руху галактик. Тому ми маємо справу зі спостережним полем радіальної складової швидкості колективного руху галактик. В наших роботах ми моделюємо її за допомогою мультипольної моделі колективних великомасштабних рухів галактик, яка докладно описана у статтях [4, 6].

Включення окремих аттракторів у мультипольну модель колективних рухів. Мультипольна модель колективного руху добре враховує вплив притягнення аттракторів, що знаходяться за межами галактик вибірки. Натомість аттрактори всередині просторових границь вибірки створюють проблеми і їх вплив бажано враховувати окремо, хоча б для найбільш масивних надскупчень. Таке удосконалення методу дає можливість одночасно з параметрами поля швидкостей отримати також маси та, можливо, характерні розміри атракторів. Зазначимо, що ми будемо називати словом атрактор кожну надлишкову масу (1), що суттєво впливає на поле великомасштабного руху. Зокрема войди з меншою густиною матерії ми розглядаємо як аттрактори з від'ємною надлишковою густиною.

Цей підхід раніш не застосовувався, тому спочатку треба вибрати деталі описання атракторів, зокрема розподілу їх маси. Реальні атрактори мають витягнуту форму та нерідко бімодальну або тримодальну структуру. Однак на першому етапі доцільно розглядати атрактори зі сферично-симетричним розподілом густини. Замість одного витягнутого реального атрактора можна взяти декілька близьких сферично-симетричних. Перехід до сферичної симетрії значно спрощує інтеграл (4). Введемо величину

$$\mu(r) = \int_{0}^{r} \delta(r') r'^{2} dr' , \qquad (5)$$

пропорційну масі надскупчення всередині сфери радіуса *г*. Тоді для нехабблівської швидкості, викликаної масою одного сферичного атрактора ми маємо сферичне-симетричний розподіл швидкостей, орієнтованих радіально з модулем

$$v(r) = \frac{\beta\mu(r)}{r^2} \,. \tag{6}$$

Якщо аттрактор має чітку границю, то ззовні полу швидкостей залежить тільки від його повної маси, але не від розподілу її. Тому розподіл важливий виключно в випадку, коли деякі галактики вибірки знаходяться всередині атракторів. Якщо це не так, то можна розглядати простішу модель сфери радіусом R з однорідним надлишком густини та надлишковою масою $M = 4\pi\rho_* \delta R^3 / 3$. Для неї

$$\mu(r) = \begin{cases} \delta r^{3} / 3 & r < R \\ \delta R^{3} / 3 & r > R \end{cases}.$$
 (7)

Але надскупчення не мають чітких границь. Можна для простоти розглянути модель з експоненційним спаданням густини з $\delta(r) = \delta_0 \exp(-\alpha r)$, котра дає

$$\mu(r) = \delta_0 \alpha^{-3} \Big[2 - \left(\alpha^2 r^2 + 2\alpha r + 2 \right) \exp(-\alpha r) \Big].$$
(8)

Можна застосувати і більш звичний у позагалактичний астрономії профіль густини Кінга, для якого

$$\delta(r) = A \left[1 + x^2 \right]^{-3/2}, \ x = \frac{r}{r_c},$$
(9)

де r_c – характерний радіус скупчення. Тоді

$$\mu(r) = Ar_{c}^{3} \left[\frac{x}{1+x^{2}} - \ln(x + \sqrt{1+x^{2}}) \right].$$
(10)

Зазначимо, що маса такого атрактора розходиться як логарифм радіуса, тому треба штучно обмежити область використання (9).

Нарешті можна застосувати профіль густини Наварро-Френка-Уайта, для якого

$$\delta(r) = Ax^{-\alpha} (1+x)^{\alpha-3}, \ x = \frac{r}{r_c},$$
 (11)

де 0 ≤ α ≤ 3/2. Часто використовують значення α=0, що не має особливості в центрі. Маса такого аттрактора теж розходиться як логарифм радіуса. Інтеграл (5) є гіпергеометричною функцією

$$\mu(r) = \frac{Ar_c^3}{3-\alpha} {}_2F_1(\alpha - 3, 3 - \alpha, 4 - \alpha; -x).$$
(12)

Для зручності має сенс починати з найпростіших варіантів (7) та (8), при необхідності використовувати (10).

Сформулюємо нову модель колективного руху. На тлі поля швидкостей, що описується мультипольною моделлю, розглядаємо N окремих атракторів з набором параметрів: надлишковою густиною, характерними розмірами та декартовими координатами x_i, y_i, z_i . Галактика, що має координати x_j, y_j, z_j за рахунок поля атракторів має додаткову радіальну компоненту швидкості, яка дорівнює

$$\Delta \mathbf{v}_{j} = \beta \sum_{i=1}^{N} \frac{\mu_{i}(\mathbf{r}_{ij})}{\mathbf{r}_{ij}^{2}} \cos(\theta_{ij}), \quad \mathbf{r}_{ij}^{2} = (\mathbf{x}_{i} - \mathbf{x}_{j})^{2} + (\mathbf{y}_{i} - \mathbf{y}_{j})^{2} + (\mathbf{z}_{i} - \mathbf{z}_{j})^{2}, \\ \cos(\theta_{ij}) = \frac{\mathbf{x}_{i}(\mathbf{x}_{i} - \mathbf{x}_{j}) + \mathbf{y}_{j}(\mathbf{y}_{i} - \mathbf{y}_{j}) + \mathbf{z}_{j}(\mathbf{z}_{i} - \mathbf{z}_{j})}{\mathbf{r}_{ij}\sqrt{(\mathbf{x}_{i}^{2} + \mathbf{y}_{j}^{2} + \mathbf{z}_{j}^{2})}}$$
(13)

Це відстань між галактикою та атрактором r_{ij} та косинус кута між напрямками від спостерігача до галактики та від галактики до атрактора, відповідно. Формули (13) написані для плоского простору-часу, але оскільки на великих відстанях вплив атракторів є незначним, ними можна користуватися як наближеними. Функція $\mu_i(r_{ij})$ залежить від відстані та від параметрів і-го атрактора та розподілу його надлишкової маси, загалом від 6 параметрів для кожного атрактора. Вираз (13) додається до загального мультипольного поля, яке описується 24 параметрами для нерелятивістської або напіврелятивістської DQO-моделі та 23 параметрами для напіврелятивістської DQO-моделі з фіксованим значенням параметру γ . Таким чином, повна кількість параметрів дорівнює 24+5N та 23+5N.

Для їх отримання застосовується МНК, причому це вимагає ітераційної процедури. Зазначимо, що 23+N параметрів входять лінійно, їх можна отримати досить простим чином, але 4N параметрів є нелінійними та вимагають складних обчислень для отримання оптимального набору параметрів аттракторів. Додаткова складність пов'язана з використанням різних моделей розподілу надлишкової маси, з котрих треба вибрати найбільш адекватну. Це є важливим етапом при оцінюванні надлишкових мас аттракторів.

Але проблему впливу окремих атракторів принципово розв'язана при використанні формули (13), хоча у простішій моделі сферично-симетричних атракторів.

Перевірка якості моделі руху з використанням списків пекулярних швидкостей RFGC-галактик. Перевіримо ефективність та робастність запропонованої моделі руху галактик. Застосуємо нерелятивістську DQO-модель з 4 додатковими атракторами (Великого атрактора, надскупчень Діва та Персей-Риби, а також концентрації Шеплі, менша кількість атракторів не може адекватно відобразити розподіл маси на відстанях до 150 Мпк) для опрацювання даних про пекулярні швидкості галактик каталогу RFGC [1,2]. Модель містить 28 лінійних та 16 нелінійних параметрів. Для первинної перевірки розглянемо спрощений варіант розрахунку, при якому значення нелінійних параметрів взято з літератури, точніше з роботи [3]

Для підвибірки 1459 RFGC-галактик з відстанями не більш ніж 100 h⁻¹ Мпк ми отримуємо наступні результати. Ітераційна процедура врахування впливу атракторів сходитися. Після додавання в модель руху членів, що описують вплив атракторів середня похибка зменшується, але не сильно. Натомість параметри мультипольної моделі сильно змінюють оптимальні по МНК значення. При цьому проблеми викликані не великою кількістю регресорів, у DQOXмоделі їх більше, а сильна зкорельованість членів, що описують вплив атракторів з складовими мультипольної моделі. Можливо також, що профіль густини Кінга (9) не описує адекватно розподіл надлишкової маси атракторів або параметри, наведені у [3] не є коректними.

Таким чином, ми приходимо до висновку, що додавання впливу окремих аттракторів у мультипольну модель руху не дало очікуваного покращення моделі. Оскільки у найближчі часи не слід сподіватися на суттєве збільшення об'єму або точності вибірки даних про пекулярні швидкості, прогрес, пов'язаний з подальшими дослідженнями у цьому напрямку, уявляється малоймовірним. Відповідно, маси атракторів оцінено з надто великими похибками і ці оцінки не має сенсу використовувати. Основним висновком даної пошукової роботи є те, що поки ми не можемо коректно враховувати вплив окремих атракторів при дослідженні полів швидкостей колективних рухів галактик на масштабах порядку 100 Мпк та більше, але така можливість існує. При підвищенні точності вимірювань та збільшенні об'єму вибірки врахування впливів окремих атракторів може бути доцільним.

Список використаних джерел

1. Karachentsev I. D., Karachentseva V.E., Parnovsky S.L. Flat Galaxy Catalogue // Astronom. Nachrichten. – 1993 – V. 314 – P. 97–222.

Karachentsev I. D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N., Sharina M.E., Parnovsky S.L Revised Flat Galaxy Catalogue // Bull. SAO. – 1999 – V. 47 – P. 5–185.
 Marinoni C., Monaco P., Giuricin G., Costantini B. Galaxy Distances in the Nearby Universe: Corrections for Peculiar // ApJ – 1998 – V. 505. – P. 484–505.

Marinoni C., Monaco P., Guincin G., Costantin B. Galaxy Distances in the Nearby Oniverse. Conections for Peculiar // ApJ = 1990 = V. 505. – P. 404–505.
 Parnovsky S., Parnowski A. Large-scale collective motion of RFGC galaxies in curved space-time // Astrophysics and Space Science, – 2011 – V. 331 – P. 429–440.

5. Peebles P. J. E. The Large Scale Structure of the Universe // 1980. – Princeton: Princeton Univ. Press.

6. Парновський С.Л. Дослідження великомасштабних колективних рухів галактик на основі каталогу RFGC // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 2010. – № 46. – С. 26–29.

S. Parnovsky, Dr. Sci., Prof.

Astronomical Observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

AN IMPACT OF NEARBY ATTRACTORS ON THE COLLECTIVE PECULIAR MOTION OF GALAXIES

We study the impact of individual attractors on the multipole model of the collective motion of galaxies. Equations obtained provide a theoretical possibility to estimate masses and locations of attractors together with the parameters of the multipole model. Unfortunately, this is not possible on the state-of-the-art level of estimation of galaxy' peculiar velocities.

С. Парновский, д-р. физ.-мат. наук, проф.

Астрономическая Обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

ВЛИЯНИЕ БЛИЗКИХ АТРАКТОРОВ НА КРУПНОМАСШТАБНОЕ КОЛЛЕКТИВНОЕ ПЕКУЛЯРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ГАЛАКТИК

Рассчитано влияние отдельных атракторов на мультипольную модель крупномасштабного коллективного движения галактик. Выведены формулы, теоретически позволяющие получить массы и положения атракторов вместе с параметрами мультипольной модели. Но для современного уровня точности оценки пекулярных скоростей галактик это невозможно.

УДК 524.7

О. Александров, канд. фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб. В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ЧАСОВА ЗАТРИМКА КРИТИЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ В ОКОЛІ КАСПОВОЇ ТОЧКИ ГРАВІТАЦІЙНО-ЛІНЗОВОЇ СИСТЕМИ

Отримано наближені формули для часової затримки критичних зображень точкового джерела, що знаходиться поблизу каспової точки каустики. Ми обговорюємо формули нульового, першого і другого порядків за степенями параметра, який задає близькість джерела до каустики. Ці формули пов'язують час затримки з характеристиками лінзового потенціалу. Формула нульового наближення була отримана в роботі Конгдона, Кітона і Нордгрена (MNRAS, 2008). Для загального потенціалу ми знайшли до неї поправку першого порядку. У випадку потенціалу, симетричного відносно осі каспу, ця поправка тотожно дорівнює нулю. Для цього випадку ми отримали поправку другого порядку. Знайдені співвідношення проілюстровані на простому модельному прикладі.

При так званому сильному гравітаційному лінзуванні (макролінзуванні) спостерігають декілька зображень одного й того самого джерела електромагнітного випромінювання. Зазвичай джерелом є квазар, а лінзою слугує більш близька галактика або скупчення галактик. Коли джерело можна вважати точковим, спостережуваними характеристиками гравітаційно-лінзової системи (ГЛС) є червоні зміщення лінзи і джерела, взаємні положення зображень і відношення потоків від різних зображень. Крім того, власна змінність джерела дозволяє визначити відносну часову затримку між різними зображеннями, яка виникає внаслідок того, що ці зображення формуються променями, що поширюється від джерела до спостерігача різними шляхами. Часова затримка залежить від відстаней до лінзи і до джерела, геометрії ГЛС; вона також є чутливою до космологічної моделі. Ці спостережувані характеристики слугують основою для моделювання ГЛС і, отже, для визначення її фізичних параметрів, таких, наприклад, як розподіл маси в лінзі. Виявляється, що для деяких ГЛС неможливо за допомогою гладкого розподілу маси задовольнити спостережуваним значенням потоків або затримок. Це так звані аномальні потоки (затримки), які розглядаються як свідчення існування значних локальних мас іноді в самій галактиці, іноді поруч із нею [1].

Серед спостережуваних характеристик ГЛС особлива роль належить часу затримки, оскільки це розмірна величина, яка дозволяє оцінити просторовий масштаб. Очікують, що у найближче десятиліття кількість ГЛС з визначеними затримками буде вимірюватися тисячами, що дозволить ефективно застосовувати статистичні методи, з чим пов'язують сподівання стосовно досліджень темної матерії і космології [2–4].

Найбільш яскраво явище гравітаційного лінзування проявляє себе, коли джерело знаходиться поблизу каустики ГЛС, при перетині якої точковим джерелом блиск деяких його зображень формально стає нескінченим. Такі зображення ми називаємо критичними. Щоби змоделювати властивості критичних зображень достатньо задати потрібну кількість похідних гравітаційно-лінзового потенціалу у відповідній критичній точці. В роботі [5] ми найшли і дослідили формули для часової затримки критичних зображень поблизу регулярної точки каустики (особливості лінзового відображення типу "складка"). В цій роботі ми досліджуємо аналогічні питання для випадку, коли точкове джерело знаходиться поблизу каспу каустики (особливість типу "зборка"). Ми застосовуємо метод наближень за степенями параметра близькості до каустики. Для часу затримки у нульовому наближенні ми отримали формулу, що еквівалентна знайденій в [6]. Далі для загального каспу ми знайшли поправку першого порядку, і для симетричного каспу – поправку другого порядку. В основі побудов лежать формули для координат критичних зображень, отримані нами в [7, 8]. Аби проілюструвати знайдені співвідношення ми розглянули час затримки критичних зображень точкового джерела, що знаходиться на осі лінзи Чанг-Рефсдала [9, 10].

1. Вихідні положення теорії гравітаційного лінзування

Ми використовуємо ті самі позначення, що і в попередніх роботах. Зокрема в роботі [5] докладно приведені всі необхідні вихідні співвідношення, тому тут ми обмежуємося дуже стислим викладенням. Рівняння гравітаційної лінзи має такий вид (див. напр. [6, 10]):

$$\mathbf{y} = \mathbf{x} - \mathbf{\alpha}(\mathbf{x}) \,. \tag{1}$$

Тут вектори **y** і **x** – кутові положення точкового джерела і його зображення на небесній сфері в одиницях кута Ейнштейна θ₀. З іншого боку **x** можна інтерпретувати як вектор у площині лінзи, виміряний у радіусах Ейнштейна $R_{\varepsilon} = D_L \theta_0$, **y** – вектор в площині джерела в одиницях $D_S \theta_0$. Кут відхилення **α**(**x**) визначається формулою

$$\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\pi} \iint \boldsymbol{k}(\mathbf{x}') \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} d^2 \mathbf{x}', \qquad (2)$$

де $k(\mathbf{x})$ – нормована поверхнева густина маси в лінзі.

Поле $\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{x})$ є потенціальним: $\boldsymbol{\alpha} = \nabla \Psi$, де

$$\Psi(\mathbf{x}) = \frac{1}{\pi} \iint k(\mathbf{x}') \ln(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) d^2 \mathbf{x}' .$$
(3)

3 рівняння (3) випливає, що

$$\Delta \Psi = 2k . \tag{4}$$

Отже, властивості ГЛС у нормованих змінних визначаються лінзовим потенціалом $\Psi(\mathbf{x})$.

Час поширення світлового сигналу від джерела до спостерігача у присутності гравітаційної лінзи відрізняється від такого ж у вільному просторі на величину, яка з точністю до адитивної константи дається формулою [1, 10]:

$$T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \tau_0 \left[\frac{1}{2} |\mathbf{y} - \mathbf{x}|^2 - \Psi(\mathbf{x}) \right].$$
(5)

Тут $\tau_0 = \frac{1+z_L}{c} \frac{D_L D_S}{D_{LS}} \theta_0^2$, z_L – параметр червоного зміщення лінзи, D_L , D_S , D_{LS} – відповідно відстані (за кутовим діа-

метром) від спостерігача до лінзи, від спостерігача до джерела та від лінзи до джерела. Величина τ₀, яка має розмірність часу, варіює для різних ГЛС у широкому діапазоні. Але для оцінки зазначимо, що за вибіркою з 19 ГЛС, для яких наведені данні в роботі [1], середнє значення $\langle \tau_0 \rangle \approx 115$ і медіанне значення $\tau_{0med} \approx 80$ днів.

Для отримання часу відносної затримки між двома зображеннями достатньо знайти різницю двох відповідних виразів (5). Для величини нормованого часу затримки введемо таке позначення $T_N = T(\mathbf{x}, \mathbf{y})/\tau_0$. Скориставшись рівнянням (1) та формулою для кута відхилення, отримуємо вираз для часу затримки як функції координат зображення

$$T_N(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} (\nabla \Psi)^2 - \Psi .$$
(6)

Рівняння (1) можна розглядати як відображення у(х) площини зображень на площину джерел. У загальному

випадку одному положенню **у** точкового джерела відповідає декілька зображень **х**⁽ⁱ⁾ – розв'язків рівняння (1). Коефіцієнт підсилення *i* -го зображення визначається через якобіан лінзового відображення [10]:

$$\mathbf{K}^{(i)} = \left| \mathbf{J} \right|^{-1} \Big|_{\mathbf{x}^{(i)}}, \quad \mathbf{J} \left(\mathbf{x} \right) = \frac{D(\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2)}{D(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)}.$$
⁽⁷⁾

Точки **x**, в яких $J(\mathbf{x}) = 0$ називають критичними, а відповідні їм точки площини джерел – каустичними. Добре ві-

домо, що стійкі критичні точки гладких відображень двовимірних многовидів бувають лише двох видів: складки і зборки. При цьому складки утворюють гладку криву, а зборки – її точки повертання. Каустичні криві відокремлюють області площини джерел, які мають різну кількість зображень. Коли точкове джерело наближається до складки з того боку, якому відповідає більша кількість зображень, два зображення прямують до відповідної критичної точки, їх коефіцієнти підсилення зростають до нескінченності. А після того, як джерело перетне каустику, ці два зображення зникають. Такі зображення називають критичними. Якщо ж шлях джерела перетинає каустику в точці зборки, то вже три критичних зображення зустрічаються у відповідній критичній точці, їх підсилення також стають нескінченними, але після перетину джерелом каустики одне із цих зображень виживає. В теорії гравітаційного лінзування зборки називають каспами.

2. Перехід до локальних координат у околі каспу

При розгляді околу критичної точки \mathbf{x}_0 початок координат на площині зображень переносять в цю точку, а початок координат площини джерел у відповідну точку каустики $\mathbf{y}_0 = \mathbf{y}(\mathbf{x}_0)$. Перейдемо до локальних координат $\mathbf{X} = \mathbf{x} - \mathbf{x}_0$ і $\mathbf{Y} = \mathbf{y} - \mathbf{y}_0$ в рівнянні лінзи:

$$\mathbf{Y} = \mathbf{X} - \nabla \Psi_{L} \left(\mathbf{X} \right). \tag{8}$$

 $\mathsf{Tyr} \ \Psi_{L}(\mathbf{X}) = \Psi(\mathbf{x}) - \Psi(\mathbf{x}_{0}) - \nabla \Psi(\mathbf{x}_{0})(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{0}).$

Для різниці $\Delta T(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = T_N(\mathbf{x}) - T_N(\mathbf{x}_0)$ часів поширення світла, що відповідають двом точкам площини зображень, застосовуючи формули (6) і (8), отримуємо

$$\Delta T\left(\mathbf{x}, \mathbf{x}_{0}\right) = \Delta_{1} T + \Delta_{L} T .$$
(9)

Тут $\Delta_L T(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = \frac{1}{2} (\nabla \Psi_L)^2 - \Psi_L$ -- величина, що визначається такою самою формулою як (6), але за потенціалом Ψ_L ; $\Delta_1 T = -\nabla \Psi(\mathbf{x}_0) \cdot \mathbf{Y}$. Величину $\Delta_L T$ будемо називати локальним часом затримки.

Формула (9) дає затримку зображення в точці **x** відносно зображення в опорній точці \mathbf{x}_0 . Часова затримка $\Delta T(\mathbf{1}, \mathbf{2})$ між зображеннями в точках \mathbf{x}_1 і \mathbf{x}_2 дорівнює різниці $\Delta T(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_0) - \Delta T(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_0)$. Якщо точки \mathbf{x}_1 і \mathbf{x}_2 суть два

зображення однієї точки (що має локальні координати **Y**), то доданки $\Delta_1 T$ в виразі для відносної затримки скорочуються. При цьому затримка $\Delta T(1,2) = \Delta_L T(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_0) - \Delta_L T(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_0)$ визначається лише доданками $\Delta_L T$.

Осі локальної системи координат в критичній точці спрямовують вздовж власних векторів матриці Якобі лінзового відображення. Точніше у випадку складки першу координатну вісь на площині джерел обираємо дотичною до критичної кривої, а у випадку каспу – вздовж спільної напівдотичної двох гілок каустики, що сходяться у точці каспу. Такій вибір забезпечує певну структуру квадратичних доданків в розкладі локального потенціалу.

З потрібною точністю цей розклад записується так:

$$\Psi_{L} = +\frac{1}{2}(1-2\sigma)X_{1}^{2} + \frac{1}{2}X_{2}^{2} - \frac{1}{3}a_{1}X_{1}^{3} - b_{2}X_{1}^{2}X_{2} + a_{2}X_{1}X_{2}^{2} + \frac{1}{3}b_{1}X_{2}^{3} - \frac{1}{4}c_{3}X_{1}^{4} - d_{2}X_{1}^{3}X_{2} + \frac{3}{2}c_{1}X_{1}^{2}X_{2}^{2} + d_{1}X_{1}X_{2}^{3} - \frac{1}{4}c_{2}X_{2}^{4} - \frac{1}{5}g_{3}X_{1}^{5} - (10) - f_{2}X_{1}^{4}X_{2} + 2g_{2}X_{1}^{3}X_{2}^{2} + 2f_{1}X_{1}^{2}X_{2}^{3} - g_{1}X_{1}X_{2}^{4} - \frac{1}{5}f_{3}X_{2}^{5} - \frac{1}{6}hX_{2}^{6} + \dots$$

Де введені такі скорочені позначення:

$$\mathbf{a}_{1} = -\frac{1}{2} \Psi_{,111}; \quad \mathbf{a}_{2} = \frac{1}{2} \Psi_{,122}; \quad \mathbf{b}_{1} = \frac{1}{2} \Psi_{,222}; \quad \mathbf{b}_{2} = -\frac{1}{2} \Psi_{,112}; \quad \mathbf{c}_{1} = \frac{1}{6} \Psi_{,1122}; \\ \mathbf{c}_{2} = -\frac{1}{6} \Psi_{,2222}; \quad \mathbf{c}_{3} = -\frac{1}{6} \Psi_{,1111}; \quad \mathbf{d}_{1} = \frac{1}{6} \Psi_{,1222}; \quad \mathbf{d}_{2} = -\frac{1}{6} \Psi_{,1112}; \\ \mathbf{g}_{1} = -\frac{1}{24} \Psi_{,12222}; \quad \mathbf{g}_{2} = \frac{1}{24} \Psi_{,11122}; \quad \mathbf{g}_{3} = -\frac{1}{24} \Psi_{,11111}; \quad \mathbf{f}_{1} = \frac{1}{24} \Psi_{,11222}; \\ \mathbf{f}_{2} = -\frac{1}{24} \Psi_{,11112}; \quad \mathbf{f}_{3} = -\frac{1}{24} \Psi_{,22222}; \quad \mathbf{h} = -\frac{1}{120} \Psi_{,222222}; \quad \mathbf{\sigma} = 1 - \mathbf{k}_{0}.$$

Позначення введені так, що при постійному $k = k(\mathbf{0})$ $a_1 = a_2$, $b_1 = b_2$, $c_1 = c_2 = c_3$, $d_1 = d_2$, $g_1 = g_2 = g_3$, $f_1 = f_2 = f_3$. Формулювання відповідного розкладу рівняння (8) не містить жодних труднощів, і ми його не наводимо.

Умова того, що точка $\mathbf{x} = 0$ є каспом – це $b_1 = 0$. Параметр близькості у цьому разі вводиться такими співвідношеннями: $Y_1 = t^2 \tilde{y}_1$, $Y_2 = t^3 \tilde{y}_2$, $\tilde{y}_i = const$.; координати критичних зображень шукаються у вигляді [7, 8]

$$X_{1} = t^{2} \left(x_{10} + x_{11}t + x_{12}t^{2} \right), \quad X_{2} = t \left(x_{20} + x_{21}t + x_{22}t^{2} \right).$$
(12)

Допоміжний параметр *t* слугує для більш простого врахування доданків різних наближень; у кінцевих формулах треба покласти *t* = 1.

В основі побудови розв'язків лежить рівняння третього порядку для x_{20} :

$$Cx_{20}^{3} - a_{2}\tilde{y}_{1}x_{20} - \sigma\tilde{y}_{2} = 0 , \qquad (13)$$

де $C = c_2 \sigma - a_2^2$. Рівняння (13) має один чи три дійсних корені в залежності від знака виразу $Q = \frac{\tilde{y}_2^2 \sigma^2}{4C^2} - \frac{a_2^3 \tilde{y}_1^3}{27C^3}$. Один дійсний корінь, коли Q > 0; три дійсних кореня, коли $Q \le 0$ (два з них збігаються, коли Q = 0). Явні вирази розв'язків рівняння (13), тобто нульове наближення для другої координати зображень x_{20} , даються відомими формулами Кардано. Всі інші характеристики зображень мають вид дрібно-раціональних функцій змінних \tilde{y}_i і x_{20} . При цьому внаслідок рівняння (13) всі степені x_{20} вище другого виражаються через нижчі.

Нульове наближення для першої координати зображень дається формулою

$$\boldsymbol{x}_{10} = \frac{1}{2\sigma} \left(\tilde{\boldsymbol{y}}_1 + \boldsymbol{a}_2 \boldsymbol{x}_{20}^2 \right).$$
 (14)

Загальний вигляд поправок першого порядку x_{11} і x_{21} знайдено в роботі [7]. Характерна особливість розв'язків в околі каспу полягає в тому, що, коли потенціал (10) є симетричним відносно осі x_1 , то всі поправки першого порядку дорівнюють нулю (разом з параметрами b_2, d_1, f_3). У випадку симетричного каспу в [8] були знайдені вирази для поправок другого порядку x_{12} і x_{22} .

3. Часова затримка зображень в околі каспу

З формули (6), в яку підставлено вираз (10) як потенціал і розклади (12) для координат, знаходимо, що розклад локального часу затримки за степенями параметра *t* з потрібною точністю можна подати у вигляді

$$\Delta_L T = t^4 \left(\Delta_{L0} T + t \Delta_{L1} T + t^2 \Delta_{L2} T \right)$$
(15)

Для нульової (головної) компоненти нами знайдено

$$\Delta_{L0}T = -\frac{a_2 \tilde{y}_1 x_{20}^2 + 3\sigma \tilde{y}_2 x_{20} + (1 - 2\sigma) \tilde{y}_1^2}{4\sigma}$$
(16)

Ця формула еквівалентна співвідношенню (45) роботи [6].

Поправка першого порядку до локального часу затримки в околі каспу загального виду дається таким виразом:

$$\Delta_{L1}T = \frac{5CP_1 \cdot \tilde{y}_1 \tilde{y}_2 x_{20}^2 + \sigma \left(2a_2 P_2 \cdot \tilde{y}_1^3 + 3CP_3 \cdot \tilde{y}_2^2\right) x_{20} + P_4 \cdot \tilde{y}_1^2 \tilde{y}_2}{20C^2 E\sigma}.$$
(17)

Тут

$$E = a_2 \tilde{y}_1 - 3C x_{20}^2;$$

$$P_1 = b_2 a_2^3 + 4\sigma d_1 a_2^2 - (6\sigma b_2 c_2 + 4\sigma^2 f_3) a_2 + 6\sigma^2 c_2 d_1,$$

$$P_2 = -4f_3 a_2^3 + 10c_2 d_1 a_2^2 - 5b_2 c_2^2 a_2,$$

$$P_3 = -5b_2 a_2^2 + 10\sigma d_1 a_2 - 4\sigma^2 f_3,$$

$$P_4 = -5b_2a_2^4 + (10\sigma b_2c_2 - 8\sigma^2 f_3)a_2^2 - 20\sigma^2 c_2d_1a_2 + 15\sigma^2 b_2c_2^2$$

Нарешті для поправки другого порядку у випадку симетричного каспу ми отримали наступний вираз:

$$\Delta_{L2}T = \frac{\left(P_5 \cdot \tilde{y}_1^3 + 3\sigma^2 C P_6 \cdot \tilde{y}_2^2\right) x_{20}^2 + \sigma P_7 \cdot \tilde{y}_1^2 \tilde{y}_2 x_{20} + \sigma^2 P_8 \cdot \tilde{y}_1 \tilde{y}_2^2 + a_1 a_2 C^2 \cdot \tilde{y}_1^4}{24 C^2 E \sigma^3}$$
(18)

$$P_5 = a_1 a_2^6 - 3\sigma a_1 c_2 a_2^4 - 8\sigma^3 h a_2^3 - 24\sigma^3 c_2 g_1 a_2^2 + 3\sigma^2 a_1 c_2^2 a_2^2 + 18\sigma^3 c_1 c_2^2 a_2 - 3\sigma^3 a_1 c_2^3 ,$$

$$P_6 = -12\sigma a_2^4 - a_1 a_2^3 + 24\sigma^2 c_2 a_2^2 + 9\sigma c_1 a_2^2 - 12\sigma^2 g_1 a_2 - 12\sigma^3 c_2^2 - 4\sigma^3 h ,$$

$$P_7 = -a_1 a_2^5 - 24\sigma^2 g_1 a_2^3 + 3\sigma a_1 c_2 a_2^3 - 28\sigma^3 h a_2^2 + 36\sigma^2 c_1 c_2 a_2^2 - -60\sigma^3 c_2 g_1 a_2 - 9\sigma^2 a_1 c_2^2 a_2 + 27\sigma^3 c_1 c_2^2 ,$$

$$P_8 = 12\sigma a_2^5 + 4a_1 a_2^4 - 24\sigma^2 c_2 a_2^3 - 9\sigma c_1 a_2^3 - 24\sigma^2 g_1 a_2^2 - 9\sigma a_1 c_2 a_2^2 + +12\sigma^3 c_2^2 a_2 - 20\sigma^3 h a_2 + 54\sigma^2 c_1 c_2 a_2 - 36\sigma^3 c_2 g_1 .$$

Привертає увагу та обставина, що у виразах (17) і (18) у знаменнику стоїть величина *E*, яка може дорівнювати нулю. Як показано в [7], ця величина лише чисельним множником відрізняється від якобіана *J* у нульовому наближенні. Отже, *E* = 0 – це рівняння каустики у цьому наближенні. Коли джерело прямує до каустики, існування такого знаменника потребує – у загальній ситуації – більш ретельного аналізу граничного переходу, який ми плануємо провести в окремій роботі. Тут для ілюстрації дієздатності наведених формул ми обмежимося конкретним прикладом з наступного розділу.

4. Приклад: джерело на осі лінзи Чанг-Рефсдала

Ми хочемо за допомогою простого прикладу проілюструвати наскільки значення часу затримки, що даються формулою нульового наближення (16) можуть відхилятися від точних значень і який внесок в цю різницю дає у випадку симетричного каспу поправка (18). Для цього розглянемо так звану гравітаційну лінзу Чанг-Рефсдала, яка утворена точковою масою, розташованою у початку координат, та зовнішньою припливною гравітаційною дією, що характеризується параметром зсуву у [9, 10]. Відповідний лінзовий потенціал дається таким виразом

$$\Psi = -\frac{\gamma}{2} \left(x_1^2 - x_2^2 \right) + \frac{1}{2} \ln \left(x_1^2 + x_2^2 \right).$$
(19)

Векторне рівняння (1) приймає вигляд системи

$$y_{1} = (1+\gamma) x_{1} - \frac{x_{1}}{x_{1}^{2} + x_{2}^{2}}; \qquad (20)$$

$$y_2 = (1 - \gamma) x_2 - \frac{x_2}{x_1^2 + x_2^2} .$$
⁽²¹⁾

Вигляд критичної кривої і каустики для цієї системи добре відомі. Зокрема, зазначимо, що ці криві разом з потенціалом (19) є симетричними відносно відбиття кожної з координатних осей. Каспи каустики знаходяться в точках її перетину з осями. На осі $y_2 = 0$ їм відповідають значення $y_{c1} = \pm 2\gamma/\sqrt{1-\gamma}$, а на осі ординат — $y_{c2} = \pm 2\gamma/\sqrt{1+\gamma}$.

Ми будемо розглядати окіл правого каспу і джерело, що розташоване на осі $y_2 = 0$. З рівнянь (21) і (20) знаходимо перший розв'язок $x_2^{(1)} = 0$, $x_1^{(1)} = \frac{1}{2(1+\gamma)} \left[y_1 + \sqrt{y_1^2 + 4(1+\gamma)} \right]$ (знак перед радикалом обрано так, щоби правому

каспу відповідала права вершина критичної кривої $x_{cr1} = 1/\sqrt{1-\gamma}$). Два інші розв'язки лежать на колі

$$x_1^2 + x_2^2 = 1/(1-\gamma)$$
: $x_1^{(2,3)} = y_1/2\gamma$, $x_2^{(2,3)} = \pm \sqrt{\frac{1}{1-\gamma} - \frac{y_1^2}{4\gamma^2}}$.

На рис. 1 зображено праву половину каустики і низку положень точкового джерела на осі $y_2 = 0$ як всередині каустики (кружечки), так і ззовні (трикутники); на рис. 2 показано половину критичної кривої і відповідні положення критичних зображень (темні символи – перше зображення, світлі – друге і третє; відповідність з положеннями джерела зручно встановлювати, рухаючись від каспа). Для визначеності ми поклали $\gamma = 0.5$.



Рис. 1 Каустика і положення джерела на осі $y_2 = 0$





Рис. 2 Критична крива і положення зображень



Рис. 3 Порівняння точного та наближених значень затримки першого зображення відносно другого для послідовних положень джерела, показаних на рис. 1



Розглянемо відносну затримку першого зображення відносно другого при послідовних положеннях джерела $\Delta T(1,2) = \Delta_L T^{(1)}(\mathbf{y}) - \Delta_L T^{(2)}(\mathbf{y}) = \Delta_N T^{(1)}(\mathbf{y}) - \Delta_N T^{(2)}(\mathbf{y})$. На рис. 3 цю величину, обраховану за формулою (6), подано в залежності від першої координати другого зображення x₁^2/(**y**) (кружечки, суцільна крива). Також на рис. З подано результати аналітичних розрахунків за формулою нульового наближення (16) $\Delta_0 T(\mathbf{1}, \mathbf{2}) = \Delta_{L0} T^{(1)}(\mathbf{y}) - \Delta_{L0} T^{(2)}(\mathbf{y})$ (хрестики, штрихова) та з врахуванням поправки другого наближення (18) $\Delta_{0}T(1,2) + \Delta_{2}T(1,2) = \Delta_{L0}T^{(1)}(\mathbf{y}) - \Delta_{L0}T^{(2)}(\mathbf{y}) + \Delta_{L2}T^{(1)}(\mathbf{y}) - \Delta_{L2}T^{(2)}(\mathbf{y})$ (трикутники, пунктир). Зауважимо, що поправка першого порядку тотожно дорівнює нулю внаслідок симетрії. Видно, що, принаймні у цьому прикладі, врахування поправки (18) дозволяє застосовувати аналітичну формулу не тільки в малому околі каспу, а і тоді, коли джерело знаходиться в центрі каустики.

На рис. 4 показано внесок поправки другого порядку $\Delta_2 T(1,2)$. 3 огляду на те, що, як зазначено вище при обговоренні формули (5), коефіцієнт τ_0 в середньому дорівнює приблизно 100 дням, величину $100 \cdot \Delta_2 T$ можна вважати оцінкою абсолютного значення цієї поправки в днях (квадратики, суцільна крива). З іншого боку, більш показовим є відносний внесок $\Delta_2 T / \Delta T$, значення якого у відсотках показано темними кружечками і штриховою кривою. Також на цьому рисунку показана залишкова похибка другого наближення $(\Delta T - \Delta_2 T) / \Delta T$ у відсотках (пунктир, світлі кружечки).

Підсумувати наш розгляд можна таким резюме. Отримана нами формула (17) дає поправку першого порядку до нульового наближення (16) для часу затримки критичних зображень, коли точкове джерело знаходиться в околі каспу (умови того, що у початку координат особливість типу зборки це $b_1 = 0$ і $C = c_2 \sigma - a_2^2 \neq 0$). Ця формула виведена для лінзового потенціалу загального виду, який допускає локальну апроксимацію виразом (10). Якщо він є симетричним відносно заміни $y_2 \rightarrow -y_2$ (симетричний касп), то поправка першого порядку тотожно дорівнює нулю. Для цього випадку ми знайшли поправку другого порядку (18). З розглянутого прикладу видно, що формула другого наближення з гарною точністю дає значення часу затримки не тільки в малому околі каспу, але навіть у центрі каустики.

Публікація містить результати досліджень, проведених при грантовій підтримці Держаного фонду фундаментальних досліджень за конкурсним проектом Ф64/45-2016. Список використаних джерел

Congdon A.B., Keeton C.R., Nordgren C.E. Identifying anomalies in gravitational lens time delays // Astrophys. J. - 2010. - Vol. 709. - P. 552-571 2. Koopmans L. V. E., Auger M., Barnabe M. et all. Strong gravitational lensing as a probe of gravity, dark-matter and super-massive black holes // arXiv:0902.3186.

3. Treu T., Marshall P. J., Cyr-Racine F. Y. et all. Dark energy with gravitational lens time delays // arXiv:1306.1272. 4. Suyu S. H., Treu T., Hilbert S. et all. Cosmology from gravitational lens time delays and Planck data // The Astrophys. J. Let. – 2014. – Vol. 788: L35 (6pp). 5. Александров О., Жданов В. Часова затримка критичних зображень точкового джерела поблизу каустики-складки гравітаційно-лінзової системи // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 2016. – № 53(1). – С. 6–11.

6. Congdon A.B., Keeton C.R., Nordgren C.E. Analytic relations for magnification and time delays in gravitational lenses with fold and cusp configurations // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2008. – Vol. 389. – P. 398–406.

7. *Alexandrov A.N., Koval S.M., Zhdanov V.I.* Gravitational lens equation: critical solutions and magnification near folds and cusps // Advances in Astronomy and Space Physics. – 2012. – Vol. 2, Iss. 2. – Р. 184–187.
8. *Александров О., Жданов В., Коваль С.* Координати та підсилення критичних зображень в гравітаційно-лінзових системах: поправки другого порядку у околі симетричного каспу // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 2013. – 1(50). – С. 5–10.
9. *Chang K., Refsdal S.* Flux variations of QSO 0957 + 561 A, B and image splitting by stars near the light path // Nature. – 1979. – Vol. 282. – Р. 561–564.

10. Schneider P., Ehlers J., Falco E. E. Gravitational Lenses. - Berlin: Springer, 1992.

Надійшла до редколегії 05.07.16

A. Alexandrov, Ph.D., sen. researcher

V. Zhdanov, Dr. Sci., Prof.

Astronomical Obseravtory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

TIME DELAY OF CRITICAL IMAGES IN THE VICINITY OF CUSP POINT OF GRAVITATIONAL-LENS SYSTEM

We consider approximate analytical formulas for time-delays of critical images of a point source in the neighborhood of a cusp-caustic. We discuss zero, first and second approximations in powers of a parameter that defines the proximity of the source to the cusp. These formulas link the time delay with characteristics of the lens potential. The formula of zero approximation was obtained by Congdon, Keeton & Nordgren (MNRAS, 2008). In case of a general lens potential we derived first order correction thereto. If the potential is symmetric with respect to the cusp axis, then this correction is identically equal to zero. For this case, we obtained second order correction. The relations found are illustrated by a simple model example.

А. Александров, канд. физ.-мат. наук., ст. наук. сотрудник

В. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф.

Астрономическая Обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

ВРЕМЕННАЯ ЗАДЕРЖКА КРИТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ВБЛИЗИ КАСПОВОЙ ТОЧКИ ГРАВИТАЦИОННО-ЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ

Получены приближенные формулы для временной задержки критических изображений точечного источника вблизи касповой точки каустики. Мы обсуждаем формулы нулевого, первого и второго порядков по степеням параметра близости источника к каустике. Эти формулы связывают время задержки с характеристиками линзового потенциала. Формула для нулевого приближения была получена в роботе Конгдона, Китона и Нордгрена (MNRAS, 2008). Для обобщенного потенциала мы нашли к ней поправку первого порядка. В случае потенціала, симметричного относительно оси каспа, эта поправка обращается в ноль. Для такого случая мы получили поправку второго порядка. Найденные соотношения проиллюстрироованы на простому модельном примере.

УДК 523.942

О. Баран, інженер М. Стоділка, д-р фіз.-мат. наук Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка

РОЗВИТОК КОНВЕКТИВНИХ СТРУКТУР У СОНЯЧНІЙ ФОТОСФЕРІ

На основі моделей фотосферної конвекції, отриманих з використанням даних VTT шляхом розв'язку оберненої задачі нерівноважного переносу випромінювання, проведено дослідження розвитку конвективних структур у сонячній фотосфері. Для цього проаналізовано, як змінюються з часом варіації вертикальних швидкостей і температури всередині грануляційних комірок. Досліджено особливості утворення та розпаду гранул в залежності від їх розміру, формування "дерев" з гранул, що фрагментуються.

Ключові слова: фотосферна конвекція, грануляційні комірки, фрагментація.

Вступ. Однією з характерних особливостей конвективних рухів на поверхні Сонця є наявність комірчастої структури різних просторово-часових масштабів [1]. Грануляція є найпомітнішою неоднорідністю сонячної фотосфери. Конвективні потоки гарячого газу піднімаються до сонячної поверхні, утворюючи там яскраві комірки неправильної форми з розмірами порядку 1 Мм – гранули; з часом через швидке розширення газу та радіаційні втрати речовина в таких структурах охолоджується і гранули зникають, а появляються інші. В роботах [2, 3] досліджено різні механізми утворення і зникнення грануляційних комірок.

В роботі [4] на основі 3D аналізу (х, у, t) поля інтенсивності на грануляційних масштабах виявлено, що значна частка гранул у сонячній фотосфері об'єднується в утворення, названі авторами як Trees of Fragmenting Granules (TFG) – "дерева" з гранул, що фрагментуються. Ці структури беруть початок з однієї гранули, яка розпалася, та з часом налічують цілу ієрархію, яка продовжує фрагментуватися. Виявлено, що час життя таких грануляційних сімейств може сягати 8 год, що значно довше, ніж середній час життя окремої гранули – 10 хв. Знайдено, що 62% поверхні займають гранули, які є частиною довготривалих TFG з часом життя понад 1.5 год. Ці утворення мають схожість з мезогранулами і наводять на думку, що мезогрануляція повинна бути пов'язана з властивостями просторової та часової структури гранул. В роботі [5] підтвержено, що усереднення в часі довготривалих грануляційних утворень дає структури на мезогрануляційних масштабах; знайдено кореляцію між магнітною сіткою і просторовим розподілом "дерев". Зв'язок таких грануляційних сімейств, горизонтальних та вертикальних потоків і акустичних хвиль досліджено в [6]; 80 відсотків TFG, виявлених у цій роботі, існують до 2 годин. В наступній праці [7] встановлено, що еволюція згаданих вище конвективних утворень призводить до виникнення горизонтальних потоків з часом життя 1–2 год на масштабах до 12"; автори роблять висновок, що TFG є одним з основних елементів супергрануляції, який сприяє горизонтальному переміщенню магнітних полів по поверхні Сонця.

Таким чином, на сьогодні залишається актуальним дослідження еволюції фотосферної конвекції і, зокрема, формування вищезгаданих грануляційних об'єднань. Існує необхідність в проведенні детального аналізу часових змін термодинамічних та кінематичних параметрів усередині структурних елементів фотосферної конвекції.

Мета нашої роботи – за даними спостережень Сонця в лінії нейтрального заліза з високим просторовим розділенням відтворити просторово-часові варіації вертикальних швидкостей і температури фотосферної конвекції та дослідити просторово-часові зміни цих варіацій в межах конвективних комірок з метою виявити особливості їх розвитку і формування TFG.

Спостережувані дані Робота основана на часових серіях спостережуваних профілів лінії нейтрального заліза Fel *λ*532.4 нм, отриманих Щукіною Н.Г. на 70-см вакуумному баштовому телескопі VTT (Канарські острови, Іспанія) з просторовим розділенням приблизно 0".5 [8]. Спостерігались спокійні області поблизу центру сонячного диска протяжністю близько 64 Мм. Тривалість спостереження лінії Fel *λ*532.4 нм – 31 хв (з часовим розділенням 9.3 с).

Отримані результати Просторово-часові варіації вертикальних швидкостей і температури в сонячній фотосфері відтворені шляхом застосування інверсної процедури до профілів ліній [9]. З допомогою (k-ω)-фільтрації просторово-часових варіацій виділено конвективну складову.

Ми проналізовали часові зміни вертикальних швидкостей та температурних варіацій всередині різних за розміром грануляційних комірок. За особливостями формування-розпаду комірок виявлено відмінності в розвитку малих і великих гранул. Понад 80% грануляційних комірок, виявлених в області дослідження, мають розміри до 1.5 Мм. Такі малі за розміром комірки зазвичай виникають із залишку попередньої гранули (з малими значеннями варіацій температури та вертикальних швидкостей в області зародження) або появляються спонтанно в міжгрануляційному середовищі.

З часом варіації зростають, причому вони набувають максимальних значень у центральній частині комірки. Наприкінці розвитку варіації всередині гранули зменшуються до мінімуму і, можливо, дають початок новій гранулі (вона формується на тому ж місці або поряд), або ж комірка повністю розчиняється у навколишньому середовищі. Розпад типової малої гранули, що в момент максимального розвитку набуває розміру близько 1.5 Мм, показано на рис. 1, *а*.

Великі гранули з розмірами понад 1.5 Мм зустрічаються значно рідше, ніж малі гранули. Такі комірки рідко формуються з одного утворення, яке набуває великих розмірів, а, частіше, – з декількох малих залишків шляхом їх об'єднання в одну велику конвективну структуру з асиметричним розподілом варіацій температури і вертикальних швидкостей всередині. Вочевидь, ця спостережувана асиметрія викликана тонкою структурою потоків в межах комірки, з одної сторони, і просторовим замиванням, з іншої (тонку структуру потоків досліджено нами раніше в роботі [10]). Наприкінці свого розвитку великі гранули, як правило, поділяються на декілька фрагментів. Фрагментацію типової великої гранули, яка в процесі свого розвитку в діаметрі сягає 2.5 Мм і більше, показано рис. 1, *б*.

Отже, шляхи утворення-розпаду малих (з розмірами до 1.5 Мм) та великих (з розмірами більше 1.5 Мм) гранул відрізняються. Розміри комірок 1.5 Мм вибрано як критерій поділу, оскільки таке їх значення дозволяє провести найбільш чітку межу між двома групами. При такому поділі процент попадання комірок однієї групи в іншу групу – мінімальний (порядку пару процентів комірок однієї групи за розміром розвиваються, як інша група).



Рис. 1. Розпад малих (*a*) і великих (б) гранул, представлений змінами вертикальних швидкостей (суцільна лінія) та варіацій температури (штрих) всередині комірок на висотах *h* = 0 км за час ∆*t* ≈ 6 хв 16 с

Наші висновки про різні сценарії розвитку малих і великих грануляційних комірок підтверджують результати, отримані раніше в роботах [2, 3, 10] про те, що гранули можна розділити на дві групи: розміри гранул визначають спосіб, за яким вони виникають, і певною мірою прогнозують їх подальший розвиток.

Великі комірки розпадаються на два чи більше фрагментів, які теж можуть об'єднуватися, розпадатися і т. д. Таким чином, з часом формуються великі конвективні утворення, які існують довше, ніж середній час життя гранул (10 хв). В літературі [3–7] їх називають "дерева" з гранул, що фрагментуються. На наших результатах відтворення ми виявили декілька подібних конвективних структур. Одна з них представлена на рис. 2 часовими варіаціями температури в нижніх шарах фотосфери, на висоті h = 0 км (додатні температурні варіації, що відповідають гранулам, відтворені світлими кольорами, а від'ємні варіації затемнені).



Конвективна структура, показана на рис. 2 в межах координат X ≈ 37-42 Мм, бере початок з утворення однієї великої гранули розміром близько 2 Мм (варіації температури і вертикальної швидкості всередині цієї гранули в момент її максимального розвитку показані на рис. 16, праворуч). Через час ∆t ≈ 7 хв ця грануляційна комірка розпадається на дві. Далі одна з новоутворених гранул за короткий проміжок часу ∆t ≈ 2–3 хв знову розпадається на два фрагменти. Таким чином, за час ∆t ≈ 25 хв розвивається "дерево" з гранул, що фрагментуються, з розмірами до 4 Мм і, ймовірно, розвивається дальше (дослідження цього явиша обмежене тривалістю спостережень). Отже, такі просторово-часові структури еволюціонують до масштабів, близьких до мезогрануляційних. Швидкість розходження елементів "дерева" становить приблизно 1.7 км/с (в роботі [4] ця швидкість – 2 км/с).

Таким чином, наші результати підтверджують наявність великих Рис. 2 "Дерево" з гранул, що фрагментуються, грануляційних формувань у сонячній фотосфері, які в роботах [4-7] пов'язують з конвективними явищами на більших масштабах - з в температурній структурі грануляції (h = 0 км) мезогрануляцією і супергрануляцією.

Висновки. На основі аналізу просторово-часових варіацій вертикальних швидкостей та температури, отриманих із VTT-спостережень у лініях Fel λ523.4 нм отримано такі результати:

1. Виявлено, що малі гранули (з розмірами до 1.5 Мм)), які становлять понад 80% виявлених нами комірок, та великі (з розмірами більше 1.5 Мм) гранули відрізняються шляхами формування і розпаду.

2. Знайдено, що під час повторних процесів об'єднання-фрагментації грануляційних комірок формуються т.зв. 'дерева" з гранул, що фрагментуються. Їх відгалуженнями є фрагменти, утворені внаслідок розпаду великої гранули. Такі просторово-часові структури еволюціонують до масштабів, близьких до мезогрануляційних.

Список використаних джерел

1. Nordlund, A.; Stein, R. F.; Asplund, M. Solar Surface Convection // Liv. Rev. Solar Phys. – 2009. – V.6, № 2. – 117 pp.

2. Hirzberger J., Bonet J.A., Vazquez M., HansImeier A.Time Series of Solar Granulation Images. II. Evolution of Individual Granules // Astrophys. J. - 1999. - V.515, Issue 1. - P. 441-454.

3. Ploner S.R.O., Solanki S.K., Gadun A.S. The evolution of solar granules deduced from 2-D simulations // Astron. Astrophys. – 1999. – V.352, Nº 2. – P. 679–696.

4. Roudier Th., Lignieres F., Rieutord M. et al. Families of fragmenting granules and their relation to meso- and supergranular flow fields // Astron. Astrophys. - 2003. - V.409. - P. 299-308. 5. Roudier Th., Muller R. Relation between families of granules, mesogranules and photospheric network // Astron. Astrophys. - 2004. - V.419. - P. 757-762.

6. Malherbe J.-M., Roudier Th., Frank Z., Rieutord M. Families of Granules, Flows, and Acoustic Events in the Solar Atmosphere from Honode Observa-tions // Solar Phys. – 2015. – V.290, Issue 2. – P. 290–321.

7. Roudier Th., Malherbe J.-M., Rieutord M. Frank Z. Relation between trees of fragmenting granules and supergranulation evolution // Astron. Astrophys. - 2016. - V.590, id.A121. - 11 pp.

8. Khomenko E.V., Kostik R.I., Shchukina N.G. Five-minute oscillations above granules and intergranular lines // Astron. Astrophys. – 2001. – V. 369. – P. 660–671. 9. Стоділка М.І. Інверсна задача для дослідження неоднорідностей атмосфери Сонця та зір // Журнал фізичних досліджень. – 2002. – Т. 6, № 4.

- C. 435-442. 10. Стодилка М.И., Баран О.А. Структура фотосферной конвекции Солнца на субгрануляционных масштабах // Кинем. и физ. небесн. тел. – 2008. -T 24 № 2 -C 99-109

11. Espagnet O., Muller R., Roudier T., Mein N. Turbulent power spectra of solar granulation // Astron. Astrophys. - 1993. - V. 271. - P. 589-600

Надійшла до редколегії 23.06.16

О. Баран, инженер, М. Стодилка, д-р физ.-мат. наук

Астрономическая обсерватория Львовского национального университета имени Ивана Франко

РАЗВИТИЕ КОНВЕКТИВНЫХ СТРУКТУР В СОЛНЕЧНОЙ ФОТОСФЕРЕ

На основе моделей фотосферной конвекции, полученных с использованием данных VTT путем решения обратной задачи неравновесного переноса излучения, проведено исследование развития конвективных структур в солнечной фотосфере. Для этого проанализировано, как изменяются во времени вариации вертикальных скоростей и температуры внутри грануляционных ячеек. Исследованы особенности образования и распада гранул в зависимости от их размера, формирование "деревьев" з фрагментирующихся гранул. Ключевые слова: фотосферная конвекция, грануляционные ячейки, фрагментация.

O. Baran, engineer, M. Stodilka, Dr. Phys. and Math. Sciences Astronomical Observatory of Ivan Franko National University of L'viv

THE DEVELOPMENT OF CONVECTIVE STRUCTURES IN THE SOLAR PHOTOSPHERE

We study the development of convective structures in the solar photosphere on the basis of the photospheric convection models obtained using data from VTT by the solving of the inverse nonequilibrium radiative transfer problem. Temporal changes of the variations of vertical velocity and temperature within granular cells are analyzed. Features of the appearance and the disappearance of granules according to their size, the formation of "trees" of fragmenting granules are investigated.

Key words: photosphere convection, granular cells, fragmentation.

УДК 523.682.2-355

О. Мозгова, інж.1 кат., Астрономічна Обсерваторія Київського національного Унеіверситету імені Тараса Шевченка

ДІАГРАМА ГРОТРІАНА ДЛЯ ЛІНІЙ МУЛЬТИПЛЕТІВ Mgi, ЩО СПОСТЕРІГАЮТЬСЯ В МЕТЕОРНИХ СПЕКТРАХ

У роботі представлено дані спектральних ліній мультиплетів Mgl і Mgll, що можуть спостерігатися в спектрах метеорів. Описано методику побудови діаграм термів і побудовано діаграму Гротріана для ліній мультиплетів Mgl. Ключові слова: метеори, спектри метеорів, спектральні лінії, мультиплети, діаграми Гротріана.

Вступ. Метеорна спектроскопія є актуальним методом досліджень метеорних явищ. Спектри метеорів є джерелом ряду важливих даних про фізико-хімічні параметри метеорних тіл та процеси, що відбуваються під час взаємодії метеороїдів із земною атмосферою.

Спектри метеорів – це переважно спектри випромінення атомів, з яких складається метеорне тіло. В метеорних спектрах виявлено спектральні лінії Fel, Crl, Nil, Col, Til, Ol, Cal, NI, Mnl, Mgl, Nal, Cl, Sil,Bal, HI, All, Lil, KI, Srl, Mol, Fell, Oll, NII, Alll, Crll, Sill, Call, MglI, Till, Srll, Ball, молекулярні смуги N_2 , CN, FeO, C₂, CH, MgO, N_2^+ [1]. Метеорним спектрам характерна мультиплетна структура. Мультиплети являють собою пари або трійки близько розташованих спектральних ліній одного і того ж хімічного елемента. Іноді мультиплет може містити одну спектральну лінію або більше, ніж три.

Під час досліджень метеорних спектрів важливо мати дані про оптичні властивості атомів та іонів – характеристиках енергетичних рівнів і радіаційних переходів, причому дослідникам необхідна як таблична, так і графічна форми. Для графічного відображення електронної структури атомів речовини будуються так звані діаграми Уолта Гротріана або діаграми термів, які показують дозволені переходи між рівнями енергій в атомах. Ці діаграми можуть бути використані для одного або декількох електронів в атомі.

У даній роботі представлено діаграму Гротріана для мультиплетів магнію, що спостерігаються в метеорних спектрах.

Мультиплети MgI та MgII, виявлені в метеорних спектрах. В спектрах метеорів можуть спостерігатися спектральні лінії 12 мультиплетів MgI і 4 мульплетів MgII. Магній – третій елемент після NaI і Call, який дає найбільш яскраві спектральні лінії. Найяскравішим є триплет MgI (2). У дужках зазначено номер мультиплету. Він часто зустрічається в метеорних спектрах і за яскравістю часто порівнянний з дублетом H і K кальцію та з D-дублетом NaI. Сильну лінію дає MgI (3) поблизу 3838 Å. Однократний іон MgII (4) також дає дуже яскраву лінію поблизу 4481 Å. Чітко буває виражений в спектрах Гемінід [2].

В таблицях 1 і 2 представлено дані спектральних ліній MgI і MgII відповідно, що можуть спостерігатися в метеорних спектрах: номери мультиплетів, лабораторні довжини хвиль спектральних ліній в Å з точність до 0,001 Å, назви спектральних термів, найнижчий та найвищий енергетичні рівні в еВ, квантове число J, значення log gf [3,4,5].

Кожен мультиплет, як відомо, складається з декількох ліній. У таблицях вказані довжини хвиль найбільш інтенсивної лінії даного мультиплета. Виняток становить мультиплети 2 і 3 Mgl, у яких лінії мають майже однакову інтенсивність.

Побудова діаграм Гротріана. Діаграма Гротріана має вигляд прямокутника з заданими розмірами, всередині якого за допомогою ліній, букв і чисел представляється електронна структура атомної системи. По осі ординат відзначаються рівні енергій, а позначення термів – по осі абсцис. Похилими лініями показуються радіаційні переходи.Одним з важливих етапів побудови діаграми Гротріана є відбір рівнів і переходів, які будуть найкращим чином відображати властивості атома. Для вирішення цього завдання є такі критерії, як інтенсивність або довжина хвилі, але важлива також експертна оцінка ситуації. Іншим етапом роботи є розміщення інформації на діаграмі, що забезпечує її найкращу "читаність". При цьому крім формальних критеріїв присутній авторський погляд. На діаграмі важливо показати резонансні лінії (переходи з основного стану) і лінії переходів зі збуджених станів. При цьому необхідно враховувати довжину хвилі відображуваного переходу. В першу чергу треба показати переходи з довжиною хвилі з видимої і ближньої ІЧ-областей спектра як найбільш доступні дослідникам. Далі необхідно забезпечити таке розміщення інформації на діаграмі, яке забезпечило б її читаність. Можливе виникнення проблеми, пов'язаної з накладанням відображуваних елементів діаграми. Якщо одна лінія переходу накладається на іншу, паралельну першій, то в такому випадку можна змістити лінію переходу вправо або вліво, але при цьому необхідно враховувати наявність переходів зліва і справа [6].

Діаграми Гротріана не завжди містять всі переходи, які насправді утворюються в атомі. Іноді не представляється можливим вказати всі мультиплети через їх кількість, не кажучи вже про лінії, тому доводиться упускати багато відомих спектроскопічних термів. Отже, діаграми для багатьох елементів спрощені і часто неповні.

У нашому випадку мультиплетів MgI, що спостерігаються в метеорних спектрах, небагато, тому їх вдалося всі нанести на одну діаграму (рис.1). Мультиплетів MgII тільки чотири, тому для них лише наводимо дані в таблиці 2. На всіх діаграмах суцільними лініями показані переходи між термами однакової мультиплетності, пунктирними – між термами різної мультиплетності. На вертикальних шкалах відкладена енергія в зворотних сантиметрах (см⁻¹) і електронвольтах (еВ). Вздовж горизонтальної осі проставлені спектральні терми. Біля ліній, що зображають електронні переходи, вказано енергетичні рівні та номери мультиплетів.

Основному стану MgI (3¹S) відповідає конфігурація 2р⁶3s². Повна діаграма Гротріана для MgI наведена в роботі Ш.Мур [7]. В цій роботі представлено діаграми і для MgII, а також для інших хімічних елементів. Наша задача полягає у побудові діаграм Гротріана лише для спектральних ліній елементів, що можуть бути виявлені в спектрах метеорів.

Таблиця 1

Мультиплети Mgl, виявлені в метеорних спектрах

№ мультиплета	Дожини хвиль (Å)	Терми	Енергетичні рівні (еВ)	J	log gf
1	4571,096	$3^{1}S - 3^{3}P^{0}$	0,00 - 2,71	0 – 1	-5,623
2	5183,604	$3^{3}P^{0} - 4^{3}S$	2,71 – 5,11	2 – 1	-0,167
	5172,684		2,71 – 5,11	1 – 1	-0,393
	5167,322		2,71 – 5,11	0 – 1	-0,87
3	3838,292	$3^{3}P^{0} - 3^{3}D$	2,71 – 5,95	2 – 3	0,397
	3832,304		2,71 – 5,95	1 – 2	0,125
	3829,355		2,71 – 5,95	0 – 1	-0,227
	3838,294		2,71 – 5,95	2 – 2	-0,351
	3832,300		2,71 – 5,95	1 – 1	-0,353
8	5711,088	$3^{1}P^{0} - 5^{1}S$	4,35 - 6,52	1 – 0	-1,724
9	5528,405	$3^{1}P^{0} - 4^{1}D$	4,35 - 6,59	1 – 2	-0,498
10	4730,029	$3^{1}P^{0} - 6^{1}S$	4,35 - 6,97	1 – 0	-0,347
11	4702,991	$3^{1}P^{0} - 5^{1}D$	4,35 - 6,98	1 – 2	-0,440
14	4351,906	$3^{1}P^{0} - 6^{1}D$	4,35 – 7,19	1 – 2	-0,583
15	4167,271	$3^{1}P^{0} - 7^{1}D$	4,35 – 7,32	1 – 2	-0,745
16	4057,505	$3^{1}P^{0} - 8^{1}D$	4,35 - 7,40	1 – 2	-0,900
17	3986,753	$3^{1}P^{0} - 9^{1}D$	4,35 - 7,45	1 – 2	-1,060
23	6318.716	$4^{3}S - 6^{3}P^{0}$	5,11 - 7,07	1-2	-2.103

Таблиця 2

Мультиплети MgII, виявлені в метеорних спектрах

№ мультиплета	Дожини хвиль (Å)	Терми	Енергетичні рівні (еВ)	J	log gf
4	4481,327	$3^{2}D - 4^{2}F^{0}$	8,86 – 11,63	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$	0,594
	4481,130		8,86 – 11,63	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$	0,749
9	4433,990	$4^{2}P^{0} - 6^{2}S$	10,00 – 12,79	$1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	-0,907
	4427,994		10,00 – 12,79	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	-1,208
10	4390,564	$4^{2}P^{0} - 5^{2}D$	10,00 – 12,82	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$	-0,523
	4384,637		10,00 - 12,82	$\frac{1}{2} - 1 \frac{1}{2}$	-0,776
18	4739,588	$4^{2}D - 8^{2}F^{0}$	11,57 – 14,18	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$	-0,662



Рис.1. Діаграма Гротріана для ліній мультиплетів Mgl, що спостерігаються в метеорних спектрах

Техніка побудови діаграм Гротріана зазнала певних змін, і в даний час є кілька їх видів. Широко використовуються діаграми, що містять позначення всіх існуючих електронних конфігурацій nlk атома даного хімічного елемента, терми атомних залишків, терми енергетичних станів атома. Для зручності парні і непарні терми розносять щодо основного стану по краях діаграми. Такі діаграми містять досить повну інформацію і зручні у користуванні. Є можливість автоматичної побудови вище описаних діаграм. Групою вчених Сибірського відділення Російської академії наук була розроблена інформаційна система "Електронна структура атомів", яка забезпечує графічне представлення атомних рівнів і переходів за інформацією, що зберігається в базі даних. Таке уявлення реалізується у вигляді діаграм Гротріана. Це одна з перших систем, яка дозволяє повністю автоматично побудувати діаграми Гротріана. ІС орієнтована на роботу через web-сервер Інтернет, що дозволяє досліднику в даний час отримувати необхідні дані [6].

Висновки. Для деяких завдань метеорної фізики необхідно знати не тільки довжину хвилі тієї чи іншої лінії та її приналежність до даного мультиплету, але і потенціали збудження верхнього і нижнього електронних рівнів. Це може стати в нагоді, наприклад, під час вивчення розподілу атомів за рівнями і відмінності його від больцманівського, для побудови кривих росту, для визначення температури збудження в метеорних комах тощо. Вивчення мультиплетних структур дає можливість досліджувати властивості і поведінку атомів речовини метеорного тіла. Результати можна використовувати для побудови моделей фізико-хімічних процесів, що відбуваються під час метеорних явищ в атмосфері Землі.

Для графічного представлення зв'язків характерних спектральних ліній з квантовими енергетичними рівнями різних атомів та іонів будуються діаграми Гротріана. Такі діаграми мають важливе значення як для фізиків так і для астрономів. Мета діаграм Гротріана показати для різних елементів атомні переходи, що належать основним спектральним лініям, які спостерігаються в астрономічних спектрах.

Список використаних джерел

1. Mozgova A.M. Iron multiplets in meteor comas / Mozgova A.M., Churyumov K.I., Melnyk M.V. // Astron. Nachr. – 2015. – 336, №10. – Р. 961–967. 2. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений / В.А. Бронштэн. – М.: Наука, 1981. – 416 с. 3. Moore C.E. Atomic Energy Levels / C.E. Moore. – NBS Circ.U.S. Governmont Printing Office, Washington, 1958. – № 467. 4. http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

5. Borovička J. Line identifications in a fireball spectrum / J. Borovička // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 103 – 1994. – p. 83–96. 6. Казаков В.Г., Тюменцев А.С., Яценко А.С. Информационная система "Электронная структура атомов" с динамическим построением графичес-

кого представления спектральных данных / Автометрия – 2005. – том 41, №6 – С. 115–123. 7. Moore C.E. Partial Grotrian diagrams of astrophysical interest / Moore C.E., Merrill P.W. // Nation. Stand. Ref. Data Series Nation. Bureau of Standarts 23 U.S. - 1968. - 69 p.

A. Mozgova, eng.1 cat.

Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv

GROTRIAN DIAGRAM FOR MULTIPLET LINES OF MgI OBSERVED IN METEOR SPECTRA

This work presents the data of the multiplet spectral lines of Mgl and Mgll, which can observed in meteor spectra. The technique of Grotrian diagrams construction described. The Grotrian diagram for multiplet lines of Mgl built.

А. Мозговая. инж. 1кат.

Астрономическая Обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

ДИАГРАММА ГРОТРИАНА ДЛЯ ЛИНИЙ МУЛЬТИПЛЕТОВ Mai. КОТОРЫЕ НАБЛЮДАЮТСЯ В МЕТЕОРНЫХ СПЕКТРАХ

В работе представлено даные спектральных линий мультиплетов MgI и MgII, что могут наблюдаться в спектрах метеоров. Описано методику построения диаграмм термов и построено диаграмму Гротриана для линий мультиплетов Mgl.

УДК 520.22; 520.34; 520.35; 520.37; 520.373; 520.44; 520.6.02; 520.62; 520.8.07; 520.82; 520.84; 523.68; 523.683

П. Козак, канд. фіз.-мат. наук, О. Мозгова. інж. 1 кат. Астрономічна обсерваторія Київського національного Унеіверситету імені Тараса Шевченка, Київ

КОНЦЕПЦІЯ СТВОРЕННЯ БАГАТОФУНКЦІОНАЛЬНОГО МОБІЛЬНОГО АВТОМАТИЗОВАНОГО КОМПЛЕКСУ ДЛЯ СПОСТЕРЕЖЕНЬ МЕТЕОРІВ

Пропонується концепція створення багатофункціонального мобільного автоматизованого комплексу для спостережень метеорів в оптичному та суміжних діапазонах. Спостережний комплекс має бути оснащений панорамними відео камерами оптичного та інфрачервоного діапазону спектра (за необхідності – ультрафіолетового); диспергуючим пристроєм (передоб'єктивною граткою), суміщеним з відео камерою для реєстрації метеорних спектрів; мікрофонами для запису звуку від можливих електрофонних болідів. Для забезпечення мобільності комплексу та його використання в експедиційних умовах планується встановити камери на поворотний пристрій полегшеного типу та оснастити його GPS-приймачем. Для оцифровки відеоданих комп'ютер буде оснащений відповідною електронікою. Також в роботі приводяться основні характеристики запропонованих спостережних камер.

Ключові слова: метеори; відео спостереження метеорів; мобільний спостережний комплекс.

Вступ. На сьогодні інформація про метеори отримується в результаті оптичних та радіолокаційних спостережень [1, 2, 3, 4]. Оптичні спостереження, в свою чергу, за типом апаратури поділяються на фотографічні, телевізійні та відео спостереження. Класичні фотографічні спостереження [5, 6, 7, 8], що дозволяли спостерігати лише яскраві метеори до 0^m, на сьогодні практично не використовуються, за винятком Європейської болідної мережі [9]. Телевізійні спостереження, які було започатковано в 70-80-х роках, використовували високочутливі аналогові передавальні трубки (наприклад ортикон, ізокон, відикон та ін.), які на сьогодні більше не виробляються. Вони дозволяли реєструвати метеори до +6^m, а зараз використовуються лише епізодично [10, 11]. Найбільш поширеним типом спостере-жень в оптичному діапазоні зараз є відео спостереження (метеори до +1^m-+2^m) [12], які використовують ПЗЗ-матриці з автоматичним вводом даних в комп'ютер. Причому передача даних від матриці до комп'ютера може здійснюватись як аналоговим шляхом у вигляді відеосигналу та оцифровуватись за допомогою АЦП, так і безпосередньо в цифровому вигляді. Будь-які панорамні спостереження, як фотографічні, так і відео, дозволяють вирішити проблему обчислення траєкторії метеора та елементів його геліоцентричної орбіти, якщо вони проводяться базисно, тобто одночасно як мінімум з двох пунктів [13, 14, 15]. Фотометричні виміри дозволяють побудувати криву блиску метеора, а за нею, в деяких випадках – коли метеор видно повністю – розрахувати фотометричну масу метеороїда [16, 17]. Спектральні спостереження [18] дозволяють отримати додатково дані про хімічний склад метеора. Крім того, фотометрія

спектральних ліній вздовж траєкторії метеора дає змогу отримати композитний склад метеорної частинки, та розрахувати густину окремих хімічних елементів. Використання диспергуючих приладів, однак, знижує чутливість спостережної апаратури на порядки, і тому реєструються лише спектри болідів. Окреме місце займає звукова реєстрація електрофонних болідів [19], які є відносно рідкісним явищем. Таким чином, для збору максимально можливої інформації, необхідної для вивчення фізики, хімії та динаміки метеорів, наразі видається доцільним розробити концепцію (а в перспективі створити) універсального багатофункціонального спостережного комплексу для реєстрації метеорів [20], який би використовував усі можливості сучасної оптичної та електронної техніки з одного боку, та при цьому мав би відносно низьку вартість. Бажано, щоб комплекс був компактним для забезпечення його мобільності для участі в експедиціях, включаючи авіа-місії [21]. Також комплекс має бути повністю автоматизованим в частині детектування та реєстрації метеорів та інших динамічних атмосферних явищ [22, 23], та частково або повністю автоматизованим в частині обробки спостережних даних [15].

Мобільний спостережний багатофункціональний комплекс. Для панорамної зйомки в інтегральному світлі, що буде використовуватись для розрахунків параметрів траєкторії метеора, та далі для обчислення елементів його геліоцентричної орбіти доцільно використати камери, які вже пройшли апробацію як любителями метеорної астрономії [12], так і професіоналами [24].

Як правило, це деякі високочутливі моделі сімейства аналогових камер WATEC, що формально розроблялись як спостережні нічні охоронні системи, але завдяки своїй високій чутливості отримали застосування в спостережній астрономії та геофізиці. Очевидно, для вводу в комп'ютер сигналу аналогові камери потребують захоплювача кадру, що легко реалізується їх компоновкою зі стандартними ТВ-тюнерами. Найбільшого поширення (на даний момент) набула сучасна камера WAT 902H2 Ultimate. Близькими за параметрами є моделі WAT-120N та WAT-910HX, які можна використовувати як альтернативу. Зовнішній вигляд камер та їх базові параметри представлено в табл. 1.

Таблиця 1

	WAT-902H2 Ultimate	WAT-120N	WAT-910HX
Зовнішній вигляд камери	Tane um	WAT-120N Material and Ce	Aller C.
Розмір, мм	$35.5\times36.0\times58.0$	$43.5\times44.0\times64.0$	$35.5\times36.0\times63.5$
Роздільна здатність, пікс.	768 × 494 ; 752 × 582	768 × 494 ; 752 × 582	768 × 494 ; 752 × 582
Розгортка	PAL; NTCS / Interlace	PAL only / Interlace	PAL; NTCS / Interlace
Чутливість, лк	0.0001	0.00002	0.0001 (0.000005 integrated)

Камери WAT-902H2 Ultimate та WAT-120N мають схожі криві спектральної чутливості (рис. 1), що забезпечують реєстрацію ближнього інфрачервоного випромінювання до 1000 нм. Причому, як видно з рисунку 1, у моделі WAT-902H2 Ultimate порівняно з WAT-120N максимум чутливості зміщений в червону область спектру на 100 нм.







Рис. 2. Криві спектральної чутливості кольорової камери WAT-600CX [25]

Очевидно, що найбільш інформативною складовою оптичних спостережень є спектральні спостереження. І хоча зареєструвати якісний спектр можливо лише для дуже яскравих метеорів (болідів), наявність спектрального пристрою в даному спостережному комплексі є конче необхідною. Для отримання спектру метеора доцільно використовувати передоб'єктивні гратки від 300 до 1000 шт/мм. Причому в бюджетному варіанті можна використовувати гратки на гнучкій основі [26]. Гратку можна сумістити з однією з камер, описаних вище. Підібрати об'єктив для панорамної відео зйомки, чи для спектральної гратки можна на [27]. Очевидно, що вибір об'єктива для спектральної гратки має супроводжуватись відповідними математичними розрахунками – з одного боку бажана ділянка спектру має повністю попадати на ділянку детектора камери; з іншого – бажане використання об'єктивів з більшим діаметром, аніж для панорамної зйомки. Підібрати даний баланс досить важко, але розв'язок цієї проблеми дозволив би отримувати спектри слабших метеорів, при стандартній схемі розрахунків параметрів їх траєкторії з панорамних камер.

Певною альтернативою, значно слабшою за інформаційністю аніж спектральні спостереження, є використання кольорових камер. В залежності від типу камери (RGB або CyMgYeG) можна забезпечити 3-х смугову або 4-х смугову колориметрію метеора. І хоча в цьому випадку неможливо строго ідентифікувати наявність у спектрі тих чи інших ліній, але об'єм інформації, що отримується із спостережень значно ширший. Проблемою є знову ж таки той факт, що кольорові камери незрівнянно менш чутливі ніж монохромні. Для організації колориметричних спостережень можна рекомендувати, в першому наближенні, камеру WAT-600CX, яка має чутливість 0.02 лк [25], і, знову ж таки, яка може бути використана для відносно яскравих метеорів. Інші параметри камери такі ж як і в описаних монохромних. Криві спектральної чутливості елементів камери приведені на рис. 2. Як видно з рис. 2 максимуми чутливості синього (Су) та зеленого (G) елементів знаходяться біля 520–530 нм, жовтого – біля 570 нм (Ye), а червоного (Mg) – на 620 нм.

На сьогоднішній день залишається практично недослідженою інфрачервона область метеорного спектру. І хоча камери WATEC мають певну чутливість в області 700–1000 нм, по-перше, її неможливо відділити за результатами фотометрії, по-друге, область вище 1000 нм залишається недослідженою. Тому, з нашої точки зору, спостережний комплекс однозначно має бути оснащений інфрачервоною камерою, бажано високої чутливості. Як приклад, можна рекомендувати камеру FLIR A2600sc (табл. 2), яка оснащена 640 x 512 InGaAs–детектором, чутлива в області 900–1700 нм, та має як аналоговий, так і цифровий вихід [28].

Таблиця 2

Інфрачервона та ультрафіолетова відеокамери для реєстрації короткота довгохвильової ділянок спектру метеорів

	FLIR A2600sc	Sony XC-EU50 CE	
	¢FLIR		
Роздільна здатність, пікс.	320 imes 256; $640 imes 512$	768 × 494	
Спектральна чутливість, нм	900–1700	300–420	

До недавнього часу вважалося, що метеор не випромінює в ультрафіолетовій області. Та реєстрація метеорного спектру потоку Леонід з супутника в діапазоні 110–860 нм, показала, що ультрафіолетова частина спектру швидких метеорів не лише наявна, а і займає переважну його частину за рахунок випромінювання у лініях водню [29]. Очевидно, що реєстрація ультрафіолетового випромінювання від метеорів на висотах 80–120 км неможлива наземними методами, в першу чергу через його поглинання озоновим шаром. Однак в деяких випадках, при спостереженнях болідів на низьких висотах – на кінцевих частинах їх траєкторії – особливо при місіях спостережень з борту літака, наявність камери з чутливістю в ультрафіолеті бажана. Для таких задач можна рекомендувати камеру Sony XC-EU50 CE [30], яка має чутливість 0.3 лк в області 300–420 нм, з максимумом чутливості на 369 нм. Камера має компактні розміри 29 х 29 х 32 мм, інші параметри та зовнішній вигляд приведені в табл. 2.

Для детектування звуку від болідів можна використати просту класичну стерео-мікрофонну систему. При більш глибоких дослідженнях, для визначення розподілу інтенсивності звуку як функції азимуту та висоти над горизонтом можна розробити систему з багатьох мікрофонів, з виділеними кутовими зонами реєстрації.

Для вводу сигналів в комп'ютер від перерахованих інструментів можна рекомендувати універсальну плату Stream MH4LM [31] (рис. 3). Дана плата має 4 зовнішніх аналогових відеовходи (які можна використовувати для вводу сигналів від 4-х відеокамер відповідно), які можуть працювати в режимі PAL, SECAM, NTSC. Крім цього, плата має 4 аналогових каналів вводу звуку в форматі 24 bit/48кHz. Альтернатива – використання зовнішніх захоплювачів кадру (як правило суміщених з побутовими відео-тюнерами), з USB входом. Звук при цьому можна вводити в комп'ютер через звукову карту.

Альтернативні наземні та супутникові метеорні електрофотометричні спостереження. Як альтернативу спектральним метеорним спостереженням можна запропонувати методи, які використовуються при супутниковій реєстрації космічних високоенергетичних частинок та гамма-променів надвисоких енергій, які продукують в атмосфері так звані широкі атмосферні зливи – ШАЗи. І хоча вимоги до реєстрації таких феноменів набагато вищі, аніж для реєстрації метеорів (часи існування ШАЗів – 0.8 мкс, релятивістських частинок – 25–26 мкс, атмосферних транзіентів – 0.4 мс), схема спостережень та апаратура цілком підходять і для метеорів, час існування яких (слабких) – порядку 0.2-1 с. В роботах [32, 33] приводяться дані про використання в космічному експерименті ТУС (супутник "Михайло Ломоносов") спостережної системи, яка складається з блоку 16х16 фотоприймачів, кожен з елементів якого являє собою широкосмуговий детектор, включаючи ультрафіолет, ФЕП (R1463 (Hamamatsu). Така система, відповідно, має слугувати як приймальна матриця – аналог ПЗЗ – де роль елементів виконують високочутливі окремі фотоприймачі, для детектування ШАЗів – досить слабких у відношенні інтенсивності випромінювання об'єктів.

Видається очевидною спроба використати даний підхід, або навіть інструментарій, для вузько-смугових електрофотометричних (псевдо-спектральних) спостережень метеорів. Для цього можна використати той факт, що слабкі метеори не мають неперервного спектру, а випромінюють у лініях атомів та іонів, причому в основному металів, див. наприклад [18] (рис. 4).



Рис. 4. Спектр метеора, зареєстрованого чеською метеорною групою [18]. Чітко видно лінійчатий характер спектру метеора

Для спостережень метеорів, в такому випадку, можна було б використати той же широкосмуговий мультилужний фотоелемент Hamamatsu, оснащений додатково системою вузькосмугових інтерференційних світлофільтрів, що відповідають класичним метеорним лініям нейтральних атомів Fe, Na, Mg, Al, Ca, Ti, Cr, Mn, Ni, іонів Mg+, Si+, Ca+, Fe+, та, можливо, молекул FeO. Очевидно, такий спостережний модуль може бути успішно використаний для спостережень метеорних потоків, у яких розподіл енергії випромінювання достатньо відомий, але не може надати інформаціє про нові можливі ліній в спектрах метеорів.

Обговорення та висновки. Коротко підсумовуючи вищесказане можна стверджувати, що створення багатофункціонального спостережного метеорного комплексу цілком можливе, причому певною мірою і в бюджетному варіанті. Вартість усіх запропонованих камер (крім інфрачервоної FLIR A2600sc) лежить в межах 500-1000 дол. США. Мікрофони для запису звуку, плата вводу відеосигналу (або USB ТВ-тюнери) коштують менше. Для запису відеосигналів можна використати як настільний комп'ютер – у разі використання аналогової плати вводу стандарту PCI, так і ноутбук – в поєднанні з зовнішніми USB ТВ-тюнерами. Для забезпечення мобільності комплексу використання ноутбука доцільніше, однак може постати питання про збереження температурного режиму; про достатню швидкодію; про достатню ємність дискових накопичувачів та ін. Оптимальним може стати використання компактних так званих barebone-систем, які можна комплектувати довільно, в залежності від задач. Також для задач мобільності комплекс має бути доповнений GPS-приймачем для визначення географічних координат камер на момент спостереження та отримання сигналів точного часу, та для синхронізації різних камер спостереження. Спостережна система має бути встановлена на поворотний пристрій полегшеного типу, з наявністю рівнів горизонтального позиціонування. При використанні комплексу в стаціонарних умовах можна забезпечити його автоматичне функціонування, та використовувати Internet як для управління (ввімкнення комп'ютера та його вимкнення, позиціонування камер та ін.), так і для перенесення результатів спостережень на лабораторні комп'ютери для подальшої обробки та зберігання.

Список використаних джерел

1. Kashcheyev B., Pososhenko V., Tatarets L., Oleynikov, A., Slipchenko N., Solyanik O. MARS-M: A highly sensitive automated meteor radar // Meteo-

roids 1998, Eds: W. J. Baggaley and V. Porubcan. – Proc. Int. Conf., Tatranska Lomnica, Slovakia, 1998. – 1999. – P. 107. 2. Kolomiyets S., Voloshchuk Y., Kashcheyev B., Slipchenko N. Meteor researches at KHNURE // In: Highlights of Astronomy. – Vol. 13. – Ed. O. Engvold. San Francisco, CA. – 2005. – P. 765–766. 3. Baggaley, W. J. The AMOR radar: an efficient tool for meteoroid research // Advances in Space Research. - Vol. 28, Issue 9. - 2001. - P. 1277-1282.

4. Brown P., Jones, J., Weryk, R.J., Campbell-Brown M.D. The Velocity Distribution of Meteoroids at the Earth as Measured by the Canadian Meteor Orbit

Radar (CMOR) // Earth, Moon, and Planets. - Vol. 95, Iss 1-4. - 2004. - P. 617-626.

5. Millman P.N., Hoffleit D. A study of meteor photographs taken through a rotating shutter // 1937. – H. C. O. Annals. – vol. 105, N 31. – P. 613–619.

McCrosky R.E., Posen A. Orbital elements of photographic meteors // Smithsonian Contrib. Astrophys. – 1961. – vol. 4. – P. 15–84.
 Cepleha Z., Rajchl J., Program of fireball photography in Czechoslovakia // Bull. Astron. Inst. Czech. – 1965. – N 16. – P. 15–22.

8. Cepleha Z. Geometric, dynamic, orbital, and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks // Bull. Astron. Inst. Czech. – 1987. – N 38. - P. 222-234.

9. Spurny P. Photographic monitoring of fireballs in Central Europe // Proc. SPIE 3116. - 1997. - 144-155.

10. Kozak P., Watanabe J., Sato M. Anomalous meteors from the observations with super-isocon TV systems // Abst. Int. Astron. Conf. "ACM'2014" ("Asteroids,

Comets, Meteors"), Helsinki, Finland, 2014. - Eds.: K. Muinonen, A. Penttila, M. Granvik, A. Virkki, G. Fedorets, O. Wilkman, T. Kohout. - 2014. - P. 310. 11. Козак П.М., Козак Л.В. Метод фотометрії слабких метеорів та штучних супутників Землі із спостережень з телевізійними системами суперізокон // Космічна наука і технологія. – Т. 21, № 1. – 2015. – С. 38–47.

12. SonotaCo A meteor shower catalog based on video observations in 2007-2008 // WGN, Journal of the IMO. – Vol. 37, No. 2. – 2009. – P. 55-62.

13. Козак П.Н. Анализ методов и точность определения экваториальных координат при цифровой обработке телевизионных наблюдений метеоров // Кинематика и физика небесных тел. – Т. 18, № 5. – 2002. – С. 471–480.

14. Козак П.Н. Векторный метод определения параметров траектории и элементов гелиоцентрической орбиты метеора для телевизионных наблюдений // Кинематика и физика небесных тел. – Т. 19, № 1. – 2003. – С. 62–76.

15. Kozak P. "Falling Star": Software for Processing of Double-Station TV Meteor Observations. - Earth, Moon, and Planets. - Vol. 102, N 1-4. - 2008. - P. 277-283. 16. Kozak P.M. Semi-empirical method for the photometry of low-light meteors from observations with the isocon television system // Meteoroids 2013, Proc. Astron. Conf., A.M. Univ., Poznan, Poland. – Eds.: Jopek T.J., Rietmeijer F.J.M., Watanabe J, Williams I.P. – A.M. University Press. – 2014. – P. 335–343.

17. Козак П.М., Козак Л.В. Метод фотометрії слабких метеорів та штучних супутників Землі із спостережень з телевізійними системами суперізокон // Космічна наука і технологія. — Т. 21, № 1. — 2015. — С. 38—47. 18. *Borovicka J.* A fireball spectrum analysis // Astron. Astrophys. — Vol. 279. — 1993. — Р. 627–645. 19. *Астапович И.С.* Метеорные явления в атмосфере Земли // Москва: Физматгиз. — 1958.

20. Козак П.М., Рожило О.О., Мозгова А.М. Концепція створення багатофункціонального мобільного телевізійного комплексу для спостережень метеорів // Тези наук. конф. "Астрономіта фізика космосу в Київському університеті", 2015, Київ, Україна. – 2015. – С. 80–83. 21. Koten P., Vaubaillon J., Margonis A., Tóth J., Ďuriš F., McAulliffe J., Oberst J. Double station observation of Draconid meteor outburst from two moving

aircraft // Planetary and Space Science. - Vol. 118. - 2015. - P. 112-119.

Козак Л.В., Івченко В.М., Одзимек А.С., Клоков І.С., Козак П.М., Лапчук В.П. Оцінка енергії світіння атмосфери над грозовими розрядами // Космічна наука і технологія. – Т. 18, № 2. – 2012. – С. 33–42.
 Козак Л.В., Одзимек А., Вольвач А.Е., Івченко В.Н., Гарилов Г.К., Козак П.Н., Лапчук В.П. Наблюдение и анализ кратковременных оптических

явлений в атмосфере Земли // Тези наук. 13-ї укр. конф. з космічних досліджень, 2013, Євпаторія, Україна. – 2013. – С. 129. 24. Gural P. S. The California All-sky Meteor Surveillance (CAMS) System // Proc. Int. Meteor Conf., Armagh, Northern Ireland, 2010. – Eds.: Asher D.J.,

Christou A.A., Atreya, P., and Barentsen, G. - International Meteor Organization. - 2011. - P. 28-31.

25. Site of WATEC Corp.: http://www.watec.com.

26. Site of EDMUND OPTICS Corp. http://www.edmundoptics.com/optics/gratings/holographic-diffraction-grating-film/1490.

27. Site of WATEC Corp. sales dept.: http://www.wateccamerashop.com/watec-products

28. Site of FLIR Corp.: http://www.flir.eu.

29. Carbary J.F., Morrison D., Romick G. J., Yee J.-H. Leonid meteor spectrum from 110 to 860 nm // Icarus. - Vol. 161. - 2003. - P. 223-234.

- 30. Site of Sony Corp. products: https://pro.sony.com.
- 31. Site of Stream Labs. Corp.: http://www.stream-labs.com.

32. Гарипов Г.К., Зотов М.Ю., Климов П.А., Морозенко В.С., Хренов Б.А., Шаракин С.А., Козак П.Н., Козак Л.В. Оценка эффективности работы орбитального детектора "ТУС" на борту ИСЗ "Михайло Ломоносов" // Тези 13-ї Укр. конф. з космічних досл., 2-6 вересня 2013, Євпаторія, Україна. – С. 45. 33. Козак П.Н., Шаракин С.А., Климов П.А., Хренов Б.А., Рожило А.А., Тарануха Ю.Г. Спектрометрические наблюдения метеоров в видимом и бли-

жнем УФ-диапазоне наземними средствами и с борта ИСЗ // Тези 13-ї Укр. конф. з космічних досл., 2–6 вересня 2013, Євпаторія, Україна. – С. 73.

P. Kozak, Ph. D..

A. Mozgova, eng. 1 cat. Astronomical Observatyory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

THE CONCEPTION FOR CREATION OF THE MULTI-FUNCTIONAL MOBILE AUTOMATED COMPLEX FOR METEOR OBSERVATIONS

The conception for creation of the multi-functional mobile automated complex for meteor observations in optical and adjacent wavelength is proposed. The observational complex will be equipped with panoramic video cameras of the optical and infrared wavelength (in necessary ultraviolet); dispersion device (pre-lens spectral grating) composed with a video camera for meteor spectra registration; microphones for detecting sound from possible electro-sonic bolides. For providing mobility of the complex and using it in expedition conditions the cameras will be installed on light-weight rotary device and equip it with GPS-receiver. For digitizing video-data the PC will be equipped with according electronics. Main characteristics of the proposed observational cameras are presented in the work as well.

П. Козак. канд. физ.-мат. наук. А. Мозгова, инж. 1 кат. Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

КОНЦЕПЦИЯ СОЗДАНИЯ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОГО МОБИЛЬНОГО АВТОМАТИЗИРОВАННОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ МЕТЕОРОВ

Предлагается концепция создания многофункционального мобильного автоматизированного комплекса для наблюдений метеоров в оптическом и смежных диапазонах. Наблюдательный комплекс должен быть оснащен панорамными видео камерами оптического и инфракрасного диапазонов спектра (при необходимости – ультрафиолетового); диспергирующим прибором (передобъективной решеткой), совмещенной с видео камерой для регистрации метеорных спектров; микрофонами для записи звука от возможных элек-трофонных болидов. Для обеспечения мобильности комплекса и его использования в экспедиционных условиях планируется установить камеры на поворотное устройство облегченного типа и оснастить его GPS-приемником. Для оцифровки видеоданных компьютер будет оснащен соответствующей электроникой. Также в работе приводятся основные характеристики предложенных наблюдательных видеокамер.

ЧУРЮМОВ КЛИМ ІВАНОВИЧ (19.02.1937-15.10.2016)

15 жовтня 2016 р. помер головний науковий співробітник Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка, членкореспондент НАН України, професор, доктор фізикоматематичних наук Чурюмов Клим Іванович.

Чурюмов К.І. народився 19 лютого 1937 року в місті Миколаєві. У 1955 році поступив на фізичний факультет Київського ордена Леніна державного університету ім. Т.Г. Шевченка. У 1960 році закінчив його по спеціальності "фізика-астрономія" й був направлений на полярну геофізичну станцію кафедри астрономії Київського університету в бухту Тіксі Якутської АРСР, де займався дослідженнями полярних сяйв та іоносфери Землі. З 1962 р. по 1965 р. працює на заводі "Арсенал", де бере участь в розробці астронавігаційної апаратури для космічних ракет та її випробовуваннях на космодромах Байконур та Плесецьк. У 1965-1968 рр. навчається в аспірантурі фізичного факультету Київського держуніверситету (науковий керівник професор Всехсвятський С.К.), після її закінчення працює на кафедрі

астрономії а з 1986 р. в Астрономічній обсерваторії (займає посади – старшого наукового співробітника, провідного наукового співробітника, завідувача відділом, головного наукового співробітника).

У 1972 р. Чурюмов К.І. захистив кандидатську дисертацію "Дослідження комет Ікейя-Секі (1967п), Хонда (1968с), Таго-Сато-Косака (1969 IX) і нової короткоперіодичної комети Чурюмова-Герасименко на основі фотографічних спостережень", у 1993 р. захистив докторську дисертацію "Еволюційні процеси в кометах". 1998 р. Чурюмов К.І. отримує вчене звання професора а у 2006 р. його обирають членом-кореспондентом НАН України.

Чурюмов К.І. був одним із провідних науковців Астрономічної обсерваторії, наукові роботи якого добре відомі як в Україні, так і далеко за її межами. За 52 роки творчої праці в галузі астрономії в Київському університеті він надрукував більше 800 наукових праць, з них 4 монографії та 4 навчальні посібники. Багато з його робіт надруковано у престижних наукових журналах. Його ім'я носять відкриті ним разом з колегами дві нові комети, до однієї з яких, короткоперіодичної комети Чурюмова-Герасименко, відправлено міжнародну космічну місію "Розетта" з метою дослідження реліктової речовини, з якої утворилася Сонячна система. Його ім'ям також названа мала планета № 2627 з головного поясу астероїдів.

За досягнення в астрономічній науці К.І.Чурюмов нагороджений Почесною Грамотою Президії Верховної Ради Калмикії (1981), Почесною Грамотою Президії Верховної Ради України (1987), двома медалями "За відкриття нових астрономічних об'єктів" (1975 та 1986). золотою (1986) та двома срібними (1975 та 1985) медалями ВДНГ СРСР, почесним званням "Заслужений працівник народної освіти України" (1998), премією імені Тараса Шевченка Київського нацонального університету імені Тараса Шевченка (2004), премією НАН України імені академіка М.П. Барабашова (2005), двома Почесними грамотами (2007, 2009) та Відзнакою Вченої ради (2012) Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Почесною грамотою мера м. Києва (2007), Почесною Грамотою КМДА (2015), золотою медаллю товариства "Знання" України, двома орденами України "За заслуги" III (2003) та II ступеня (2009).

За ініціативи Чурюмова К.І. Міжнародним астрономічним союзом названо малі планети "Кобзар" (№ 2427) на честь Т.Г. Шевченка, "Каменяр" (№ 2428) на честь І. Я. Франка, "Сковорода" (№ 2431) на честь Г.Сковороди, "КНУШЕВІЯ" (№ 4868) на честь Київського національного університету імені Тараса Шевченка та інші.

Протягом п'яти десятків років Чурюмов К.І. зробив велику низку спектральних, фотографічних, поляриметричних та інших телескопічних спостережень комет, астероїдів, планет, сонячної корони, полярних сяйв, як у Києві, так і у двох десятках експедицій в різні астрономічні обсерваторії та райони колишнього СРСР. Під його керівництвом захищено 11 кандидатських та одну докторську дисертації. Унікальні спостереження та нові наукові результати, одержані Чурюмовим К.І., а також його тісні контакти з астрономами багатьох країн світу сприяли зміцненню міжнародного наукового авторитету Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Похований Чурюмов К.І. на Байковому кладовищі м. Києва (ділянка № 33).

В.М. Єфіменко



Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуск 2(54)

Статті подано в авторській редакції

Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"

Responsibility for the opinions given, statements made, accuracy of the quotations, economical and statistical data, terminology, proper names and other information rests with the authors. The Editorial Board reserves the right to shorten and edit the submitted materials. Manuscripts will not be returned.

Автори опублікованих матеріалів несуть повну відповідальність за підбір, точність наведених фактів, цитат, економікостатистичних даних, власних імен та інших відомостей. Редколегія залишає за собою право скорочувати та редагувати подані матеріали. Рукописи та електронні носії не повертаються.



Формат 60х84¹⁸. Ум. друк. арк. 6,6. Наклад 300. Зам. № 216-7991. Вид. № А2. Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Підписано до друку 19.12.16.

Видавець і виготовлювач Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" 01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43 (38044) 239 3222; (38044) 239 3172; тел./факс (38044) 239 3128 e-mail: vpc@univ.kiev.ua http: vpc.univ.kiev.ua Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02