

Викладено результати оригінальних досліджень учених 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 фіз.-мат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	В. М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук (заст. відп. ред.); О. В. Федорова, канд. фіз.-мат. наук (відп. секр.); Б. І. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук; В. І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук; І. Д. Караченцев, д-р фіз.-мат. наук; В. І. Клещонок, канд. фіз.-мат. наук; Р. І. Костик, д-р фіз.-мат. наук; В. Г. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук; Г. П. Міліневський, д-р фіз.-мат. наук; С. Л. Парновський, д-р фіз.-мат. наук; О. А. Соловйов, д-р фіз.-мат. наук; Чурюмов К. І., д-р фіз.-мат. 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 22.06.16 (протокол № 8)
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

1(53)/2016

Founded in 1958

Викладено результати оригінальних досліджень учених 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; 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; O. A. Soloviev, Dr. Sci; K. I. Chiuriumov, 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 22.06.16 (protocol № 8)
Attested	Higher Attestation Council of Ukraine. Decree of the Presidium of HAC of Ukraine № 01-05/5 from 01.07.2010
Registered	Ministry of Information of Ukraine. State registration certificate KB № 20329-101129 from 25.07.13
Founder 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

National Taras Shevchenko University of Kyiv,
Printing and Publishing centre "Kiev University", 2016

Александров О., Жданов В. Часова затримка критичних зображень точкового джерела поблизу каустики-складки гравітаційно-лінзової системи	6
Козак Л., Одзимек А., Івченко В., Козак П., Гала І., Лапчук В. Оптичні ефекти від висотних грозових розрядів в атмосфері Землі	11
Кудря Ю. Мультипольний аналіз поля швидкостей галактик каталогу 2MFGC	15
Шатохіна С., Казанцева Л., Андрук В., Процюк Ю. Система Плутона з оцифрованих зображень фотографічних платівок	24
Жданов В., Александров О., Сташко О. Мікролінзування протяжними структурами зі сферично-симетричним розподілом маси	29
Ціж М., Новосядлий Б. Формування сферичних порожнин в моделях Всесвіту з темною енергією	32
Гнатик Р., Жданов В. Пошук галактичних джерел триплету космічних променів з енергіями понад 10^{20} еВ	37
Парновський С. Метрика однорідної космологічної моделі типу І Біанкі з довільним рівнянням стану матерії	40
Лазоренко П., Карбовський В., Свачій Л., Буромський М., Кас'ян С. Астрометричний огляд неба в зоні $+2^{\circ}$ – $+5.5^{\circ}$ отриманий на телескопі МАК	42
Парновський С., Ізотова І. Компактні галактики високої світності: апроксимації функції світності log-нормальним розподілом та функцією Сандерса	45
Пішкало М. Ревізоване відносне число сонячних плям і прогноз 25-го циклу сонячної активності	49
Єфіменко В., Лозицький В. Статистичні особливості 24-го циклу сонячної активності	52
Єфіменко В. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2015 р.	55

СОДЕРЖАНИЕ

Александров А., Жданов В. Временная задержка критических изображений точечного источника вблизи каустики-складки гравитационно-линзовой системы	6
Козак Л., Одзимек А., Ивченко В., Козак П., Гала И., Лапчук В. Оптические эффекты от высотных грозовых разрядов в атмосфере Земли	11
Кудря Ю. Мультипольный анализ поля скоростей галактик каталога 2MFGC	15
Шатохина С., Казанцева Л., Андрук В., Процюк Ю. Система Плутона из оцифрованных изображений фотографических пластинок	24
Жданов В., Александров А., Сташко А. Микролинзирование протяженными структурами со сферически-симметричным распределением массы	29
Циж М., Новосядлый Б. Формирование сферических пустот в моделях Вселенной с темной энергией	32
Гнатик Р., Жданов В. Поиск галактических источников триплета космических лучей с энергиями выше 10^{20} еВ	37
Парновский С. Метрика однородной космологической модели типа I по Бианки с произвольным уравнением материи	40
Лазоренко П., Карбовский В., Свачий Л., Буромский М., Касьян С. Астрометрический обзор неба в зоне $+2^\circ - +5.5^\circ$, полученный на телескопе МАК	42
Парновский С., Изотова И. Компактные галактики высокой светимости: аппроксимации функции светимости log-нормальным распределением и функцией Сандерса	45
Пишкало Н. Ревизованное относительное число солнечных пятен и прогноз 25-го цикла солнечной активности	49
Ефименко В., Лоцицкий В. Статистические особенности 24-го цикла солнечной активности	52
Ефименко В. Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко в 2015 г.	55

CONTENTS

Alexandrov A., Zhdanov V. Time delay of critical images of a point source near the gravitational lens fold-caustic	6
Kozak L., Odzimek A., Ivchenko V., Kozak P., Gala I., Lapchuk V. The effects from high-altitude storm discharges in Earth atmosphere	11
Kudrya Yu. Multipole Analysis of the velocity field of the 2MFGC GALAXIES	15
Shatohina S., Kazantzova L., Andruk V., Protziuk Ju. Pluto system for digitized images of photoplates	24
Zhdanov V., Alexandrov A., Stashko O. Microlensing on extended structures having a spherically-symmetric mass distribution	29
Tsizh M., Novosyadlyj B. Formation of the spherical voids in the models of the universe with dark energy	32
Gnatyk R., Zhdanov V. Search of the Galactic sources of the cosmic ray triplet with energies above 10^{20} eV	37
Parnovsky S. Metric of the homogeneous anisotropic model of Bianchi type I with an arbitrary equation of state	40
Lazorenko P., Karbovsky V., Svachiy L., Buromsky M., Kasyan S. Astrometric sky survey of the zone $+2^\circ - +5.5^\circ$ with the telescope MAC	42
Parnovsky S., Izotova I. Luminous compact galaxies: approximations of luminosity functions by log-normal distribution and Sanders function	45
Pishkalo M. Revisited sunspot numbers and prediction of solar cycle 25	49
Efimenko V., Lozitsky V. Statistical peculiarities of 24 th cycle of solar activity	52
Efimenko V. Astronomical observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv in 2015	55

**ЧАСОВА ЗАТРИМКА КРИТИЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ ТОЧКОВОГО ДЖЕРЕЛА ПОБЛИЗУ
КАУСТИКИ-СКЛАДКИ ГРАВІТАЦІЙНО-ЛІНЗОВОЇ СИСТЕМИ**

В рамках аналітичної теорії гравітаційного лінзування ми виводимо асимптотичну формулу для часової затримки критичних зображень точкового джерела, що знаходиться поблизу каустики-складки. Ми знаходимо поправки першого і другого порядків за степенями параметра, який характеризує близькість джерела до каустики. Ці поправки уточнюють раніше знайдену формулу нульового наближення [1]. Зокрема, ми підтвердили висунуту в [1] гіпотезу, що поправки першого порядку не дають вкладу у відносну затримку двох критичних зображень. Роль знайдених поправок проілюстровано на модельному прикладі шляхом порівняння аналітичних розрахунків з точними значеннями, визначеними чисельними методами.

В гравітаційно-лінзовій системі (ГЛС) випромінювання поширюється від джерела до спостерігача різними шляхами, створюючи в загальному випадку декілька зображень. Для двох зображень різницю у часі поширення світла від джерела до спостерігача називають відносною часовою затримкою. Її вимірювання можливе внаслідок власної змінності джерела. При так званому макролінзуванні, коли лінзою є галактика або скупчення галактик, спостережуваними характеристиками ГЛС є червоні зміщення лінзи і джерела, взаємні координати зображень, відношення їх блиску і взаємні часові затримки. Значення цих характеристик створюють основу для побудови моделі конкретної ГЛС.

В роботі досліджується час затримки між двома критичними зображеннями точкового джерела біля каустики-складки. Застосовано метод наближень за степенями параметра близькості до каустики. Шукаються поправки першого та другого порядку до раніше знайденого в [1] нульового наближення. На прикладі лінзи Чанг-Рефсдала [2, 3] проведено порівняння розрахунків за наближеними формулами для часу затримки з точними значеннями. Показано, що врахування поправки другого порядку дозволяє значно розширити область застосовності аналітичної формули.

1. Вихідні положення теорії гравітаційного лінзування. У добре знаному наближенні пласкої тонкої гравітаційної лінзи рівняння лінзування має такий вид (див. напр. [1,3]):

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

Тут вектори \mathbf{y} і \mathbf{x} – кутові положення точкового джерела і його зображення на небесній сфері. Вважаємо, що рівняння (1) сформульовано в одиницях так званого кута Ейнштейна-Хвольсона $\theta_0 = \sqrt{\frac{4MG D_{LS}}{c^2 D_L D_S}}$, де M – маса лінзи,

G – гравітаційна стала; D_L , D_S , D_{LS} – відповідно відстані від спостерігача до лінзи, від спостерігача до джерела та від лінзи до джерела. З іншого боку \mathbf{x} можна інтерпретувати як вектор у площині лінзи, вимірюваний у радіусах Ейнштейна $R_E = D_L \theta_0$, \mathbf{y} – вектор в площині джерела в одиницях $D_S \theta_0$. Кут відхилення $\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{x})$ визначається формулою

$$\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{x}) = \frac{4G D_{LS} D_L}{c^2 D_S} \iint \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} \Sigma(\mathbf{x}') d^2 \mathbf{x}'. \tag{2}$$

Тут $\Sigma(\mathbf{x})$ – поверхнева густина маси в гравітаційній лінзі, інтегрування здійснюється по її площі. Так звана критична густина визначається формулою $\Sigma_{cr} = \frac{c^2 D_S}{4\pi G D_{LS} D_L}$; також вводиться нормована густина $k(\mathbf{x}) = \Sigma(\mathbf{x})/\Sigma_{cr}$. Тепер

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

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

$$\Psi(\mathbf{x}) = \frac{1}{\pi} \iint k(\mathbf{x}') \ln(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) d^2 \mathbf{x}'. \tag{4}$$

З рівняння (4) випливає, що

$$\Delta \Psi = 2k. \tag{5}$$

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 [3, 4]:

$$T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \tau_0 \left[\frac{1}{2} |\mathbf{y} - \mathbf{x}|^2 - \Psi(\mathbf{x}) \right]. \tag{6}$$

Тут $\tau_0 = \frac{1+z_L}{c} \frac{D_L D_S}{D_{LS}} \theta_0^2$, z_L – параметр червоного зміщення лінзи. Для отримання часу затримки між двома зображеннями достатньо знайти різницю двох відповідних виразів (6). Для величини нормованого часу затримки введемо таке позначення $T_N = T(\mathbf{x}, \mathbf{y})/\tau_0$. Скориставшись рівнянням (1) та виразом для кута відхилення, отримуємо вираз для часу затримки як функції координат зображення

$$T_N(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}(\nabla\Psi)^2 - \Psi. \quad (7)$$

2. Критичні криві і каустики. Під час математичного аналізу рівняння (1) можна тимчасово забути про інтерпретацію координат і розглядати (1) як відображення $\mathbf{y}(\mathbf{x})$ площини зображень на площину джерел. У загальному випадку одному положенню \mathbf{y} точкового джерела відповідає декілька зображень $\mathbf{x}_{(i)}$ – розв'язків рівняння (1). Коефіцієнт підсилення i -го зображення визначається через якобіан лінзового відображення [3]:

$$K_{(i)} = \left| J \right|_{\mathbf{x}_{(i)}}^{-1}, \quad J(\mathbf{x}) = \frac{D(y_1, y_2)}{D(x_1, x_2)}. \quad (8)$$

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

Властивості ГЛС в околі каустики можна досліджувати не задаючи точного виду лінзового потенціалу, а моделюючи його відтинком степеневого розкладу. У низці робіт [5–10] були отримані аналітичні формули, які уточнюють раніше відомі асимптотичні вирази для координат критичних зображень та їх підсилення [3]. Поправки першого порядку за степенями параметра близькості до каустики-складки були знайдені в [5, 6], другого порядку за умови $k(\mathbf{x}) = \text{const.}$ в [7, 8], у загальному випадку в [9, 10].

Формули для часової затримки між критичними зображеннями у нульовому наближенні були отримані в [1]. Також в [1] на основі чисельного дослідження конкретної лінзової моделі були висунуті певні гіпотези стосовно двох наступних наближень.

Метою цієї роботи є отримання першого та другого наближень для часу затримки між критичними зображеннями в околі складки і порівняння наближених та точного виразів на конкретному прикладі.

3. Моделювання околу критичної кривої і затримка критичних зображень. Розкладаючи лінзовий потенціал в степеневий ряд біля заданої точки, можемо отримати апроксимаційні формули для часу затримки, які мають вид поліномів за степенями різниць координат в площині зображень. Скориставшись наближеними виразами для координат зображень, можна їх переформулювати через координати джерела.

Розглянемо це більш детально. Нехай \mathbf{x}_0 – точка на площині зображень, околі якої досліджується; $\mathbf{y}_0 = \mathbf{y}(\mathbf{x}_0)$ – відповідне положення джерела. Розклад потенціалу біля точки \mathbf{x}_0 представимо символічно таким виразом:

$$\Psi(\mathbf{x}) = \Psi_0 + \Psi_1 + \Psi_L, \quad (9)$$

де $\Psi_0 = \Psi(\mathbf{x}_0)$, $\Psi_1 = \nabla\Psi(\mathbf{x}_0)(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)$ – лінійні складові; символом Ψ_L позначені складові другого і більш високих порядків. Беручи різницю рівнянь (1) у двох точках, знаходимо:

$$\mathbf{y} - \mathbf{y}_0 = \mathbf{x} - \mathbf{x}_0 - \nabla\Psi_L(\mathbf{x}). \quad (10)$$

Отже перехід до локальних координат $\mathbf{X} = \mathbf{x} - \mathbf{x}_0$ і $\mathbf{Y} = \mathbf{y} - \mathbf{y}_0$ в рівнянні лінзи має наслідком перехід до потенціалу Ψ_L .

Тепер розглянемо різницю $\Delta T(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = T_N(\mathbf{x}) - T_N(\mathbf{x}_0)$ часів поширення світла до двох точок площини зображень. Застосовуючи формули (7) і (9), а також рівняння (1) отримуємо

$$\Delta T(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = \Delta_1 T + \Delta_L T. \quad (11)$$

Тут де $\Delta_L T(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = \frac{1}{2}(\nabla\Psi_L)^2 - \Psi_L$ – величина, що визначається такою самою формулою як (7), але за потенціалом Ψ_L . Величину $\Delta_1 T$ будемо називати локальним часом затримки.

Для $\Delta_1 T$ знаходимо

$$\Delta_1 T = -\nabla\Psi(\mathbf{x}_0) \cdot \mathbf{Y}. \quad (12)$$

Формула (11) дає затримку зображення в точці \mathbf{x} відносно зображення в опорній точці \mathbf{x}_0 . Часова затримка між зображеннями в точках \mathbf{x}_1 і \mathbf{x}_2 дорівнює різниці $\Delta T(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_0) - \Delta T(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_0)$. З формул (11,12) випливає наступне твердження. Якщо точки \mathbf{x}_1 і \mathbf{x}_2 суть два зображення однієї точки (що має локальні координати \mathbf{Y}), то доданки $\Delta_1 T$ в виразі для відносної затримки скорочуються. При цьому затримка визначається лише доданками $\Delta_L T$. Але якщо розглядати затримку між зображеннями двох одночасних подій, що мали місце в різних точках (наприклад, протяжного джерела), то лінійні доданки (12) дають суттєвий вклад, який необхідно враховувати.

Будемо розглядати розклад лінзового потенціалу та рівняння (1) в околі критичної точки. Далі вважаємо, що в цій точці знаходиться початок координат площини зображень, а початок координат площини джерел лежить у відповідній каустичній точці. Звертаючись до членів другого порядку в розкладі лінзового потенціалу Ψ_L в околі критичної точки, треба взяти до уваги умову $J(\mathbf{0}) = 0$, а також рівності: $\Psi_{,11} + \Psi_{,22} = 2k$, $\Psi_{,11} - \Psi_{,22} = 2\gamma_1$, $\Psi_{,12} = \gamma_2$. Тут γ_1, γ_2 – дійсна і уявна частини так званого комплексного зсуву; його модуль $\gamma = \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}$ – це просто зсув. Матриця Якобі лінзового відображення має вид

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} 1 - \Psi_{,11} & -\Psi_{,12} \\ -\Psi_{,21} & 1 - \Psi_{,22} \end{pmatrix}.$$

Осі системи координат доцільно спрямувати вздовж власних векторів цієї матриці на початку координат. Тоді $\Psi_{,12} = \gamma_2 = 0$, а власні значення дорівнюють $\lambda_{1,2} = 1 - k \pm \gamma$. З умови $J(\mathbf{0}) = 0$ випливає, що одне з власних значень дорівнює нулю, а інше – сліду матриці. За рахунок вибору координат завжди можна покласти $\lambda_2 = 0$, $\lambda_1 = 2(1 - k)$. Для подальшого зручно ввести позначення $\sigma = 1 - k(\mathbf{0})$. При цьому $\Psi_{,11} = 1 - 2\sigma$, $\Psi_{,22} = 1$.

Тепер розклад лінзового потенціалу з потрібною точністю можна записати так:

$$\begin{aligned} \Psi_L = & + \frac{1}{2}(1 - 2\sigma)x_1^2 + \frac{1}{2}x_2^2 - \frac{1}{3}a_1x_1^3 - b_2x_1^2x_2 + a_2x_1x_2^2 + \frac{1}{3}b_1x_2^3 - \\ & - \frac{1}{4}c_3x_1^4 - d_2x_1^3x_2 + \frac{3}{2}c_1x_1^2x_2^2 + d_1x_1x_2^3 - \frac{1}{4}c_2x_2^4 - \frac{1}{5}g_3x_1^5 - \\ & - f_2x_1^4x_2 + 2g_2x_1^3x_2^2 + 2f_1x_1^2x_2^3 - g_1x_1x_2^4 - \frac{1}{5}f_3x_2^5 + \dots \end{aligned} \quad (13)$$

Де введені такі скорочені позначення:

$$\begin{aligned} a_1 = -\frac{1}{2}\Psi_{,111}; \quad a_2 = \frac{1}{2}\Psi_{,122}; \quad b_1 = \frac{1}{2}\Psi_{,222}; \quad b_2 = -\frac{1}{2}\Psi_{,112}; \quad c_1 = \frac{1}{6}\Psi_{,1122}; \\ c_2 = -\frac{1}{6}\Psi_{,2222}; \quad c_3 = -\frac{1}{6}\Psi_{,1111}; \quad d_1 = \frac{1}{6}\Psi_{,1222}; \quad d_2 = -\frac{1}{6}\Psi_{,1112}; \\ g_1 = -\frac{1}{24}\Psi_{,12222}; \quad g_2 = \frac{1}{24}\Psi_{,11122}; \quad g_3 = -\frac{1}{24}\Psi_{,11111}; \quad f_1 = \frac{1}{24}\Psi_{,11222}; \\ f_2 = -\frac{1}{24}\Psi_{,11112}; \quad f_3 = -\frac{1}{24}\Psi_{,22222}. \end{aligned} \quad (14)$$

Позначення введені так, що при постійному $k = k(\mathbf{0})$ $a_1 = a_2$, $b_1 = b_2$, $c_1 = c_2 = c_3$, $d_1 = d_2$, $g_1 = g_2 = g_3$, $f_1 = f_2 = f_3$. Умова того, що критична точка не є каспом, це $b_1 \neq 0$.

Формулювання відповідного розкладу рівняння (10) не містить жодних труднощів, і ми його не наводимо. Докладне обґрунтування підходу побудови наближених розв'язків за степенями параметра t близькості до каустики складки міститься в [8]. Локальні координати джерела задаються у вигляді $Y_i = \tilde{y}_i t^2$, $\tilde{y}_i = \text{const}$; координати критичних зображень шукаються у вигляді $X_1 = t^2(x_{10} + x_{11}t + x_{12}t^2)$, $X_2 = t(x_{20} + x_{21}t + x_{22}t^2)$.

Формули нульового і першого наближень мають вид [9, 10]:

$$x_{10} = \frac{1}{2\sigma}(\tilde{y}_1 - a_2\tilde{y}_2/b_1), \quad x_{20} = \varepsilon\sqrt{\tilde{y}_2/|b_1|}, \quad \varepsilon = \pm 1; \quad (15)$$

$$x_{11} = -\frac{\varepsilon}{2b_1^2\sigma^2}\sqrt{\tilde{y}_2/|b_1|}\{b_1R^2\tilde{y}_1 - [a_2R^2 - (b_1d_1 + a_2c_2)\sigma]\tilde{y}_2\}, \quad R^2 = a_2^2 + b_1b_2, \quad (16)$$

$$x_{21} = \frac{-a_2b_1\tilde{y}_1 + (a_2^2 - c_2\sigma)\tilde{y}_2}{2b_1^2\sigma}. \quad (17)$$

Два знаки коефіцієнта ε відповідають двом критичним зображенням.

Доданки другого наближення мають таку структуру:

$$x_{12} = \frac{M_1\tilde{y}_1^2 + M_2\tilde{y}_1\tilde{y}_2 + M_3\tilde{y}_2^2}{8b_1^4\sigma^3}, \quad x_{22} = \varepsilon\sqrt{\tilde{y}_2/|b_1|}\frac{N_1\tilde{y}_2 + N_2\tilde{y}_1 + N_3\tilde{y}_1^2/\tilde{y}_2}{8b_1^3\sigma^2}. \quad (18)$$

Ми не наводимо тут явний вигляд коефіцієнтів M_k, N_k , поданих в [10]; лише зауважимо, що у виразах обох координат чергуються доданки цілих степенів координат, однакові для обох розв'язків, та півцілих, які відрізняються знаками. Не всі параметри (14) входять до формул (15–18), лише $a_1, a_2, b_1, b_2, c_1, c_2, d_1, g_1, f_3$.

Підставляючи знайдені вирази для координат зображень в формулу для $\Delta T_L(\mathbf{x}, 0)$, знаходимо

$$\Delta_L T = \left(\Delta_L T_{(0)} + \Delta_L T_{(1)} t + \Delta_L T_{(2)} t^2 \right) t^3, \quad (19)$$

$$\Delta_L T_{(0)} = \frac{2}{3} \varepsilon \tilde{y}_2 \sqrt{-\frac{\tilde{y}_2}{b_1}}, \quad (20)$$

$$\Delta_L T_{(1)} = \frac{2\sigma b_1^2 - a_2^2 + \sigma c_2}{4\sigma b_1^2} \tilde{y}_2^2 + \frac{a_2}{2\sigma b_1} \tilde{y}_1 \tilde{y}_2 - \frac{1-2\sigma}{4\sigma} \tilde{y}_1^2, \quad (21)$$

$$\Delta_L T_{(2)} = \frac{\varepsilon}{2b_1 \sigma^2} \sqrt{-\frac{\tilde{y}_2}{b_1}} \left(\frac{Q_1}{10b_1^2} \tilde{y}_2^2 + \frac{Q_2}{b_1} \tilde{y}_1 \tilde{y}_2 + \frac{R^2}{2} \tilde{y}_1^2 \right), \quad (22)$$

$$Q_1 = 5a_2^4 + 5a_2^2 (b_1 b_2 - 2\sigma c_2) - 10\sigma a_2 b_1 d_1 + \sigma^2 (5c_2^2 + 4b_1 f_3), \quad (23)$$

$$Q_2 = -[a_2^3 + a_2 (b_1 b_2 - \sigma c_2) - \sigma b_1 d_1]. \quad (24)$$

Формула нульового наближення (20) була знайдена в роботі [1]. Для двох критичних зображень одного точкового джерела доданки $\Delta_L T_{(0)}$, $\Delta_L T_{(2)}$ однакові за величиною і мають різні знаки, а доданки $\Delta_L T_{(1)}$ – однакові. Отже, у виразі для відносної часової затримки між двома критичними зображеннями доданки $\Delta_L T_{(0)}$, $\Delta_L T_{(2)}$ подвоюються, а складові $\Delta_L T_{(1)}$ знищуються. Це доводить гіпотезу, висловлену в [1] на основі розгляду чисельних прикладів.

Підкреслимо, що отримані формули (19–24) разом із (12) дають більше ніж відносну затримку двох зображень однієї події, дозволяючи знаходити затримки між критичними зображеннями подій, що мали місце в різних точках площини джерел.

4. Приклад: лінза Чанг-Рефсдала. Проілюструємо знайдені формули на прикладі простої моделі – так званої гравітаційної лінзи Чанг-Рефсдала. Ця лінза утворена точковою масою, розташованою на початку координат, та зовнішнім припливним гравітаційним впливом, що характеризується параметром зсуву $\bar{\gamma}$ [2, 3]. Відповідний лінзовий потенціал дається таким виразом

$$\Psi = -\frac{\bar{\gamma}}{2} (x_1^2 - x_2^2) + \frac{1}{2} \ln(x_1^2 + x_2^2). \quad (25)$$

Векторне рівняння (1) приймає вигляд системи

$$y_1 = (1 + \bar{\gamma}) x_1 - \frac{x_1}{x_1^2 + x_2^2}; \quad (26)$$

$$y_2 = (1 - \bar{\gamma}) x_2 - \frac{x_2}{x_1^2 + x_2^2}. \quad (27)$$

Для прикладу ми обрали значення $\bar{\gamma} = 0.5$ і траєкторію джерела, що перетинає каустику під скінченним кутом не близько до каспу. На рис. 1 справа зображено половину каустики лінзи Чанг-Рефсдала і положення точкового джерела (позначені світлими кружками), які відповідають послідовним значенням параметра t ; ліворуч – половину критичної кривої і траєкторії критичних зображень. Точні положення зображень, які визначені чисельними методами, позначені кружками; відповідні положення, визначені за формулами нульового наближення, позначені ромбами; а за формулами другого наближення – зірочками.

Видно, що формули другого наближення добре описують положення зображень навіть коли джерело віддаляється від точки перетину каустики майже на половину її ширини.

На рис. 2 показані локальні затримки критичних зображень, які відповідають їх точним положенням на рис. 1. (позначені кружками), а також їх наближені оцінки за формулами (20) – ромби та (19) – зірочки.

Рис. 3 ілюструє відносну часову затримку між двома критичними зображеннями. Коли відстані між зображеннями малі (тобто джерело знаходиться близько до каустики) і можна користуватися формулою нульового наближення (20), то відносна затримка пропорційна кубу відстані [1]. При збільшенні відстані вона зростає більш стрімко. Врахування поправки другого порядку (22) дозволяє значно розширити область застосовності аналітичної формули.

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

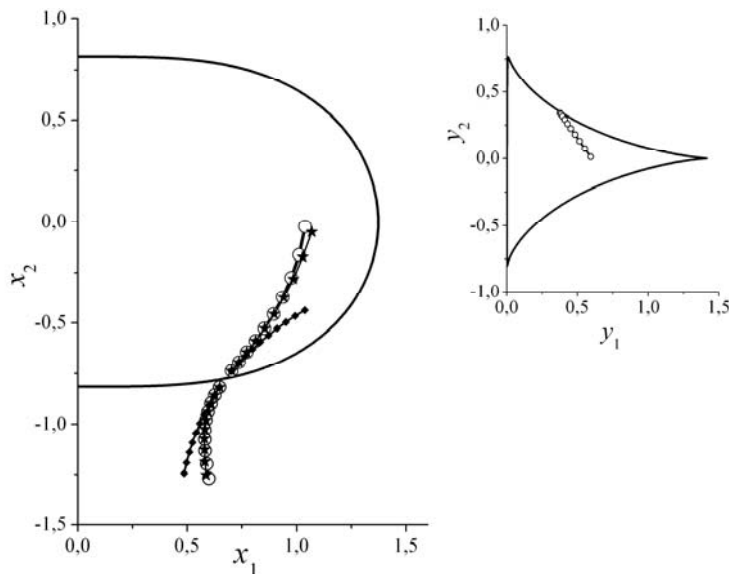


Рис. 1. Траскторії джерела і критичних зображень

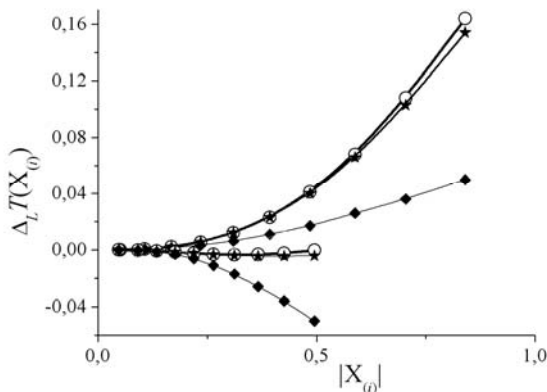


Рис. 2. Локальний час затримки критичних зображень

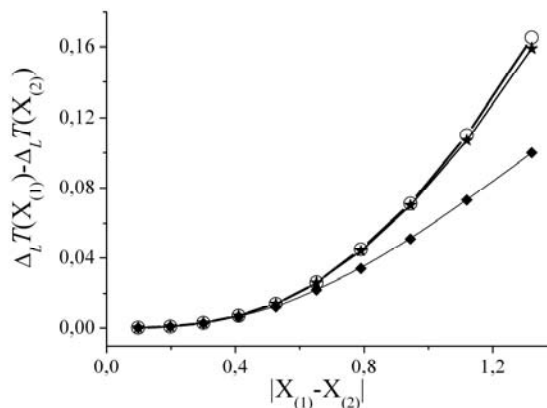


Рис. 3. Відносна затримка критичних зображень як функція відстані між ними

Список використаних джерел

1. 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.
2. 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. – 561–564.
3. Schneider P., Ehlers J., Falco E. E. Gravitational Lenses. – Berlin: Springer, 1992.
4. Congdon A.B., Keeton C.R., Nordgren C.E. Identifying anomalies in gravitational lens time delays // Astrophys. J. – 2010. – Vol. 709. – P. 552–571.
5. Александров О.М., Жданов В.І., Федорова О.В. Аналітичні співвідношення для гравітаційно-лінзового відображення в околі критичної кривої // Вісник Київ. Ун-ту. Астрономія. – 2003. – Вип. 39–40. – С. 52–59.
6. Keeton C.R., Gaudi B.S., Petters A.O. Identifying lenses with small-scale structure. II. Fold lenses // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 635. – P. 35–59.
7. Alexandrov A.N., Zhdanov V.I., Fedorova E.V. Asymptotic formulas for the magnification of a gravitational lens system near a fold caustic // Astronomy Letters. – 2010. – Vol. 36, № 5. – P. 329–337.
8. Alexandrov A.N., Zhdanov V.I. Asymptotic expansions and amplification of a gravitational lens near a fold caustic // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2011. – Vol. 417. – P. 541–554.
9. Александров О., Жданов В., Коваль С. Асимптотичні формули для подій сильного мікролінзування з урахуванням темної матерії // Вісник Київ. Ун-ту. Астрономія. – 2012. – Вип. 49. – С. 17–20.
10. 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, Issue 2. – P. 184–187.

А. Н. Александров, канд. физ.-мат. наук,
 В. И. Жданов, д-р физ.-мат. наук
 Астрономическая обсерватория Киевского университета имени Тараса Шевченко

**ВРЕМЕННАЯ ЗАДЕРЖКА КРИТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА
 ВБЛИЗИ КАУСТИКИ-СКЛАДКИ ГРАВИТАЦИОННО-ЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ**

В рамках аналитической теории гравитационного линзирования мы выводим асимптотическую формулу для временной задержки критических изображений точечного источника, который находится вблизи каустики-складки. Мы находим поправки первого и второго порядков по степеням параметра, который характеризует близость источника к каустике. Эти поправки уточняют ранее найденную формулу нулевого приближения [1]. Кроме того, мы подтвердили выдвинутую в [1] гипотезу, что поправки первого порядка не делают вклада в относительную задержку двух критических изображений. Роль найденных поправок показана на модельном примере путем сравнения аналитических расчетов с точными значениями, определенными чисельными методами.

A. N. Alexandrov, Ph. D.,
V. I. Zhdanov, Dr. Sci.
Astronomical observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

TIME DELAY OF CRITICAL IMAGES OF A POINT SOURCE NEAR THE GRAVITATIONAL LENS FOLD-CAUSTIC

Within the framework of the analytical theory of the gravitational lensing we derive asymptotic formula for the time delay of critical images of a point source, which is situated near a fold-caustic. We found corrections of the first and second order in powers of a parameter, which describes closeness of the source to the caustic. Our formula modifies earlier result by Congdon, Keeton & Nordgren (MNRAS, 2008) obtained in zero-order approximation. We have proved the hypothesis put forward by these authors that the first-order correction to the relative time delay of two critical images is identically zero. The contribution of the corrections is illustrated in model example by comparison with exact expression.

Надійшла до редколегії 30.06.15

УДК 551.510

Л. Козак, канд. фіз.-мат. наук, КНУ імені Тараса Шевченка,
А. Одзимек, канд. фіз.-мат. наук, інститут Геофізики Польської академії наук,
В. Івченко, д-р. фіз.-мат. наук, П. Козак, канд. фіз.-мат. наук,
І. Галя, асп., В. Лапчук, зав. учб. лаб., КНУ імені Тараса Шевченка

ОПТИЧНІ ЕФЕКТИ ВІД ВИСОТНИХ ГРОЗОВИХ РОЗРЯДІВ В АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ

Вказано закономірності появи швидкоплинних оптичних явищ в атмосфері Землі та особливості їх наземних спостережень. Використовуючи відеоспостереження, отримані в інституті геофізики Польської академії наук, оцінено енергію світіння атмосфери від даних процесів в оптичному діапазоні. Калібровочну криву побудовано за позафокальними зображеннями Веги. Було враховано спектр зірки, коефіцієнт поглинання в атмосфері, характеристики камери.

Ключові слова: швидкоплинні оптичні явища в атмосфері Землі, фотометрія протяжних об'єктів, енергетика висотних розрядів.

Вступ. Швидкоплинні оптичні явища (TLE) які простягаються від верхньої частини грозових хмар аж до висот 90–100 км дають прямий доказ зв'язку нижніх шарів атмосфери з іоносферою [1]. В свою чергу хмари відіграють важливу роль в зміні радіаційного режиму підстилаючої поверхні та атмосфери, і тому суттєво впливають на зміну погоди [2].

Випадкове відкриття спрайтів в 1989 році дало новий поштовх до аналізу як самих швидкоплинних оптичних явищ, так і грозових розрядів в атмосфері Землі. Крім того, залишається багато незрозумілого і при розгляді самих блискавок, як лінійних, так і кулястих [3].

Не менш важливим є усвідомлення ролі грозових хмар як основних джерел електричного поля в тропосфері та стратосфері Землі.

Спостереження за грозовими хмарами проводяться в усіх частотних діапазонах електромагнітних хвиль, починаючи від ультранизьких (3÷30 Гц) і закінчуючи діапазоном γ -випромінювань. Існує декілька методів реєстрації грозових розрядів [4]. Серед них можна виділити: фотографічні виміри, визначення електромагнітних полів та електричних струмів, акустичні виміри та ін.

В рамках даної роботи проведено огляд і аналіз умов виникнення швидкоплинних оптичних явищ в атмосфері Землі, таких як: спрайти, ельфи, блакитні джети і блискавки вгору. Вказані закономірності їх виникнення і проявів.

Опрацьовано два відео TLE явищ і оцінено енергію, тривалість та потужність світіння нічного неба в оптичному діапазоні довжин хвиль.

Спостережні особливості TLE явищ в атмосфері Землі. Незважаючи на наявні спостережні дані, питання про фізичні механізми виникнення спрайтів, джетів та ельфів залишаються відкритими. Порівняльні характеристики швидкоплинних оптичних явищ в атмосфері Землі зібрано в таблиці 1 [1, 5, 6].

Таблиця 1. Порівняльні характеристики TLE явищ

Характеристика	Спрайт	Ельф	Синій джет	Гігантський джет
Колір	червоний верх, синій низ	Червоно-оранжевий	рожевий низ, синій верх	Синій
Величина макс. струму розряду блискавки	> 50 кА	> 100 кА	–	–
Радіовипромінювання	низька частота	середня частота	?	низька частота
Діапазон висот	30–95 км	75–105 км	хмара – 40км	хмара – 95км
Затримка після розряду блискавки	1–100 мс	325 мкс	–	–
Горизонтальні розміри	1–100 км	100–500 км	~ 2 км	40 км
Область виникнення	Іоносфера (шар D)	Іоносфера (шар E, ніч)	стратосфера	стратосфера – іоносфера
Рік відкриття	1989	1992	1989	2001

До матеріалу занесеного в таблицю можна додати, що виділяють декілька морфологічних типів спрайтів – стовпоподібні спрайти, або с-спрайти (дуже вузькі (порядку 1 км), квазінеперервні, майже вертикальні колони) та класичні "морквяні" ("saftot") спрайти, що мають групу відгалужень донизу, які сходяться у вигляді перевернутого конуса. Переважна більшість спрайтів продукується +CG-розрядами (cloud-to-ground), які переносять позитивний заряд з верхівки грозової хмари на землю [1, 7].

При ельфах світло поширюється кільцем, яке розширюється в радіальному напрямку зі швидкістю світла [1, 5].

Ельф, що виникає безпосередньо перед початковою фазою спрайту називають, ще галом спрайта. Він характеризується тільки слабшою іонізацією навколишнього газу.

Блакитні джети беруть початок з верхівки грозових хмар, поширюються зі швидкістю ~ 200 км/с і досягають висот 30–40 км [8]. Гігантські джети були описані як "гібрид синього джета і спрайта" (верхня частина нагадує спрайт, нижня – джет).

Особливості наземних спостережень та використана апаратура. Незважаючи на те, що TLE явища охоплюють значні простори у верхніх шарах атмосфери зафіксувати їх із Землі досить складно, так як існують вони надзвичайно короткий проміжок часу, і виникають в недоступних досліднику місцях. До того ж спрайти формуються на висоті 50–100 км, над грозою, і від Землі надійно закриті хмарами. Спостереження таких явищ зазвичай проводять з орбітальних космічних апаратів, висотних літаків або з високогірних районів земної поверхні з відстані кілька сотень кілометрів [7]. При спостереженні із землі спостерігач повинен знаходитись не менше ніж на 100 км від грозового розряду, і проводити спостереження в діапазоні висот від 30–40 до 90 км. Тоді є шанс зафіксувати швидкоплинні оптичні явища.

В даній роботі були використані базисні відеоспостереження в оптичному діапазоні отримані на базі відділення фізики атмосфери інституту геофізики Польської академії наук 19 серпня 2012. Положення грози було визначено за допомогою супутникових карт.

Вигляд установки для спостережень подано на рис. 1. Вона складається з обов'язкових елементів: об'єктиву Computar M1614, $f = 16$ мм, аналогової ТВ камери Watec LLTV 902H, фреймграбера Pinnacle DVD recorder для оцифровки відеосигналу та ноутбука зі встановленим на ньому програмним забезпеченням UFO Capture V2. Серед необов'язкових елементів: GPS приймач, часовий пристрій, поворотний пристрій.

В камері Watec LLTV 902H використовується ПЗЗ матриця Sony ICX249AL, форматом 752(H)×582(V) ефективних елементів, розмір елементу 8.6 мкм (H)×8.3 мкм (V) (площа елементу $7,138 \times 10^{-7}$ см²), розгортка 2:1 черезрядкова, час експозиції одного поля 1/50 сек. Кутовий розмір поля зору камери з 16 мм об'єктивом – 21×26 град. Максимальна спостережна зоряна величина – близько 5^m.

Програмне забезпечення UFO дозволяє зберігати лише ті зображення, в яких відбулися зміни в полі зору камери, та по 29 кадрів до і після змін. Це надзвичайно спрощує опрацювання телевізійних спостережень, оскільки не потрібно переглядати весь записаний матеріал, та дозволяє суттєво зменшити розмір відео інформації.

Перед опрацюванням даних було проведено дослідження камери з робочим об'єктивом на наявність геометричних спотворень та нерівномірності чутливості по полю зору. В результаті виявилось, що на краях кадру присутні невеликі геометричні спотворення (< 1,5 %), які можна не враховувати, оскільки об'єкти спостереження знаходились поблизу центру кадру. Аналіз фотометричної похибки поля зору камери показав, що її величина для країв кадру не перевищує 10 % і для наших оцінок не відіграє суттєвої ролі.

Для фотометричної обробки даних проводилася калібровка приладу, для того щоб перевести величину сигналу на знімках (кадрах) в енергетичні одиниці, за якими можна легко розрахувати світлову енергію для зображень не точкових об'єктів (в оптичному діапазоні), в т.ч. і від швидкоплинних оптичних явищ.

При побудові калібрувальної кривої було використано 9 позафокальних зображень Веги з різним ступенем розфокусування (тобто зображень різного діаметру, і значить, різної освітленості, за якими побудована залежність вихідного сигналу від освітленості фотоприймача. Для підвищення точності калібровки камери проводилось усереднення фону і зображень Веги (по ~ 29 кадрах) та врахування атмосферної екстинції (зенітна відстань Веги при спостереженнях $z = 59^\circ$).

З усередненого фото Веги було визначено інтенсивність (на знімку) Веги, інтенсивність фону (ділянки кадру, вільної від об'єктів) та площу зображення Веги.

Кінцева інтенсивність Веги – це інтенсивність Веги на кадрі мінус інтенсивність фону. При цьому для переведення площі Веги в см² розмір Веги в пікс² помножили на розмір одного пікселя, який становить $7,138 \times 10^{-7}$ см². Розрахунок світлового потоку, що реєструється камерою, проводився за формулою:

$$F = \omega S_{об} \Delta t \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\alpha Lyr}(\lambda) k_o(\lambda) p_z(\lambda) S_{кам}(\lambda) d\lambda,$$

де ω – тілесний кут відповідний розфокусованому зображенню Веги, $S_{об}$ – площа вхідної зиніці об'єктива, Δt – час експозиції, $E_{\alpha Lyr}(\lambda)$ – спектральна густина випромінювання Веги [9], $k_o(\lambda)$ – коефіцієнт пропускання оптики (для розрахунків було прийнято значення $k_o = 0.8$), $p_z(\lambda)$ – коефіцієнт пропускання атмосфери на заданій зенітній відстані, $S_{кам}(\lambda)$ – спектральний коефіцієнт чутливості ПЗЗ, а $\lambda_2 - \lambda_1$ – спектральний діапазон чутливості камери.

Отримана за різними позафокальними зображеннями Веги залежність зареєстрованого сигналу від потоку енергії на одиницю площі (калібрувальна крива) подана на рис. 2. Точки – це отримані дані, пряма лінія – апроксимація.

Оцінка енергії спостережних TLE процесів. Визначення енергії світіння атмосфери Землі при TLE явищах проводилось в декілька етапів:

І. За допомогою програмного забезпечення для кадрів де спостерігається світіння віднімався фон. При цьому вважались фоновими перші 29 кадрів (так як при зйомці відео подія, яка нас цікавить, починається лише з 30 кадру, це особливість детектуючої програми UFO). Зображення перших 29 кадрів при цьому підсумувались. Таким чином із відео було виключено всі стаціонарні об'єкти такі як зорі та ін.



Рис. 1. Фото установки для спостережень швидкоплинних оптичних явищ

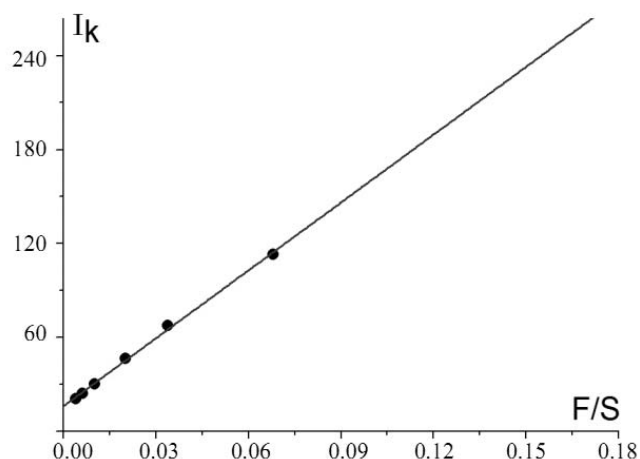


Рис. 2. Калібрувальна крива

II. Після віднімання фону відео було розбито на кадри (окремо, як картинка, зберігався кожен кадр).

III. Оскільки ми маємо неточковий об'єкт, то для кожного кадру зі світінням будували ізофоти (ділянки однакової освітленості).

Приклад ізофот з одного кадру для ельфа та спрайта подано на рис. 3 та 4 відповідно.

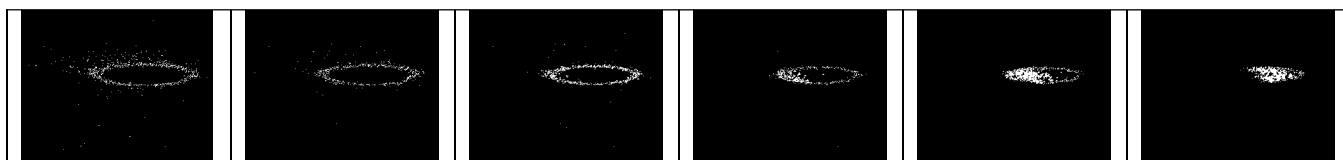


Рис. 3. Ізофоти світіння ельфа для одного кадру

IV. Знаходили площу в пікс² кожної ізофоти. Переводили її в см², помноживши на площу пікселя.

V. Знаючи площу ізофоти, відповідну їй освітленість (з калібрувальної кривої) ми змогли знайти потік, який їй відповідає, тобто, добуток освітленості на площу. Для знаходження повного потоку, що формує зображення, було використано формулу:

$$F = \sum_{i=1}^N E_{\text{isof}(i)} \cdot S_{\text{isof}(i)}$$

де N – повне число ізофот для даного кадру, S_{isof} – площа ізофоти, E_{isof} – освітленість, що їй відповідає.

VI. Для знаходження енергії отриманої впродовж одного кадру, потік множився на його тривалість (відео знімається з частотою 50 кадрів за секунду, тому час одного кадру $t = 0,02$ с).

$$W' = F \cdot t$$

де F – потік за один кадр, t – тривалість кадру.

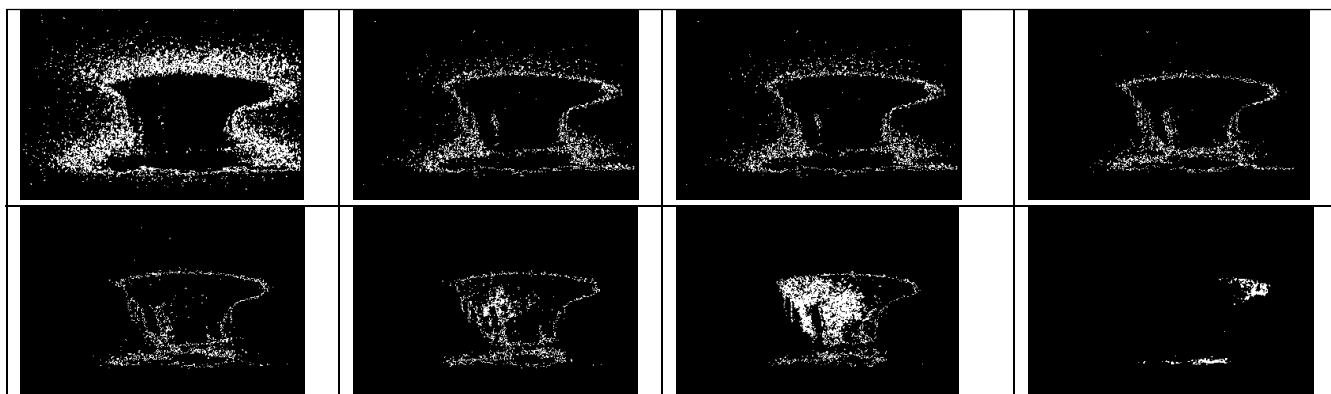


Рис. 4. Ізофоти світіння спрайта для одного кадру

VII. Визначення енергії в оптичному діапазоні від TLE, що потрапила до нашого об'єктива, зводився до сумування енергії кожного кадру:

$$\tilde{W} = \sum_1^k F \cdot t$$

де k – повне число кадрів на яких зареєстровано грозовий розряд.

VIII. Знаходження повної енергії від TLE:

$$W_{\text{повн}} = 4\pi R^2 \tilde{W} / S_{\text{об}},$$

де, R – відстань до світіння, $S_{\text{об}}$ – площа об'єктиву.

IX. Потужність світіння визначалася співвідношенням – $P = W_{\text{повн}} / t_{\text{світіння}}$, де $t_{\text{світіння}}$ – знаходиться множенням кількості кадрів на яких спостерігається світіння атмосфери на тривалість одного кадру – 0.02 сек.

Слід відмітити, що для ізотоп ельфа (рис. 3) спостерігається еліпсоїдальна зміна інтенсивності від краю, до центру.

Результати опрацювання спостережень 2-х відео із зафіксованими швидкоплинними оптичними явищами представлено в таблиці 2.

Слід відмітити, що ми маємо тільки оцінку енергії від швидкоплинних оптичних явищ, оскільки випромінювання розповсюджувалось в атмосфері, де досить багато негативних факторів для проходження світла (пил, теплові флуктуації параметрів, забруднення повітря), це все призводить до його розсіяння та поглинання.

Крім того, наприклад, за оцінками для грозових розрядів, на спектральний діапазон 400–1000 нм припадає лише біля 1 % від всієї енергії, яка випромінюється [3, 4, 10].

Таблиця 2. Оцінка енергії TLE явищ в оптичному діапазоні

№	TLE		Енергія $W, 10^3$ Дж	Тривалість світіння, $t_{\text{світ}}$, сек	Потужність $P, 10^3$ Вт
	Час	Явище			
1	01:35:42	Ельф	0.47	0.18	2.61
2		Спрайт	0.64	0.24	2.67
3		Серія спрайтів	1.29	0.62	2.08
4	02:16:34	Спрайт	1.05	0.28	3.75
5		Серія спрайтів	1.5	0.84	1.79
6		Колоноподібні спрайти	0.07	0.30	0.23

Таким чином, можна вважати, що повна енергія від TLE явищ може буде на два порядки вища ніж розрахована нами.

Висновки. Під час виконання роботи було зроблено загальний огляд та аналіз умов виникнення швидкоплинних оптичних явищ в атмосфері, а саме: спрайтів, ельфів, блакитних та гігантських джетів. Вказано закономірності їх появи, проявів та особливостей спостереження.

Опрацьовано два відео з зафіксованими TLE явищами в атмосфері Землі в результаті яких можна виділити наступні закономірності:

- спрайти фіксувались в основному цілими серіями;
- спостерігались одночасно спрайти різних типів – "колоноподібні" та "морквяноподібні";
- ельфи виникають перед спрайтами;
- перед першим спрайтом із серії спрайтів спостерігається гало;
- ельфи (гало спрайта) виникають на висотах ~82 км; характерні масштаби ~10×60 км; тривалість світіння менше 0.18 сек;
- енергія TLE явищ змінюється в межах 0.07–1.29 кДж;
- тривалість світіння атмосфери (0,18–0,84) сек;
- потужність (0.23–3.75) 10^3 Вт.

Робота виконана в рамках комплексної програми НАН України з космічних досліджень на 2012–1016, в рамках освітньої програми No.2201250 Міністерства освіти і науки України.

Список використаних джерел

1. Füllekrug M., Mareev E.A., Rycroft M.J. Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges – Nato Science Series II. – 2006. – Vol. 225. – 398 p.
2. Марчук Г.И., Кондратьев К.Я., Козодеров В.В., Хворостьянов В.И. Облака и климат. – Ленинград: Гидрометеоздат, 1986. – 512 с.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – Москва: ИД Интеллект, 2009. – 736 с.
4. Uman M.A. The Art and Science of Lightning Protection. – Cambridge: Univ. Press., 2008. – 239 p.
5. Шуенко О.В., Козак Л.В., Івченко В.М. Швидкоплинні оптичні явища під час гроз та моделювання електричних полів у нижній атмосфері // Космічна наука і технологія – 2010. – Т. 16. № 2. – С. 23–34.
6. Pasko V.P., Stanley M. A., Mathews, J. D., Inan U.S., Wood T.G. Electrical discharge from a thunderstorm top to the lower ionosphere // Nature. – 2002. – Vol. 416. – P. 152–154.
7. Blanc E., Farges T., Roche R., Brebion D., Hua T., Labarthe A., Melnikov V. Nadir observations of sprites from the International Space Station // J. Geophys. Res.: Space Physics. – 2004. – Vol. 109, A02306. – doi:10.1029/2003JA009972.
8. Wescott E. M., Sentman D.D., Stenbaek-Nielsen H.C., Huet P., Heavner M.J., Moudry D.R. New evidence for the brightness and ionisation of blue starters and blue jets. // J. Geophys. Res.: Space Physics. – 2001. – Vol. 106, N A10. – P. 21549–21554.
9. Глушнева И.Н., Волошина И.Б., Дорошенко В.Т. и др. Спектроскопия ярких звезд – Москва: Наука, 1982. – 256 с.
10. Rakov V.A., Uman M.A., Rambo K.J. A review of ten years of triggered-lightning experiments at Camp Blanding, Florida // Atmosphere Res. – 2005. – Vol. 76, N 1–4. – P. 504–518.

Надійшла до редколегії 01.01.15

Л. Козак, канд. физ.-мат. наук, КНУ имени Тараса Шевченко,
 А. Одзимек, канд. физ.-мат. наук, институт Геофизики Польской академии наук,
 В. Ивченко, д-р физ.-мат. наук, П. Козак, канд. физ.-мат. наук,
 И. Гала, асп., В. Лапчук, зав. учеб. лаб., КНУ имени Тараса Шевченко

ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ОТ ВЫСОТНЫХ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Указано закономірності появи короткочасних оптичних явищ в атмосфері Землі і особливості їх наземних спостережень. Використовуючи відеоспостереження, отримані в інституті геофизики Польской академии наук, оцінена енергія свечення ат-

мосферы от данных процессов в оптическом диапазоне. Калибровочная кривая построена по позафокальным изображениям Веги. Были учтены спектр звезды, коэффициент поглощения в атмосфере, характеристики камеры.

Ключевые слова: кратковременные оптические явления в атмосфере Земли, фотометрия протяженных объектов, энергетика высотных разрядов.

L. Kozak, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, Taras Shevchenko National University of Kyiv,
A. Odzimek, Ph.D., Institute of Geophysics, Polish Academy of Sciences,
V. Ivchenko, Dr. Phys. and Math. Sciences,
P. Kozak, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, I. Gala, post-graduate student,
V. Lapchuk, Head. stud. Lab., Taras Shevchenko National University of Kyiv

THE EFFECTS FROM HIGH-ALTITUDE STORM DISCHARGES IN EARTH ATMOSPHERE

The regularities of appearance of transient luminous effects in Earth atmosphere and features of their ground-based observations are considered. Using video-observations obtained in the Institution of Geophysics of Poland Academy of Sciences the energy of atmospheric afterglow from these processes in visual wavelength range has been determined. Calibrating curve was plotted using unfocal images of Vega. The star spectrum, atmosphere absorption coefficient and characteristics of the observational camera were used.

Keywords: transient luminous effects in the Earth's atmosphere, photometry of extensive objects, energy of high-altitude discharges.

УДК 524.7

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

МУЛЬТИПОЛЬНИЙ АНАЛІЗ ПОЛЯ ШВИДКОСТЕЙ ГАЛАКТИК КАТАЛОГУ 2MFGC

З використанням опублікованих раніше (VizieR On-line Data Catalog: J/other/Ap/49.450, 03/2011) пекулярних швидкостей та відстаней для 2724 галактик з каталогу 2MFGC, проведено мультипольний аналіз поля швидкостей на основі релятивістської геодезичної октупольної моделі. Значущості частини тензорних складових моделі на нашому статистичному матеріалі виявилися достатньо низькими, причому такими, що зазнають суттєвих коливань в залежності від глибини вибірки. Тому було проведено спрощення моделей шляхом відкидання найменш значущих тензорних складових окремо для чотирьох вибірок (повної вибірки з 2724 галактик та її трьох підвибірок з обмеженнями глибини значеннями 10000 км/с, 8000 км/с та 6000 км/с). Приймаючи до уваги суттєву кореляцію між диполем та квадратичним диполем, квадруполем та квадратичним квадруполем, було визначено оптимальні моделі, єдині для всіх вибірок, з максимальною кількістю значущих тензорних компонент, в рамках яких є коректним оцінка певного мультиполя. У всіх визначеннях дипольна складова узгоджується за величиною з передбаченням космологічної Λ CDM-моделі. Структура квадруполя у всіх випадках виявилася близькою до такої, що відповідає агломераціям матерії у двох перпендикулярних напрямках. Проведено порівняння наших визначень старших мультиполей з визначеннями в інших роботах.

1. Вступ. При дослідженні негабблівських рухів галактик використовують мультипольні розклади поля швидкостей, які відображають особливості розподілу матерії на масштабах вибірки та на більших масштабах. Найпростішою оцінкою колективної негабблівської швидкості в об'ємі вибірки є дипольна складова поля швидкостей. Наразі є велика кількість оцінок диполя, які у більшості випадків узгоджуються між собою за величиною та напрямком на масштабах $(60 - 70) \cdot h^{-1}$ Мпк та відповідають передбаченням космологічної моделі з холодною темною матерією і космологічною сталою (Λ CDM-моделі). Для більш глибоких вибірок ситуація складніша. Ще в 1990-х роках при дослідженні потоків скупчень галактик на масштабах $\sim (100 - 150) \cdot h^{-1}$ Мпк були отримані надто великі дипольні швидкості ($\sim 600-700$ км/с) [1, 2, 3], які суперечили концепції конвергенції величини колективної швидкості зі зростанням масштабу вибірки. Декілька років тому великі оцінки диполя порядку 400 км/с на шкалах $\sim 100 \cdot h^{-1}$ км/с були отримані у [4, 5] з використанням методики "minimal variance" та компілятивних даних про індивідуальні пекулярні швидкості. На протигагу цьому, з недавніх визначень диполя в межах $100 \cdot h^{-1}$ Мпк, сумісних з Λ CDM-моделлю, відзначимо результати роботи [6], де за даними каталогу SFI++ [7] отриманий колективний рух з $V_B = (257 \pm 44)$ км/с.

Інші сигнали про можливість великих пекулярних швидкостей на великих масштабах приходять з аналізу кінематичного ефекту Сюняєва-Зельдовича в даних з анізотропії мікрохвильового випромінювання. На основі даних для скупчень галактик за три роки роботи супутника WMAP був отриманий [8] та пізніше підтверджений [9] когерентний потік з амплітудою 600–1000 км/с на масштабах $\sim 200 \cdot h^{-1}$ Мпк ("темний потік"). Однак інші автори не підтверджують цей результат, також використовуючи дані WMAP [10, 11].

Пошук великомасштабних потоків проводиться також за даними про наднові SNIa. Для їх вибірки в межах $150 \cdot h^{-1}$ Мпк отриманий [12] потік з дипольною швидкістю, що узгоджується з Λ CDM-моделлю. Для далеких наднових потік був оцінений як несумісний на рівні довірчої ймовірності, більшою за 99.7 %, з великими значеннями, отриманими в [8, 9]. З іншого боку в [13] отримані дипольні швидкості, дещо більші, ніж передбачені в рамках Λ CDM-моделі. Відзначимо також роботу [14] авторів, що отримували великі швидкості до 400 км/с [4, 5], у якій за даними про 245 SNIa з відстанями в межах $\sim 200 \cdot h^{-1}$ Мпк був отриманий цілком сумісний з Λ CDM-моделлю результат.

Наступною та менш дослідженою характеристикою локального поля швидкостей є його квадрупольна складова, яка, як звичайно інтерпретується, викликана припливною дією угруповань галактик, зовнішніх по відношенню до об'єму вибірки. Вперше роль квадруполя розглядалася у [15] та пов'язувалася зокрема з надскупченням Гідри-

Центавра (Великий атрактор, ВА). Серед множини оцінок квадруполя відзначимо оцінку в [16], де квадруполь пов'язувався з дією Концентрації Шеплі. На вибірках плоских галактик з каталогу RFGC [17] квадруполь було оцінено Парновським та інш. в [18]. В цій же роботі, певно вперше, було оцінено октупольну складову поля швидкостей. У наступні роки, у міру поповнення вибірки та верифікації даних Парновський та співавтори представили ще декілька робіт з оцінками квадруполя та октуполя [19, 20, 21, 22]. Інші дослідники квадруполь та октуполь оцінювали у [5, 23].

У більшості з перелічених робіт (крім [19]) старші мультиполі були оцінені з використанням нерелятивістських поліноміальних моделей поля швидкостей, тобто розкладів поля швидкостей за степенями відстаней при сталому часі. Але вже октупольна (квадратична за відстанню) нерелятивістська модель з теоретичної точки зору є непослідовною. Зокрема в ній не враховується тип космологічної відстані. Між тим глибина сучасних оглядів червоних зміщень та незалежних від них оцінок відстаней постійно збільшується. Це вимагає (можливо у майбутньому) більш послідовного врахування космологічних ефектів при аналізі поля швидкостей. З цією метою в роботах [24, 25] на основі теорії спостережних величин [26] у рамках Загальної теорії відносності було виведено мультипольний розклад поля швидкостей галактик на ізотропному конусі минулого до квадратичних за відстанню величин – релятивістську поліноміальну модель. Перші спроби використання її [19] показали недостатню глибину вибірок галактик з каталогу RFGC для робастного визначення релятивістських складових моделі.

В даній роботі досліджується мультипольна структура поля швидкостей на основі вибірки 2724 галактик (головним чином спіральних) з каталогу 2MFGC [27], для яких за залежністю Таллі-Фішера було визначено відстані та пекулярні швидкості [28] та опубліковано в електронному вигляді у 2011 р. [29]. Раніше на даній вибірці було визначено лише дипольну складову колективної швидкості [28]. В даній роботі для визначення мультипольних складових використано частинні випадки релятивістських моделей зі значущими за Фішером тензорними складовими. Отримані результати порівняно з результатами інших досліджень.

2. Релятивістська модель поля швидкостей галактик. Загальну геодезичну релятивістську модель поля швидкостей до квадратичних за відстанню доданків приймаємо у такому вигляді [24], [25]:

$$V_r = D_i n^i + H_0 d_A \left\{ Q_{ij} n^i n^j + 1 \right\} + c^{-1} (H_0 d_A)^2 \left\{ O_{ijk} n^i n^j n^k + L_{ij} n^i n^j + P_i n^i + W \right\} \quad (1)$$

Тут V_r – радіальна швидкість у певній системі відліку, d_A – відстань за кутовим діаметром, H_0 – стала Габбла, c – швидкість світла. Параметри моделі є: D_i – диполь (дипольна колективна швидкість), Q_{ij} – квадруполь, O_{ijk} – октуполь, L_{ij} – квадратичний (за відстанню) квадруполь, P_i – квадратичний диполь, W – квадратичний скаляр. Латинські індекси i, j, k приймають просторові значення 1, 2, 3. В (1) та далі використовується правило Айнштейна для підсумовування. Всі тензорні складові моделі є просторовими (з точки зору спостерігача) частинами чотиривимірних тензорів, ортогональних вектору 4-швидкості V^α . При цьому часові та змішані компоненти набагато менші за просторові; ними ми нехтуємо, враховуючи порядок розкладу (1). Зауважимо, що у моделі, більш загальній за (1), враховується можлива негеодезичність руху галактик [24, 25].

Квадратичний скаляр пов'язаний з параметром уповільнення q :

$$W = \frac{1}{2}(q + 3) + \frac{1}{3} Q_{ij} Q^{ij} . \quad (2)$$

Тензори Q_{ij} , L_{ij} та O_{ijk} симетричні за своїми індексами та безслідові. В частинному випадку однорідності та ізотропії вони разом з векторними складовими обертаються на нуль, і модель (1) зводиться до пост-Габблівської залежності між радіальною швидкістю та відстанню за кутовим діаметром, $V_r = H_0 d_A \left\{ 1 + \frac{1}{2}(q_0 + 3) \frac{H_0 d_A}{c} \right\}$, в рамках однорідних ізотропних космологічних моделей Фрідмана-Робертсона-Уокера (ФРУ). Всі параметри моделі (1) безрозмірні, крім диполя D_i , що має розмірність км/с.

Орторепер спостерігача $\vec{e}_i, i = 1, \dots, 3$ ми прив'язуємо до Галактичних координат (l, b) , так що компоненти одиничного вектора $\vec{n} = n^i \vec{e}_i$ напряму на галактику мають вигляд:

$$n^1 = \cos b \cos l, \quad n^2 = \cos b \sin l, \quad n^3 = \sin b \quad (4)$$

Тензорні складові моделі (1) ми параметризуємо таким чином. Векторні складові – очевидним чином, приймаючи їхні компоненти за шукані параметри. П'ятипараметричну квадрупольну складову приймаємо у такому вигляді:

$$V_r^{quad} = H_0 d_A \left\{ Q_{11} [(n^1)^2 - (n^3)^2] + Q_{22} [(n^2)^2 - (n^3)^2] + 2Q_{12} n^1 n^2 + 2Q_{13} n^1 n^3 + 2Q_{23} n^2 n^3 \right\} \quad (5)$$

В силу безслідовості тензора квадруполя маємо: $Q_{33} = -Q_{11} - Q_{22}$. Аналогічно параметризуємо квадратичний квадруполь L_{ij} . Октупольну складову параметризуємо сімома незалежними компонентами таким чином:

$$V_r^{oct} = c^{-1} (H_0 d_A)^2 \left\{ O_{112} n^2 [3(n^1)^2 - (n^2)^2] + O_{113} n^3 [3(n^1)^2 - (n^3)^2] + O_{122} n^1 [3(n^2)^2 - (n^1)^2] + O_{223} n^3 [3(n^2)^2 - (n^3)^2] + O_{133} n^1 [3(n^3)^2 - (n^1)^2] + O_{233} n^2 [3(n^3)^2 - (n^2)^2] + 6O_{123} n^1 n^2 n^3 \right\} . \quad (6)$$

Решту компонентів визначають умови безслідовості: $O_{111} = -O_{122} - O_{133}$, $O_{222} = -O_{112} - O_{233}$, $O_{333} = -O_{113} - O_{223}$.

Модель (1) є найбільш загальною релятивістською геодезичною моделлю, що отримується розкладом на ізотропному конусі минулого в ряд Тейлора до другого порядку за відстанню. Вона містить 24 параметри: $3(D_i) + 5(Q_{ij}) + 7(O_{ijk}) + 5(L_{ij}) + 3(P_i) + 1(W)$. Нерелятивістська модель [18, 5], що отримується розкладом на гіперповерхні сталого часу, відрізняється від (1) відсутністю квадратичних доданків з L_{ij} та W . У граничному випадку однорідної ізотропної космології (з метрикою ФРУ) відмінним від нуля є лише W .

Ми використовуємо систему відліку мікрохвильового випромінювання (ЗК-систему); перерахунок геліоцентричної радіальної швидкості $V_h \equiv cz$ в ЗК-систему проводимо за формулою $V_{3K} \equiv V_h + V_{Sun} n_{0,i} n^i$, де швидкість Сонця приймаємо згідно [30].

Відзначимо, що стала Габбла та параметр уповільнення, які входять у (1) та (2), визначаються в рамках неоднорідної космології більш загальним способом, ніж в моделях ФРУ. Ми, однак, приймаємо їх чисельні значення, що отримані в рамках моделей ФРУ. Сталу Габбла приймаємо такою, як в наших попередніх роботах, $H_0 = 75$ км/с/Мпк.

Відстані, що опубліковані в [29] та використовуються в даній роботі, є фотометричними, d_L ; ми їх перераховуємо у відстані за метричним кутовим діаметром d_A за формулою

$$d_A = \frac{d_L}{(1+z)^2}, \quad z = V_{3K} / c \quad (6)$$

При обчисленні відстаней в [28, 29] було використане пост-Габблівське співвідношення $V_r = H_0 d_L \left\{ 1 + \frac{1}{2}(q_0 - 1) \frac{H_0 d_L}{c} \right\}$ між радіальною швидкістю та фотометричною відстанню в рамках моделей ФРУ з $q_0 = -0.55$, що відповідає космологічним параметрам густини $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$. Тому в даній роботі ми також приймаємо це значення параметра уповільнення. При цьому параметр W перестає бути незалежним параметром моделі, найбільш загальна модель стає 23-параметричною. Оскільки у вираз (2) для W крім q_0 входить скалярний квадрат квадруполя, $Q_{ij} Q^{ij}$, то обчислення проводилися послідовним наближенням. В нульовому наближенні $Q_{ij} Q^{ij}$ приймалося нульовим. У всіх випадках достатнім виявилось 5 ітерацій, при цьому значення $Q_{ij} Q^{ij}$ збігалося з точністю, що визначається представленням чисел з подвійною точністю.

Параметри моделі (1) знаходимо методом найменших квадратів при мінімізації суми квадратів нев'язок лівої та правої частин.

3. Вибірki 2MFGC-галактик. Розподіл по небу в Галактичних координатах галактик всієї вибірки S ($N=2724$) показано на рис. 1. (Про формування вибірки див. [28]). Розподіл не є однорідним. Крім екваторіальної "смуги уникнення" примітне також переущільнення в "зоні Аресибо" (окресленої неперервною лінією зони неба, що доступна радіотелескопу в Аресибо). Ті саме дефекти однорідності мають місце і для підвиборок, отриманих обмеженнями за відстанню.

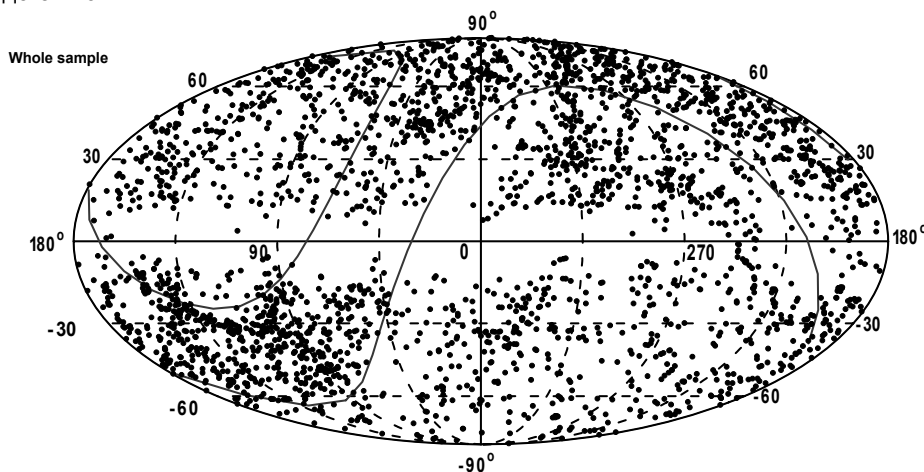


Рис. 1. Розподіл по небу в Галактичних координатах 2724 галактик з каталогу 2MFGC

На рис. 2 показано розподіл галактик вибірки S ($N = 2724$) за відстанню. Статистичні параметри розподілу: середня відстань $H_0 d_A = 5444$ км/с, середньоквадратичне відхилення від середнього 2646 км/с, асиметрія 0.78, ексцес 0.93. Вибірka є приблизно повною до відстані ~ 5500 км/с.

Обчислення параметрів мультипольної моделі (1) будемо проводити як для вибірки S ($N = 2724$), так і для трьох підвибірок з обмеженням відстані: S_{10} ($H_0 d_A < 10000$ км/с, $N = 2568$), S_8 ($H_0 d_A < 8000$ км/с, $N = 2289$) та S_6 ($H_0 d_A < 6000$ км/с, $N = 1735$). Вибірki S_8 та S_{10} вибрані з тих міркувань, що для таких глибин оцінювалися старші мультиполи в роботах [18, 29, 5]. Вибірka S_6 вибрана тому, що вона є приблизно повною.

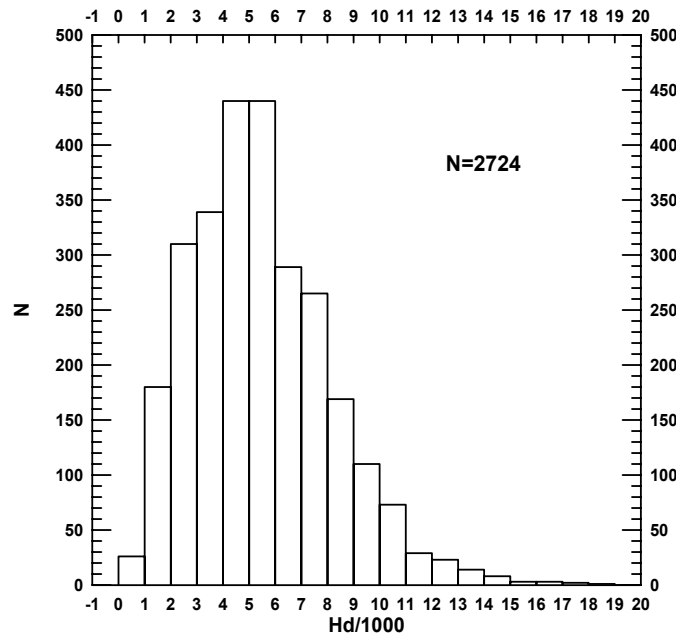


Рис. 2. Розподіл галактик вибірки S (N = 2724) за відстанню за кутовим діаметром

4. Значущість тензорних компонентів моделей. На першому етапі дослідження було проаналізовано значущості за критерієм Фішера тензорних складових моделі (1). На рівні довірчої ймовірності 95 % (99 %) значущість одного параметра (компоненти тензора) порівнювалася зі статистикою Фішера $F_{1,\infty} = 3.84$ (6.63), векторних складових (3 параметри) – з $F_{3,\infty} = 2.60$ (3.78), квадруполя (5 параметрів) – з $F_{5,\infty} = 2.21$ (3.02), октополя (7 параметрів) – з $F_{7,\infty} = 2.01$ (2.64). Було прийнято, що тензорна складова моделі є значущою, якщо оцінка статистики Фішера перевищує її значення на рівні 95 %.

Значущості частини складових моделі (1) на нашому статистичному матеріалі виявилися низькими, навіть на прийнятному достатньо низькому рівні довірчої ймовірності. При цьому значущості зазнають суттєвих варіацій в залежності від глибини вибірки та моделі, що приймалася. Тому має сенс розглядати лише ті частинні випадки моделі (1), у яких всі тензорні складові є значущими.

Було прийнято до уваги очевидну скорельованість диполя D і квадратичного диполя P, квадруполя Q і квадратичного квадруполя L, як тензорів однакової структури, які входять в модель з множниками, що є різними степенями відстані. В силу своєї скорельованості Q та L виявилися "майже пропорційними". Попередні обчислення показали, що власні вектори матриць Q та L колінеарні з точністю, кращою за 10^0 , а відповідні власні значення відрізняються знаком. Отже, додатній внесок одного з них компенсується негативним внеском іншого, і навпаки. При цьому формальні значущості Q та L суттєво вищі при наявності в моделі їх обох, ніж у випадках, коли один з них відсутній. Тому далі ми розглядаємо моделі, в яких є лише один з квадруполей.

Скорельованість диполя та квадратичного диполя проявляє себе іншим чином. У переважній більшості випадків, коли в моделі наявні обидва диполі, принаймні один з них виявився незначущим, тобто диполі ділять значущість між собою. Тому ми далі не розглядаємо моделі з обома диполями. Всього моделей, у яких диполі та квадруполі не входять парами, є сімнадцять: чотири моделі з трьома складовими, вісім з двома та п'ять з одною складовою.

Результати обчислення значущості тензорних параметрів моделей приведено в табл. 1 для всіх чотирьох вибірок. Тут подано також стандартні відхилення σ_V масиву індивідуальних швидкостей, отриманих у [28], від їх значень, що визначаються моделями. У другому стовпчику в дужках після позначення моделі вказано кількість вільних параметрів. Модель з усіма значущими тензорними складовими будемо називати значущою. У таблиці такі моделі виділено жирним шрифтом. Ми ставимо за мету знаходження найбільш загальних значущих моделей для всіх вибірок. Тому ми не наводимо в таблиці дані для моделей з одною складовою – вони всі виявилися значущими для всіх вибірок, але є найменш загальними.

У другому рядку табл. 1 для вручності порівняння наведені квантілі статистики Фішера на рівні 95 % (в дужках – 99 %). Моделі, які виявилися значущими, позначені у табл. 1 жирним шрифтом. Як видно, для максимальної вибірки S та підвибірок S_{10} і S_8 всі моделі з трьома складовими мають принаймні одну незначущу складову. Лише для підвибірки S_6 три з чотирьох моделей є значущими.

Моделі DQ, DO, DL виявилися значущими для всіх чотирьох вибірок. Ми їх використовуємо далі для оцінки диполя, квадруполя, октополя та квадратичного квадруполя. Для визначення квадратичного диполя P немає значущої для всіх вибірок моделі; однак модель PQ значуща для вибірок S, S_{10} , S_6 , а для вибірки S_8 значущість квадруполя майже досягає прийнятого рівня. За браком кращих варіантів для визначення квадратичного диполя з використанням однієї моделі для всіх вибірок було прийнято PQ-модель.

5. Мультипольні складові колективної швидкості

Диполь. В табл. 2 подано значення дипольної колективної швидкості, обчислених для чотирьох вибірок з використанням значущих моделей, що містять диполь. В стовпчиках 3–5 наводяться компоненти швидкості в орторепері галактичної системи координат, їх похибки та значущості за Фішером (у дужках). У 6 стовпчику – модуль дипольної швидкості та його похибка, в 7 та 8 стовпчиках – галактичні координати апекса та їх похибки (про спосіб обчислення похибок модуля швидкості та координат апекса див. в [28]).

Таблиця 1. Значущість тензорних параметрів моделей

Вибірка	Модель	σ_v (км/с)	$D_i(3)$	$P_i(3)$	$Q_{ij}(5)$	$L_{ij}(5)$	$O_{ijk}(7)$
			2.60 (3.78)		2.21 (3.02)		2.01 (2.64)
S ($N = 2724$)	DQO(15)	1062	6.73	–	1.35	–	1.20
	DLO(15)	1062	6.82	–	–	1.37	0.89
	PQO(15)	1064	–	3.52	1.04	–	1.10
	PLO(15)	1064	–	3.94	–	1.26	0.79
	DQ(8)	1063	9.96	–	2.56	–	–
	DO(10)	1063	5.82	–	–	–	2.06
	QO(12)	1066	–	–	0.80	–	2.57
	DL(8)	1062	9.61	–	–	3.01	–
	LO(12)	1066	–	–	–	0.76	2.07
	PQ(8)	1064	–	6.97	2.21	–	–
	PO(10)	1064	–	3.12	–	–	1.94
	PL(8)	1064	–	6.96	–	2.87	–
	S_{10} ($N = 2568$)	DQO(15)	1031	10.3	–	1.14	–
DLO(15)		1031	9.53	–	–	0.98	1.49
PQO(15)		1030	–	12.8	1.27	–	2.72
PLO(15)		1030	–	11.6	–	0.85	2.54
DQ(8)		1032	9.91	–	3.24	–	–
DO(10)		1031	9.63	–	–	–	3.16
QO(12)		1037	–	–	0.74	–	1.49
DL(8)		1032	8.69	–	–	3.30	–
LO(12)		1036	–	–	–	1.03	1.13
PQ(8)		1032	–	9.93	3.11	–	–
PO(10)		1030	–	11.9	–	–	4.04
PL(8)		1032	–	8.31	–	2.94	–
S_8 ($N = 2289$)		DQO(15)	989	8.28	–	1.17	–
	DLO(15)	989	7.35	–	–	1.46	3.51
	PQO(15)	988	–	10.4	1.20	–	3.65
	PLO(15)	988	–	8.50	–	0.93	3.68
	DQ(8)	993	8.87	–	2.40	–	–
	DO(10)	989	7.79	–	–	–	4.37
	QO(12)	994	–	–	0.87	–	3.73
	DL(8)	993	7.35	–	–	2.65	–
	LO(12)	993	–	–	–	1.71	3.51
	PQ(8)	992	–	10.6	2.19	–	–
	PO(10)	988	–	9.83	–	–	4.37
	PL(8)	992	–	8.11	–	1.88	–
	S_6 ($N = 1735$)	DQO(15)	894	4.33	–	6.12	–
DLO(15)		897	4.10	–	–	3.94	4.49
PQO(15)		895	–	3.19	6.84	–	4.14
PLO(15)		898	–	2.25	–	4.21	4.04
DQ(8)		900	5.53	–	7.06	–	–
DO(10)		901	3.59	–	–	–	5.23
QO(12)		897	–	–	5.68	–	5.09
DL(8)		903	5.08	–	–	4.96	–
LO(12)		899	–	–	–	3.63	4.92
PQ(8)		900	–	5.38	7.87	–	–
PO(10)		902	–	1.28	–	–	4.87
PL(8)		904	–	4.28	–	5.38	–

У четвертому рядку блоку даних табл. 2 для вибірки S приведено оцінку диполя, що зроблена у роботі [28] на тому саме спостережному матеріалі.

З табл. 2 видно; 1) визначення модуля дипольної колективної швидкості в діапазоні $\sim(150\div 200)$ км/с при глибинах вибірки $\sim(60\div 100) h^{-1}$ Мпс відповідають передбаченням космологічної Λ CDM-моделі; 2) вибір моделі призводить до змін визначення дипольної швидкості не більше $\sim(0.5\div 1.0)$ від похибки визначення; 3) напрямок дипольної швидкості достатньо стійкий при варіюванні глибиною вибірки та виборі моделі (особливо довгота) та близький до напрямку на класичний Великий аттрактор ($307^\circ, 9^\circ$).

Квадратичний диполь. В табл. 3 подано значення квадратичного диполя для чотирьох вибірок з використанням PQ-моделей. Таблиця влаштована так само, як попередня табл. 2. Порівняння модулів диполя та квадратичного диполя в табл. 2 та 3 показує систематичне зменшення їх відношення зі зменшенням глибини вибірки. При цьому довготи апексів обох диполів достатньо близькі, а широта квадратичного диполя має значно суттєвіший хід зі зменшенням глибини вибірки, ніж широта диполя.

Таблиця 2. Дипольна колективна швидкість

Вибірка	Модель	D_1	D_2	D_3	$ D $	l	b
S	DQ	124±40 (9.5)	-166±40 (17.4)	-12±34 (0.12)	207±38	307±11	-3±9
	DO	98±41 (5.7)	-138±42 (11.1)	-19±33 (0.33)	170±41	305±14	-6±11
	DL	114±40 (8.1)	-168±40 (17.9)	-13±34 (0.15)	203±38	304±12	-4±9
S ₁₀	D	110±37 (8.9)	-163±37 (19.2)	-29±30 (0.08)	199±37	304±11	-8±8
	DQ	125±40 (9.7)	-158±40 (15.9)	11±34 (0.1)	201±38	308±12	3±10
	DO	107±41 (6.7)	-187±42 (19.8)	1±33 (0.001)	215±41	300±11	0±9
S ₈	DL	107±41 (6.7)	-159±40 (16.1)	-3±33 (0.008)	192±38	304±12	-1±10
	DQ	118±40 (8.5)	-147±40 (13.8)	17±34 (0.2)	189±37	309±13	5±11
	DO	98±41 (5.6)	-167±42 (16.3)	-8±33 (0.06)	194±41	300±12	-3±10
S ₆	DL	104±41(6.6)	-141±40 (12.8)	-1±34 (0.01)	176±38	306±14	0±11
	DQ	94±42 (5.1)	-119±40 (8.7)	-12±35 (1.2)	152±38	308±16	5±13
	DO	57±43 (1.8)	-117±43 (7.6)	-46±35 (1.7)	138±42	296±18	-20±14
	DL	92±42(4.9)	-117±41 (8.4)	0±35 (0.00002)	149±39	308±16	0±13

Таблиця 3. Квадратичний диполь

Вибірка	Модель	P_1	P_2	P_3	$ P $	l	b
S	PQ	0.67±0.24 (7.5)	-0.88±0.25 (12.3)	-0.36±0.20 (3.2)	1.16±0.25	307±12	-18±9
S ₁₀	PQ	1.13±0.32 (12.5)	-1.30±0.35 (14.0)	0.12±0.27 (0.20)	1.73±0.33	311±11	4±9
S ₈	PQ	1.29±0.41 (9.9)	-1.49±0.43 (12.2)	0.62±0.35 (3.1)	2.07±0.38	311±12	18±11
S ₆	PQ	1.08±0.62 (3.0)	-1.20±0.65 (3.4)	1.29±0.57 (5.1)	2.07±0.52	312±18	39±18

Квадруполь. Значення незалежних компонент квадруполя для чотирьох вибірок та двох значущих моделей приведені в табл. 4. Зручно компоненти квадруполя наводити у процентах, інтерпретуючи його як локальне анізотропне розширення зі "сталою" Габбла $H_0(1+Q_{ij}n^i n^j)$. У дужках подані значущості компонент Q_{ij} .

Таблиця 4. Незалежні компоненти квадруполя

Виб.	Мод.	$Q_{11}, \%$	$Q_{22}, \%$	$Q_{12}, \%$	$Q_{13}, \%$	$Q_{23}, \%$
S	DQ	1.64±0.91 (3.2)	-0.48±0.90 (0.3)	-3.58±1.60 (5.0)	1.17±1.16 (1.0)	1.48±1.26 (1.4)
	PQ	1.32±0.94 (2.0)	-0.63±0.92 (0.5)	-3.27±1.62 (4.1)	0.93±1.19 (0.6)	2.02±1.30 (2.4)
S ₁₀	DQ	2.00±0.98 (4.2)	-1.70±0.97 (3.1)	-1.44±1.76 (0.7)	3.46±1.32 (6.9)	1.60±1.40 (1.3)
	PQ	2.10±1.01 (4.3)	-1.60±1.00 (2.5)	-1.55±1.77 (0.8)	3.60±1.33 (7.3)	0.81±1.43 (0.3)
S ₈	DQ	2.65±1.09 (5.9)	-3.09±1.06 (8.4)	0.25±1.92 (0.02)	2.45±1.55 (2.5)	-0.02±1.57 (2·10 ⁻⁴)
	PQ	2.81±1.11 (6.4)	-2.65±1.09 (5.9)	0.02±1.92 (10 ⁻⁴)	2.76±1.54 (3.2)	-0.84±1.59 (0.3)
S ₆	DQ	4.79±1.34 (12.8)	-3.90±1.32 (8.8)	-2.19±2.30 (0.9)	5.52±2.00 (7.6)	-7.42±1.99 (14.0)
	PQ	4.94±1.35 (13.4)	-3.52±1.33 (7.0)	-2.25±2.30 (1.0)	6.42±2.01 (10.2)	-8.04±2.00 (16.2)

З табл. 4 видно: 1) тенденцію зростання компонентів квадруполя зі зменшенням глибини вибірки; 2) узгодженість визначень квадруполя при заміні в моделі диполя на квадратичний диполь, що еквівалентно врахуванню залежності квадруполя від відстані.

Більш наочною характеристикою квадруполя є набір власних значень (ВЗ) та власних векторів (ВВ) його матриці. В табл. 5 наведено їх значення лише для DQ-моделей. ВЗ пронумеровані за зменшенням їх значення; ВВ утворюють праву трійку ортонормованих векторів. При цьому з двох протилежних напрямків першого ВВ ми вибираємо той, що є найближчим до напрямків до ВА та Концентрації Шеплі. У другому стовпчику табл. 5 указаний номер ВЗ, в третьому – його значення (в процентах) з похибкою, у четвертому – компоненти ВВ, у п'ятому та шостому – заокруглені до одного градуса галактичні координати напрямку ВВ, у останньому стовпчику – сузір'я, у які направлені ВВ, після тире – антиподальне сузір'я. Риска-слеш означає, що напрямок знаходиться поблизу границі сузір'я.

З табл. 5 видно, що у всіх випадках структура квадруполя така, що в базисі, утвореному з ВВ, він приблизно пропорційний матриці $diag(1,0,-1)$. Таку структуру матриці припливних сил можна отримати від двох центрів тяжіння з перпендикулярними напрямками, а маси та відстані до яких зв'язані співвідношенням $2M_2 / M_1 = (R_2 / R_1)^3$. ВЗ сумарної матриці: $\lambda_1 = 3GM_1 / (2R_1^3)$, $\lambda_2 = 0$, $\lambda_3 = -\lambda_1$. При цьому ВВ з найбільшим ВЗ направлений на ближчий атрактор, ВВ з нульовим ВЗ – на дальший, ВВ з найменшим (від'ємним) ВЗ – на "войди". Відзначимо, що у роботах [16, 18] структура квадруполя також приблизно пропорційна $diag(1,0,-1)$. В недавній роботі [31] таку структуру підтверджено.

Перший ВВ для вибірки S_6 направлений у сузір'я Вагів, приблизно на 30° на північний схід від Концентрації Шеплі в Центаврі ($l = 311^\circ, b = +32^\circ, H_0 d = 14400$ км/с). При цьому диполь також знаходиться в Центаврі, на 30° на південь від Концентрації Шеплі. Класичний ВА також знаходиться у Центаврі ($l = 307^\circ, b = 9^\circ$). Третій ВВ для S_6 направлений в точку неба, що відстоїть від центрів надскупчень в списках Беколпа-Сонейри [32] та Ейнасто та ін. [33] не ближче, ніж на 30° .

Таблиця 5. Власні значення та власні вектори квадруполя

Вибірка, модель	n	ВЗ, %	ВВ	l°	b°	Сузір'я
S ($N = 2724$)	1	2.67 ± 0.88	{0.8723, -0.4875, 0.0392}	331	2	Nor – Per
DQ	2	-0.39 ± 0.78	{-0.2862, -0.5738, -0.7674}	243	-50	Hor/Eri – CrB/Her
	3	-2.28 ± 0.73	{-0.3966, -0.6581, 0.6400}	239	40	Sex – Aqr
S_{10} ($N = 2568$)	1	2.94 ± 0.90	{0.8866, -0.0587, 0.4589}	356	27	Lib/Sco – Tau
DQ	2	-0.40 ± 0.98	{0.3273, -0.6212, -0.7120}	298	-45	Hyd – UMi
	3	-2.54 ± 0.80	{-0.3269, -0.7814, 0.5315}	247	32	Sex/Hyd – Peg
S_8 ($N = 2289$)	1	3.20 ± 1.06	{0.9137, 0.0175, 0.4059}	1	24	Oph/Sco – Eri
DQ	2	-0.11 ± 0.97	{0.4056, 0.0204, -0.9138}	3	-66	Gru – UMa
	3	-3.09 ± 1.07	{-0.0243, 0.9996, 0.0115}	91	1	Sex/Hyd – Vel
S_6 ($N = 1735$)	1	6.53 ± 1.23	{0.8604, -0.2484, 0.4450}	344	26	Lib – Tau/Ari
DQ	2	-0.09 ± 1.20	{0.5058, 0.5228, -0.6861}	46	-43	Aqr – Leo
	3	-6.44 ± 1.37	{-0.6219, 0.8154, 0.5755}	94	35	Dra – Dor

Наразі неможна стверджувати про узгодженість оцінок квадруполя на основі різних вибірок однакової глибини. Так, наприклад, у роботі [5] деякі компоненти квадруполя на основі вибірок SFI++ та DEEP, обчислені одним чином та з врахуванням геометрії вибірки в межах 10000 км/с, різняться між собою на $(3-4)\sigma$.

Нажаль, коректне порівняння визначень квадруполя, отриманих у даній роботі, з визначеннями інших авторів неможливе через використання різних моделей поля швидкостей. Наприклад, в недавніх роботах [34, 23] наводяться результати для вибірок в межах 8000 км/с та 10000 км/с з використанням DQO-моделі. Для таких глибин і такої моделі наші дані приводять до незначущих оцінок квадруполя (див. табл. 1). З іншого боку, в цитованих та більш ранніх роботах [18, 19, 20] не наводяться значущості визначень квадруполя в цілому. Тому ми вважаємо такі порівняння некоректними і не проводимо їх.

Квадратичний квадруполь. Значення п'яти незалежних компонент L_{ij} в DL-моделі для чотирьох вибірок приведені в табл. 6. У дужках подані значущості компонент. Власні значення, компоненти власних векторів та їх напрямки подані у табл. 7.

Таблиця 6. Незалежні компоненти квадратичного квадруполя в DL-моделі

Вибірка	$L_{11}, \%$	$L_{22}, \%$	$L_{12}, \%$	$L_{13}, \%$	$L_{23}, \%$
S	0.26 ± 0.34 (0.58)	0.27 ± 0.33 (0.69)	-1.49 ± 0.58 (6.7)	0.16 ± 0.40 (0.17)	0.89 ± 0.43 (4.2)
S_{10}	0.33 ± 0.43 (0.61)	-0.46 ± 0.43 (1.2)	-0.48 ± 0.80 (0.37)	1.29 ± 0.56 (5.3)	1.52 ± 0.61 (6.3)
S_8	0.71 ± 0.54 (1.7)	-1.46 ± 0.54 (7.4)	0.88 ± 0.99 (0.78)	0.75 ± 0.77 (0.94)	1.18 ± 0.79 (2.2)
S_6	2.25 ± 0.84 (7.2)	-2.77 ± 0.83 (11.0)	-0.09 ± 1.47 (0.003)	3.00 ± 1.26 (5.7)	-3.76 ± 1.26 (9.0)

Таблиця 7. Власні значення та вектори квадратичного квадруполя

Вибірка	n	ВЗ	ВВ	l°	b°
S ($N = 2724$)	1	1.06 ± 0.32	{-0.6624, 0.7295, 0.1705}	132	10
	2	-0.16 ± 0.25	{-0.6326, -0.4227, -0.6489}	214	-40
	3	-0.90 ± 0.25	{-0.4013, -0.5377, 0.7415}	233	48
S_{10} ($N = 2568$)	1	0.98 ± 0.35	{0.6251, 0.2806, 0.7283}	24	47
	2	0.23 ± 0.45	{0.6921, -0.6307, -0.3510}	318	-21
	3	-1.20 ± 0.36	{-0.3609, -0.7235, 0.5885}	243	36
S_8 ($N = 2289$)	1	1.30 ± 0.48	{0.6516, 0.2563, 0.7139}	21	46
	2	0.36 ± 0.48	{0.7445, -0.0359, -0.6667}	357	-42
	3	-1.65 ± 0.50	{0.1452, -0.9659, 0.2143}	279	12
S_6 ($N = 1735$)	1	3.29 ± 0.76	{0.8101, -0.1789, 0.5583}	348	34
	2	0.39 ± 0.75	{0.5769, 0.4124, -0.7051}	36	-45
	3	-3.68 ± 0.88	{-0.1041, 0.8933, 0.4373}	97	26

Обговорення оцінок квадратичного квадруполя планується зробити у іншій роботі.

Октуполь. Тривалентний симетричний безслідовий тензор октуполя O_{ijk} в орторепері Галактичних координат параметризуємо сімома параметрами, що входять у формулу (5). Як вже було сказано, для всіх вибірок октуполь виявився значущим в DO-моделі; значення компонент O_{ijk} в для цієї моделі подано у табл. 8.

В табл. 9 представлені для порівняння оцінки октуполя для вибірок глибиною 10000 км/с в п'яти роботах: [18, 20, 22, 5] та даній роботі. В силу неоднакового визначення тензора октуполя його компоненти були перераховані до значень, що відповідають його визначенню в даній роботі відповідно до моделі (1). Значення в [18, 20, 22] множилися на швидкість світла; при цьому враховувалася інша нумерація векторів орторепера Галактичних координат. Значення в [5] множилися

на сталу Габбла, що приймалася 75 км/с/Мпк. Оккуполь у роботі [5] обчислений для каталогів SFI++ та Deerp, а також для "композитного каталогу". Ми використали оцінку для композитного каталогу. В табл. 9 подані компоненти оккуполья для вибірок глибиною 10000 км/с, оскільки в [22, 5] подані ці дані лише для даної глибини. У [18, 20, [5] подані значення не безслідного тензора оккуполья O_{ijk} , а симетричного 10-параметричного тензора $\tilde{O}_{ijk} = O_{ijk} + P_{(i}\delta_{jk)}$ (оккуполь плюс "слід оккуполья" за термінологією [18]). Наведені в цих роботах похибки \tilde{O}_{ijk} не дають можливості точно оцінити похибки O_{ijk} (невідомі всі компоненти коваріаційної матриці), тому для цих визначень похибки в табл. 9 не наводяться.

Таблиця 8. Компоненти оккуполья в DO-моделі

Компонента	$S, N = 2724$ (2.1)	$S_{10}, N = 2568$ (3.2)	$S_8, N = 1289$ (4.4)	$S_6, N = 1735$ (5.2)
O_{112}	0.20±0.34 (0.35)	0.81±0.44 (3.5)	0.71±0.55 (1.7)	0.11±0.82 (0.02)
O_{113}	-0.43±0.24 (3.2)	-0.58±0.31 (3.5)	-1.33±0.42 (10.0)	-1.75±0.68 (6.7)
O_{122}	-0.07±0.37 (0.04)	0.49±0.48 (1.1)	1.95±0.57 (11.6)	1.80±0.87 (4.3)
O_{223}	0.84±0.25 (11.3)	0.29±0.34 (0.8)	-0.35±0.42 (0.7)	-1.68±0.71 (5.7)
O_{133}	0.24±0.26 (0.9)	0.58±0.35 (2.8)	0.52±0.47 (1.2)	-0.37±0.78 (0.2)
O_{233}	0.04±0.27 (0.02)	0.73±0.38 (3.7)	-0.25±0.50 (0.2)	-2.76±0.79 (12.2)
O_{123}	-0.19±0.19 (1.0)	0.47±0.27 (3.1)	0.46±0.36 (1.7)	0.13±0.56 (0.05)

Таблиця 9. Порівняння значень оккуполья в різних роботах

Параметр	[18] (1)	[20] (2)	[22] (3)	[5] (4)	$S_{10}, N = 2568$ (5)
$O_{112} \equiv O_1$	-0.87	-0.29	-0.60±0.63	1.25	0.81±0.44 (3.5)
$O_{113} \equiv O_2$	0.67	1.43	0.90±0.45	0.52	-0.58±0.31 (3.5)
$O_{122} \equiv O_3$	-1.08	-1.52	-0.87±0.66	-0.28	0.49±0.48 (1.1)
$O_{223} \equiv O_4$	-0.94	0.15	0.30±0.54	0.02	0.29±0.34 (0.8)
$O_{133} \equiv O_5$	0.27	0.94	2.01±0.54	1.24	0.58±0.35 (2.8)
$O_{233} \equiv O_6$	1.51	1.63	1.65±0.60	0.67	0.73±0.38 (3.7)
$O_{123} \equiv O_7$	0.54	0.81	1.10±0.37	0.50±0.41	0.47±0.27 (3.1)

Порівняння показує суттєву розбіжність у визначеннях оккуполья. Для об'єктивної оцінки різниці у р-й та q-й оцінках ми обчислюємо величини

$$\sigma^{pq} = \left\{ \sum_{i=1}^7 \varepsilon_i [o_i^{(p)} - o_i^{(q)}]^2 / 7 \right\}^{1/2} \tag{7}$$

де $\varepsilon_i = 1, i = 1, \dots, 6, \varepsilon_7 = 3/2$. Найбільш близькими виявилися визначення (1) та (2), $\sigma^{12} = 0.64$, (2) та (3), $\sigma^{23} = 0.57$, (4) та (5), $\sigma^{45} = 0.54$. Те, що близькими є визначення (1) та (2), (2) та (3) є зрозумілим, оскільки відповідні вибірки (2) та (3) були отримані послідовним поповненням та корекцією даних вибірки (1) галактик з каталогу RFGC при однакової методиці опрацювання даних. При цьому за дві послідовні корекції даних оцінки суттєво розійшлися ($\sigma^{13} = 0.88$). Звертає увагу відносна близькість визначень (4) та даної роботи ($\sigma^{45} = 0.54$). Три визначення на основі RFGC-каталогу [18, 20, 22], є далекими від визначення [5], $\sigma^{14} = 1.02$, $\sigma^{24} = 0.90$, $\sigma^{34} = 0.93$ відповідно і ще далі вони знаходяться від визначень даної роботи: $\sigma^{15} = 1.05$, $\sigma^{25} = 1.16$, $\sigma^{35} = 1.14$.

6. Висновки. В даній роботі отримано оцінки мультипольних складових релятивістської моделі (1) поля швидкостей на основі списку відстаней та пекулярних швидкостей для 2724 плоских галактик з каталогу 2MFGC. Значущості за Фішером частини тензорних складових моделей (1) на нашому статистичному матеріалі виявилися низькими. Тому було розглянуто ті частинні випадки моделі (1), у яких всі тензорні складові є значущими (значущі моделі) для всіх чотирьох вибірок (найбільшої вибірки S та трьох вибірок, що отримані обмеженням відстані значеннями 10000 км/с (S_{10}), 8000 км/с (S_8) та 6000 км/с (S_6)). Прийняття до уваги значущих тензорних складових моделей, а не їх компонент, забезпечує "інваріантність значущості" при зміні кутових координат.

Було враховано очевидну скорельованість диполя D і квадратичного диполя P, а також квадруполя Q і квадратичного квадруполя L, як тензорів однакової структури, які входять в модель з множниками, що є різні степені відстані. За цієї причини було розглянуто 17 моделей, у яких скорельовані величини не входять парами. Обчислення показали, що для максимальної вибірки S та підвибірок S_{10} і S_8 всі моделі з трьома складовими не є значущими. Двоскладові моделі DQ, DO, DL виявилися значущими для всіх чотирьох вибірок. Їх було далі використано для оцінки диполя, квадруполя, оккуполья та квадратичного квадруполя. Для визначення квадратичного диполя P використовуємо PQ-модель.

Обчислення диполя показало близькість визначень між собою та слабке зростання модуля швидкості від ~150 км/с для найменш глибокої вибірки S_6 до ~200 км/с для максимальної вибірки S. Галактичні довготи апекса дипольної колективної швидкості у всіх визначеннях в межах помилки збігаються з довготою Великого атрактора, а за широтою апекс розташовуються дещо південніше від нього. Всі визначення модуля дипольної швидкості узгоджуються з передбаченнями космологічної Λ CDM-моделі. Квадратичний диполь близький за напрямком до диполя, хоча його широта має значно суттєвішу варіацію зі зменшенням глибини вибірки, ніж широта диполя.

Структура квадруполя виявилася такою, що в базисі, утвореному з власних векторів, він приблизно пропорційний матриці $diag(1,0,-1)$. Таку структуру матриці припливних сил можна отримати від двох центрів тяжіння з перпендику-

лярними напрямками, а маси та відстані до яких зв'язані співвідношенням $2M_2/M_1 = (R_2/R_1)^3$. Можлива також більш складна "хрестоподібна" конфігурація з врахуванням центрів тяжіння в опозиційних напрямках. Отримано, що власний вектор з найбільшим власним значенням для всіх вибірок "прив'язаний" до області неба розмірами $\sim 40^\circ$, що містить Великий атрактор та Концентрацію Шеплі. Відзначимо, що у роботах [18, 16, 31] структура квадруполя також приблизно пропорційна $diag(1,0,-1)$.

Якщо квадруполь можна трактувати як "анізотропну сталу Габбла", $H(\vec{n}) = H_0(1 + Q_{ij}n^i n^j)$, то з врахуванням квадратичного квадруполя – як "анізотропну та просторово неоднорідну сталу Габбла", $H(\vec{n}) = H_0(1 + Q_{ij}n^i n^j + c^{-1}H_0 d_A L_{ij} n^i n^j)$. Відзначимо, що оцінка L в роботі [19] (див. також [21]) на вибірках галактик з каталогу RFGC показала неправдоподібно великі значення компонент тензора конформної кривини Вейля, пов'язаного з тензором.

Отримані оцінки октуполя (див. табл. 9) було порівняно з визначеннями інших авторів. Найбільш близькими до наших виявилися оцінки роботи [5]. Вдвічі далі з використанням міри близькості (7) наші визначення виявилися від визначень в [18, 20, 22] на основі галактик каталогу RFGC, так само, як ці визначення від визначення в [5]. Неузгодженість визначень октуполя пояснюється низьким рівнем значущості його оцінок як наслідком значних похибок у спостережних даних, а також різницею у вибірках, методах опрацювання даних, модифікаціях залежності Таллі-Фішера для обчислення відстаней тощо.

Загальний висновок такий: для робастної оцінки тензорних параметрів релятивістської моделі (1) поля швидкостей галактик необхідні більш глибокі вибірки галактик з мінімальними шумами у спостережних даних. Можливо, що таку можливість можуть дати огляди галактик наступного покоління, такі як EUCLID [35], LSST [36].

Автор дякує С.Л. Парновського за стимулювання даної роботи.

Список використаних джерел

1. Lauer T.R., Postman M. The motion of the Local group with respect to the 15000 kilometer per second Abell cluster inertial frame // *Astroph. J.* – 1994. – Vol. 425. – P. 418–438.
2. Willick J.A. The Las Campanas observatory/Palomar 10000 kilometer per second cluster survey. II. Constrains on large-scale streaming // *Astroph. J.* – 1999. – Vol. 522. – P. 647–660.
3. Hudson M.J., Smith R.J., Lucey J.R. et al. A large-scale bulk flow of galaxy clusters [Текст] // *Astroph. J.* – 1999. – Vol. 512. – P. L79–L82.
4. Watkins R., Feldman H.A., Hudson M.J. Consistently Large cosmic flows on scales $100h^{-1}$ Mpc: a challenge for the standard CDM cosmology // *MNRAS.* – 2008. – Vol. 392, Issue 2. – P. 743–756.
5. Feldman H.A., Watkins R., Hudson M.J. Cosmic flows on $100h^{-1}$ Mpc scales: standardized minimum variance bulk flow, shear and octupole moments // *MNRAS.* – 2010. – Vol. 407, Is. 4. – P. 2328–2338.
6. Nusser A., Davis M. The cosmological bulk flow: consistency with Λ CDM and $z=0$ constraints on σ_8 and γ // *Astroph. J.* – 2011. – Vol. 736. – Article id. 93 (9 pp)
7. Springob C.M., Masters K. L., Haynes M.P. et al. SFI++ II: A new I-band Tully-Fisher catalog, derivation of the peculiar velocities and dataset properties // *arXiv:0705.0647*.
8. Kashlinsky A., Atrio-Barandela F., Kocevsky D., Eveling H. A measurement of large-scale peculiar velocities of cluster of galaxies: results and cosmological implications // *Astroph. J.* – 2008. – Vol. 686. – P. L49–L52.
9. Kashlinsky A., Atrio-Barandela F., Eveling H. et al. A new measurement of the bulk flow of X-ray luminous clusters of galaxies // *Astroph. J.* – 2010. – Vol. 712. – P. L81–L85.
10. Keisler R. The statistical significance of the "dark flow" // *Astroph. J.* – 2009. – Vol. 707. – P. L42–L44.
11. Osborne S.J., Mak D.S.Y., Church S.E., Pierpaoli E. Measuring the galaxy cluster bulk flow from WMAP data // *The Astroph. J.* – 2011. – Vol. 737. – Article id. 98 (20pp).
12. Dai D.-C., Kinney W.H., Stojkovic D. Measuring the cosmological bulk flow using the peculiar velocities of supernovae // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* – 2011. – Issue 04. – Article id. 15.
13. Colin J., Mohayaee R., Sarkar S., Shafieloo A. Probing the anisotropic local universe and beyond with SNIa data // *MNRAS.* – 2011. – V. 414. – P. 264–271.
13. Turnbull S.J., Hudson M.J., Feldman H.A. et al. Cosmic flows in the nearby Universe from Type Ia Supernovae // *MNRAS.* – 2012. – Vol. 420, Is. 1. – P. 447–454.
14. Lilje P.B., Yahil A., Jones B.J.T. The tidal velocity field in the Local supercluster // *Astroph. J.* – 1986. – Vol. 307. – P. 91–96.
15. Hoffman Y., Edgar A., Zaroubi S., Dekel A. The large-scale tidal velocity field // *arXiv: astro-ph/0102190*.
16. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. The revised Flat Galaxy Catalogue // *Bull. SAO.* – 1999. – Vol. 47. – P. 5–185.
17. Парновский С.Л., Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Караченцев И.Д. Коллективное движение плоских галактик на масштабах 100 Мпк в квадруполюм и октупольном приближениях // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т. 27, № 12 – С. 890–900.
18. Парновский С.Л., Гаїдамака О.З. Определение параметров релятивистских моделей коллективного движения галактик по наблюдательным данным // Кинематика и физика небесных тел. – 2004. – Т. 20, № 6. – С. 477–488.
19. Парновский С.Л., Тугай А.В. Коллективное движение плоских галактик на масштабе 100 Мпк с использованием новых данных // Письма в Астрон. журн. – 2004. – Т. 30, № 5 – С. 1–11.
20. Parnovsky S.L., Parnowski A.S. Large-scale collective motion of RFGC galaxies in curved space-time // *Astroph. & Sp. Sci.* – 2011. – Vol. 331. – P. 429–440.
21. Parnovsky S., Parnowski A. Yet another sample of RFGC galaxies // *Astroph. & Sp. Sci.* – 2013. – Vol. 343, Issue 2. – P. 747–754.
22. Feldman H.A., Watkins R. Bulk flow and shear moments of the SFI++ survey // *MNRAS.* – 2008. – Vol. 387. – P. 825–829.
23. Кудря Ю. М., Александров О.М. Релятивістське моделювання великомасштабного руху галактик // Журн. фіз. досл. – 2002. – Т. 6, № 4. – С. 472–475.
24. Кудря Ю.М., Александров О.М. Релятивістська поліноміальна модель великомасштабного руху галактик // Вісник Київ. ун-ту. Астрон. – 2004. – № 39–40. – С. 130–135.
25. Пирагас К.А., Жданов В.И., Александров А.Н. и др. Качественные и аналитические методы в релятивистской динамике // М. Энергоатомиздат, 1995. – 448 с.
26. Mitronova S.N., Karachentsev I.D., Karachentseva V.E. et al. The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog // *Bull. spec. Astroph. Observ.* – 2004. – V. 57. – P. 5–165.
27. Караченцев И.Д., Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Митронова С.Н. Пекулярные скорости 3000 спиральных галактик из каталога 2MFGC // Астрофизика. – 2006. – Т. 49, № 4. – С. 527–540.
28. Karachentsev I.D., Kudrya Yu.N., Karachentseva V.E., Mitronova S.N. Peculiar velocities of 2MFGC spirals // *VizieR On-line Data Catalog*, 03/2011.
29. Kogut A., Lineweaver C., Smoot G.F. et al. Dipole anisotropy in the COBE differential microwave radiometers first-year sky maps // *Astroph. J.* – 1993. – Vol. 419. – P. 1–6.
30. Courtois H.M., Hoffman Y., Tully R.B., Gottlober S. Three-dimensional velocity and density reconstructions of the local Universe with Cosmicflows-1 // *Astroph. J.* – 2012. – Vol. 744. – Art.id. 43 (12pp).
31. Bachall N.A., Soneira R.M. A supercluster catalog // *Astroph. J.* – 1984. – V. 277. – P. 27–37.
32. Einasto M., Tago E., Jaaniste J. et al. The supercluster-void network. I. The supercluster catalogue and large-scale distribution // *Astron. Astroph. Suppl. Ser.* – 1997. – Vol. 123. – P. 119–133.
33. Parnovsky S.L., Parnowski A.S. Large-scale collective motion of RFGC galaxies // *Astroph. & Sp. Sci.* – 2010. – V. 325, Is. 2. – P. 163–175.
34. Laureijs R. Euclid: Mapping the geometry of the Dark Universe // *arXiv: 0912.0914*.
35. LSST Science Collaboration, LSST Science Book // *arXiv: 0912.0201*.

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

МУЛЬТИПОЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ ГАЛАКТИК КАТАЛОГА 2MFGC

З використанням опублікованих раніше (VizieR On-line Data Catalog: J/other/Ap/49.450, 03/2011) пекулярних швидкостей та відстаней для 2724 галактик з каталогу 2MFGC, проведено мультипольний аналіз поля швидкостей на основі релятивістської геодезичної октупольної моделі. Значущості частини тензорних складових моделі на нашому статистичному матеріалі виявились достатньо низькими, причому такими, що зазнають суттєвих коливань в залежності від глибини вибірки. Тому було проведено спрощення моделей шляхом відкидання найменш значущих тензорних складових окремо для чотирьох вибірок (повної вибірки з 2724 галактик та її трьох підвибірок з обмеженнями глибини значеннями 10000 км/с, 8000 км/с та 6000 км/с). Приймаючи до уваги суттєву кореляцію між диполем та квадратичним диполем, квадруполем та квадратичним квадруполем, було визначено оптимальні моделі, єдині для всіх вибірок, з максимальною кількістю значущих тензорних компонент, в рамках яких є коректним оцінка певного мультиполя. У всіх визначеннях дипольна складова узгоджується за величиною з передбаченням космологічної Λ CDM-моделі. Структура квадруполя у всіх випадках виявилася близькою до такої, що відповідає агломераціям матерії у двох перпендикулярних напрямках. Проведено порівняння наших визначень старших мультиполів з визначеннями в інших роботах.

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

MULTIPOLE ANALYSIS OF THE VELOCITY FIELD OF THE 2MFGC GALAXIES

Using previously published (VizieR On-line Data Catalog: J/other/Ap/49.450, 03/2011) individual peculiar velocities and distances for 2724 galaxies from 2MFGC catalog, multipole analysis of the velocity field was carried out based on relativistic geodesic octupole model. Significances of the tensor components of the model in our statistical material were found to be rather low, and they are subject of significant fluctuations depending on the depth of the sample. Therefore a simplification of the model was carried out discarding the least significant tensor components, and this was done separately for the four samples (total sample of 2724 galaxies and its three subsamples with the depth values of 10000 km/s, 8000 km/s and 6000 km/s). Taking into account the significant correlation between the dipole and the quadratic dipole, quadrupole and quadratic quadrupole, it was defined optimal models, which are the same for all subsamples, with maximum number of significant tensor components, in which there is a correct estimation of certain multipoles. All our dipole determinations are in an agreement with Λ CDM cosmological model. Quadrupole structure in all cases was close to that corresponding to agglomeration of matter in two perpendicular directions. The comparison of our high multipoles determinations with the results in other studies was conducted.

УДК 521.96, 520.338, 52-14

С. Шатохіна, мол. наук. співроб.,
Л. Казанцева, канд. фіз.-мат. наук,
В. Андрук, наук. співроб.,
Ю. Процюк, канд. фіз.-мат. наук

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка
Головна Астрономічна Обсерваторія НАН України

СИСТЕМА ПЛУТОНА З ОЦИФРОВАНИХ ЗОБРАЖЕНЬ ФОТОГРАФІЧНИХ ПЛАТІВОК

Планетна система Плутона внаслідок своєї віддаленості, недавнього відкриття компонентів та недостатності спостережних даних залишається недостатньо вивченою. Сучасний підхід до переопрацювання ранніх спостережень Плутона з використанням нових технологій вимірювань та обробки може бути ефективним для побудови моделей планетної системи та теорії її руху. Як результат об'єднання зусиль трьох українських обсерваторій – учасників проекту УкрВО – зібрані, оцифровані й опрацьовані спостереження Плутона за 1961–1990 рр., що увійшли до об'єднаного архіву УкрВО. З використанням єдиних методик оцифрування астрономічних даних і подальшої їх обробки для спостережень 5 телескопів отримано каталог положень і зоряних величин системи Плутона. Проведено аналіз отриманих (O-C) положень та зоряних величин по відношенню до сучасних стандартних ефемерид руху планети та порівняння з результатами обробок інших авторів.

Вступ. Наземні спостереження Плутона, зокрема фотографічні ХХ сторіччя, залишаються важливим джерелом інформації для створення чисельних ефемерид і побудови теорій руху планетної системи. Сучасний підхід до переопрацювання ранніх спостережень з використанням нових технологій вимірювань і обробки може бути ефективним для уточнення як положень небесних об'єктів, так і вивчення особливостей їхніх поверхонь через оцінку змін яскравостей. Роботи з переопрацювання старих фотографічних спостережень вже дозволили отримати певні результати. Для накопичення та можливості оперативного обміну астрономічними даними у 2002 р. запрацював міжнародний проект Альянсу віртуальних обсерваторій, до якого у 2011 р. підключилась і Українська віртуальна обсерваторія (УкрВО). Відновлення та використання на якісно новому рівні точності цінних астрономічних спостережних даних є однією з задач УкрВО.

Фотометричні оцінки планетної системи Плутона. З моменту відкриття наземні спостереження далекого об'єкту околиць Сонячної системи ще не дозволили відспостерігати повну орбіту планети. Умови її видимості з земної поверхні, малий кутовий розмір та слабка яскравість ускладнюють спостереження, а космічні спостереження тривають не так давно. Тому залишається багато невизначеностей в питаннях руху, моделі планетної системи та фізичних особливостей Плутона. Ексцентриситет його орбіти, в поєднанні з великим нахилом, викликає суттєві зміни сонячної інсоляції, що має привести до змін на поверхні та атмосферних варіацій. Але складна геометрія видимості планети викликає доволі великі модуляції в фотометрії, які не мають нічого спільного з зазначеними змінами. Щоб зрозуміти сезонну мінливість поверхні Плутона, важливо мати змогу відокремити її від так званих геометричних варіацій, а це можливо зробити лише шляхом аналізу великих рядів спостережень на тривалих проміжках часу, охопивши якнайбільшу ділянку орбіти.

Подібні дослідження розпочались у 70-х роках минулого століття. Спостереження велись різними методами. Наприклад, на основі обробки 50-ти фотографічних та фотоелектричних спостережень на Північній станції ДАІШ пері-

оду 1953–1983 рр. були уточнені значення періодів змін яскравості Плутона та виявлено максимальну яскравість почервоніння при фазах 0.6–0.7 і збільшення асиметрії кривої блиску планети [1], вперше помічену у 1973 р. [2]. Причому фотографічні спостереження показали меншу яскравість планети, ніж фотоелектричні. Фотометричні спостереження Плутона 1988 р. з 1-м телескопом Інституту астрофізики Таджикистану (Санглок) підтвердили зниження яскравості планети з часом та асиметричність кривої блиску [3]. Сумарні криві блиску 1954–1993 рр. показали збільшення амплітуди змін, додані до них BVR-виміри 1999 р., виконані в обсерваторії Тейбл-Маунтін (Каліфорнія, США), та порівняння їх з модельними кривими, дозволили прийти до висновку, що зміни блиску можуть бути викликані ефектами складної геометрії видимості планети [4]. Спостереження космічної місії 2002–2003 рр. переконливо довели періодичні зміни яскравості Плутона, які можна пояснити існуванням декількох сезонів на планеті та відповідними змінами альbedo планети [5]. Подальше накопичення спостережень, аналіз кривих блиску Плутона та Харону, порівняння їх зі статичними моделями, побудованими на основі зображень, отриманих телескопом Хаббл, дозволяють зрозуміти складну сезонність змін поверхні планети [6]. Але, враховуючи невеликий відрізок часу спостережень планети позаатмосферно, неможливо відтворити повну модель без залучення результатів ранніх наземних спостережень.

Опис методики та результати. Внаслідок об'єднання зусиль 3-х українських обсерваторій – учасників проекту УкрВО [7, 8] – зібрані, оцифровані й опрацьовані спостереження Плутона за 1961–1990 рр., що є в архівах бази даних УкрВО. З використанням єдиних методик оцифрування астронегативів й подальшої їх обробки для всіх спостережень цих обсерваторій отримано каталог [9] 58 положень і В зоряних величин системи Плутона, широко розподілених за часом по орбіті на проміжку 30 років. Але, на жаль, вони не рівномірно розподілені на цьому інтервалі часу, внаслідок чого існує зовсім не заповнений спостереженнями період 1969–1978 рр., але переважна кількість всіх спостережень отримана в 1979–1990 рр. Це зауваження в подальшому додає незручностей в аналізі отриманих даних і перешкоджає узагальненню результатів. Хоча всі дані отримані за єдиними методиками оцифрування платівок й подальшої обробки сканів, очікувалось одержати похибки, дуже подібні за величиною й джерелами їх виникнення для спостережень кожного з 5 телескопів 3-х обсерваторій. В верхній частині таблиці 1 для кожного з телескопів подані результати порівнянь отриманих нами положень Плутона з ефемеридними. З метою порівнянь з аналогічними нашими результатами [10, 11] за класичною методикою та других авторів [12, 13] з Пулково і Балдоне пороховані такі ж дані, які приведені в нижній частині таблиці 1. Для всіх даних використана ефемерида JPL PLU43-DE431 [14]. З огляду даних таблиці – середні значення О-С по координаті δ та їх середньоквадратичні похибки подібні по всіх телескопах. По координаті α спостерігається не тільки різні середні значення, а й більший розкид О-С відносно середніх значень. За результатами інших авторів значення цих величин інші, хоча великий розкид теж спостерігається. Як відомо, на положення Плутона мають вплив різні кінематико-динамічні параметри системи Плутона. Можливо, дослідження і врахування ефектів їх впливу дозволить покращити наші середньоквадратичні похибки.

Таблиця 1. Результати порівняння отриманих положень Плутона с ефемеридою JPL PLU43-DE431

Телескоп	Кількість положень	(O-C) $_{\alpha}$ arcsec	(O-C) $_{\delta}$ arcsec	σ_{α} arcsec	σ_{δ} arcsec	B-V $_m$
Результати цифрових зображень фотоплатівок з Плутоном						
ПДА ГАО	2	.62	-.32	\pm .63	\pm .01	1.29
ПША ГАО	23	.20	-.15	.52	.58	0.07
АМР КАО	22	-.29	-.15	.73	.52	1.27
АЗТ КАО	2	.08	-.19	.54	.14	0.37
ЗА МАО	9	.27	-.38	.72	.51	1.69
Σ	58	.04	-.19	.68	.52	.79 \pm .90
Результати минулих класичних обробок платівок з Плутоном						
ГАО	21	-.02	.19	.61	.44	–
КАО	13	-.61	.01	.58	.48	–
Результати інших авторів						
Балдоне – 1991–1994						
Schmidt telescope	29 (1991–1992)	.43	.25	.20	.36	–
	42 (1991,1992,1994)	.28	.08	.32	.42	–
Пулково – 1999 ПЗС						
ЗА-320	18	.06	.48	.22	.13	–

Окрім точних положень в процесі обробки оцифрованих зображень фотоплатівок одержані зоряні величини всіх зафіксованих об'єктів. Оскільки опорним каталогом був каталог зірок Tycho-2, то зоряні величини В(Т), як і координати, отримані в системі цього каталогу. Ми спробували використати наші дані для підтвердження окремих фотометричних результатів, отриманих саме в тих роках авторами роботи [3]. Це – довгочасове послаблення інтегрального блиску Плутона ($\sim 0.^m3$ за 30 років в В-смузі), монотонне збільшення показника кольору В-V ($\sim 0.^m004$ /рік).

На інтервалі 30 років наших спостережень геоцентричні і геліоцентричні відстані Плутона зменшилися приблизно на 5 а.о., що проілюстровано рис. 1.

В момент 1989-09-05 планета досягла найменшої відстані до Землі і Сонця (перигелій), після чого вона знов віддалятиметься. (Окрім цього, на інтервалі 1986–1990 відбувалися взаємні затемнення й покриття Плутона і Харона, які настають раз на 124 роки). Також існує залежність зоряних величин планети від її фазового кута, який змінювався протягом часу спостережень в межах 2 градусів. Для виключення впливу цих зазначених факторів була проведена редукція до середньої опозиції всіх отриманих зоряних величин В(Т) Плутона за формулами:

$$M_{mo} = M_o - 5 \lg \left[\frac{r}{a(a-1)} \right] - \Delta m(\alpha)$$

$$\Delta m(\alpha) = \alpha \beta$$

де M_{mo} – зоряна величина, віднесена до середньої опозиції, M_o – спостережувана, r та l – гео- та геліоцентричні відстані, a – велика піввісь орбіти Плутона, $\Delta m(\alpha)$ – фазова функція, α – фазовий кут.

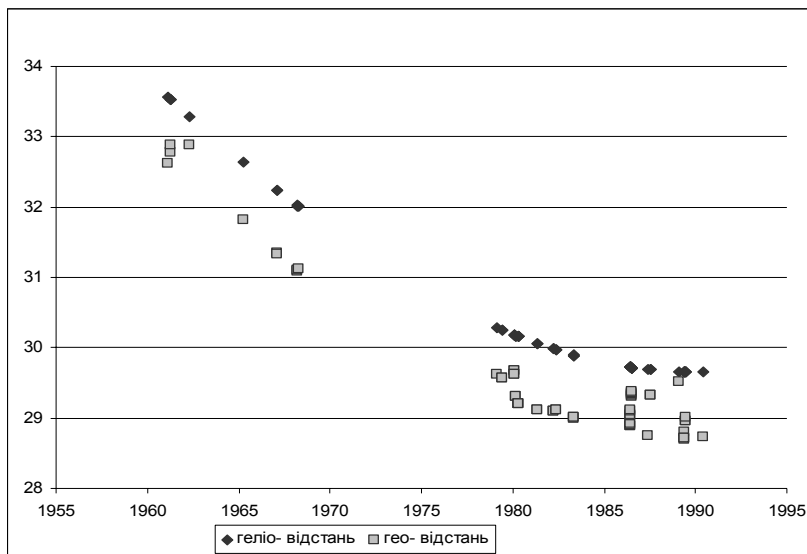


Рис. 1. Зміни геоцентричних і геліоцентричних відстаней Плутона протягом спостережень 1961–1990 рр.

Значення лінійного фазового коефіцієнта $\beta = 0.041$ зор.вел./град. було використано з [3]. Його величина підтвержується розподілом по фазових кутах ефемеридних значень приблизної візуальної зоряної величини M_{Verh} (Плутон+Харон), обчислених для наших спостережень за ефемеридою JPL PLU43-DE431 (рис. 2). Зауважимо, що ефемеридні M_V теж були редуковані до середньої опозиції. А, порівнюючи опубліковані в роботі [3] спостережні зоряні величини M_V Плутона і ефемеридні M_{Verh} , отримана різниця $V - V_{Verh}$, яка дорівнює $\sim 0.3^m$.

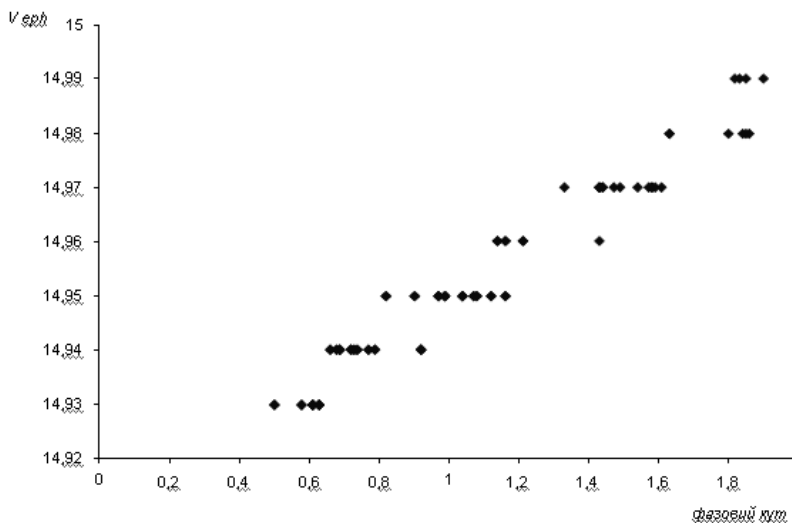


Рис. 2. Розподіл по фазових кутах ефемеридних значень M_{Verh} , редукованих до середньої опозиції

На рис. 3 приведено часовий розподіл редукованих до середньої опозиції (з урахуванням фазової функції) зоряних величин $V(T)$, отриманих нами по спостереженнях на всіх телескопах. На цьому рисунку додатково для порівняння в іншій V -смузі нанесені ефемеридні M_{Verh} (DE431) і опубліковані M_V величини Плутона, отримані в 1988 на телескопі Санглок.

За даними рисунка спостерігається "провал" спостережень на ДША телескопі у порівнянні із іншими, що можна пояснити різними фотометричними системами телескопів. Зоряні величини, одержані по спостереженнях на ДША, близькі за величиною до візуальних M_V .

На рис. 4 зображені усереднені значення $V(T) - V_{Verh}$ для кожного телескопа у порівнянні з результатами інших авторів. Середня квадратична похибка обрахунку зоряної величини $V(T)$ на фотопластинці по всіх телескопах складає 0.3^m . Але для кожного з телескопів розкид окремих значень від середнього великий (середньоквадратичне відхилення $\sigma = (0.5 \div 0.7)^m$ для різних телескопів). З огляду на рисунок, значення $V(T) - V_{Verh}$ для кожного телескопа мають не тільки великий розкид, але й систематично зміщені. Це можна пояснити неідентичністю фотометричних систем телескопів і додати до отриманих значень $V(T)$ деяку постійну для кожного телескопа величину, щоб таким чином позбавитися систематичних невідповідностей. Для телескопів ЗА МАО і АМР КАО вона приблизно дорівнює $\sim -0.5^m$, а для ПША ГАО $\sim +1.0^m$. Або причина цих зміщень інша.

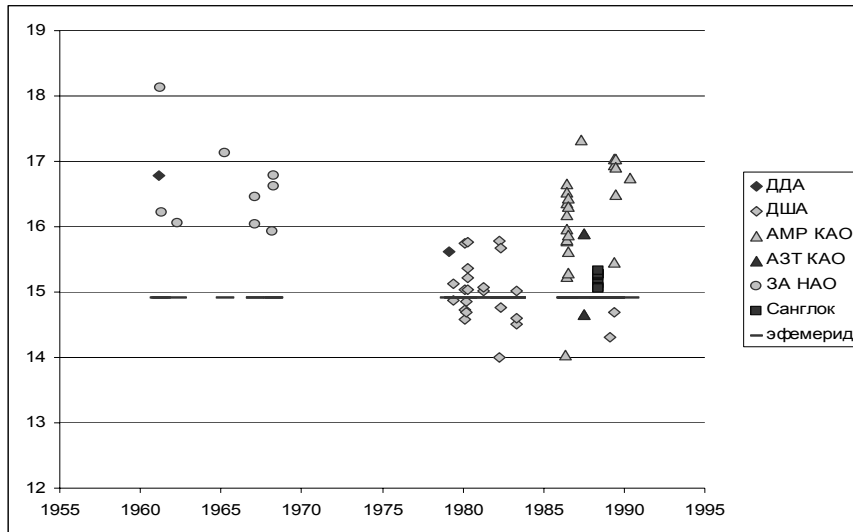


Рис. 3. Розподіл за часом зоряних величин $V(T)$ по даних цифрових зображень фотоплатівок

В той же час використана методика обробки, протестована на інших програмах та об'єктах досліджень, показує узгодженість результатів та їхню достовірність [15, 16]. Для перевірки точності фотометричних оцінок Плутона додатково була проведена наступна процедура. Для телескопа ЗА МАО, кожна фотоплатівка була просканована 6 разів і кожен скан пройшов окрему обробку. Хоча зоряна величина Плутона на охопленому періоді спостережень 1961–1968 р. змінювалась від $15,1$ до $17,4^m$, середнє квадратичне відхилення визначень зоряної величини для кожної платівки по 6-ти сканах становить близько $0,02^m$. Крім того, для кожної платівки були оцінені середні радіуси зображень зірок певних зоряних величин (прив'язаних до опорного каталогу) та інтенсивність центру зображення в умовних одиницях та порівняні з відповідними величинами для Плутона (рис. 5.). Отримане порівняння підтверджує достовірність результатів. Варто врахувати, що зображення Плутона, маючи середні кутові розміри близько $0,1''$, на фотографічних зображеннях має мало відрізнятися від зображень зірок, тільки більш розмите.

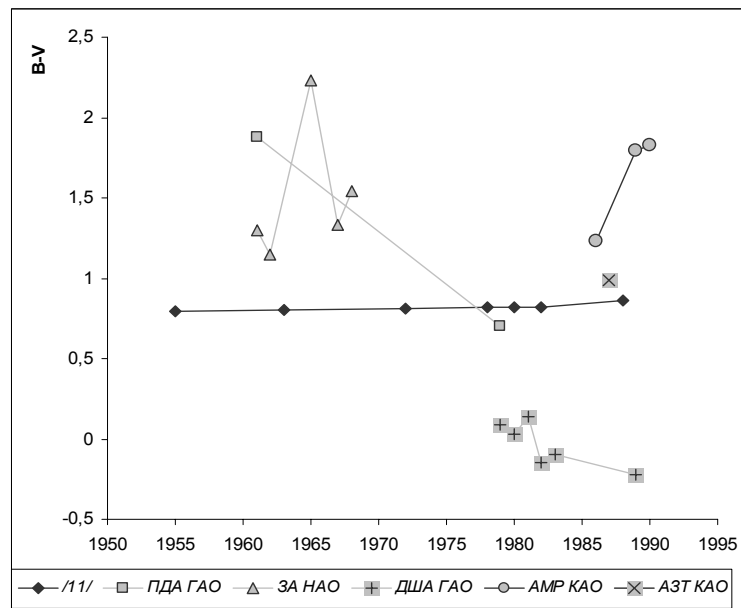


Рис. 4. Значення показників кольору $V(T)-V_{срн}$, отриманих за цифровими зображеннями фотоплатівок у порівнянні з опублікованими в роботі [3]

Висновки. Опрацювання оцифрованих астрономічних фотографічних знімків попередніх років розширює діапазон спостережних даних, дає можливість підвищити точність отриманих результатів з врахуванням нових даних та методик обробки. В той же час, алгоритми та методи цих опрацювань ще до кінця не апробовані, залишається багато не вивчених питань і не зрозумілих, поки що не пояснених результатів.

Щоб отримати вірогідний часовий тренд зоряних величин, зазначений в роботі [3], необхідне продовження досліджень в напрямку вивчення фотометричних систем використаних телескопів і з'ясування причин отриманих систематичних зміщень. Якби розподіл по часовому проміжку наших спостережень був більш рівномірним, можливо, можна було б отримати тренд по кожному телескопу окремо, не зважаючи на зазначені перепони.

Висловлюємо вдячність с.н.с. ГАО НАНУ Кулик І.В. за допомогу в обговоренні фотометричних результатів роботи.

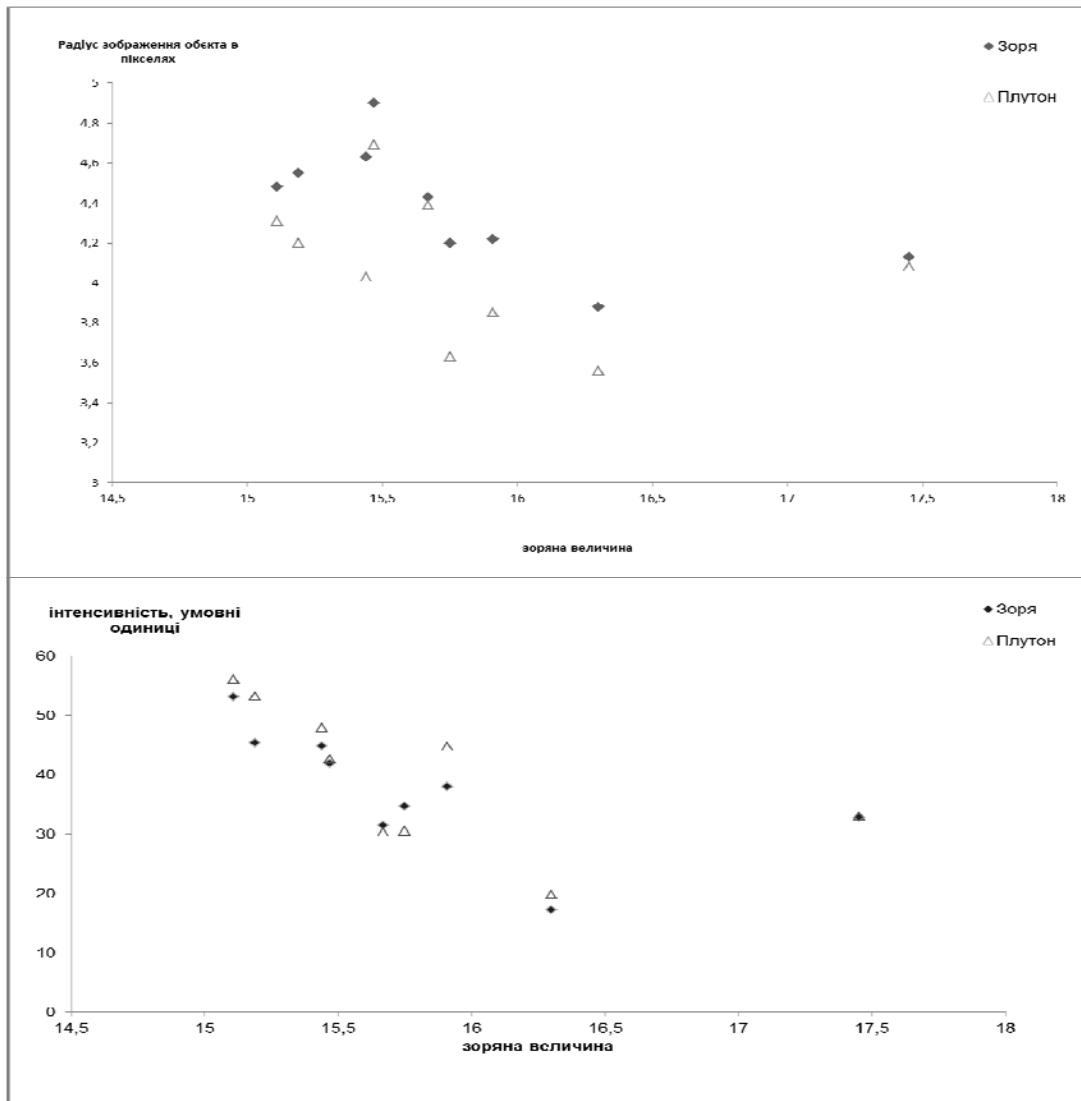


Рис. 5. Порівняння розмірів зображень зірок на знімках з зображеннями Плутона на фотоплівках ЗА НАО (згори) та відповідних величин інтенсивності центру зображень (знизу)

Список використаних джерел

1. Лютый В.М., Тарашук В.П. Фотометрические исследования Плутона вблизи перигелия. II. Уточнение периода вращения. Показатели цвета // Письма в Астрон. журн. – 1984. – V. 10, N. 7 – P. 542–548.
2. Anderson L.E., Fix J.D. Pluto. New photometry and determination of the axis of rotation // Icarus – 1973. – Vol. 20? N 1 – P. 279–283.
3. Аврамчук В.В., Рахимов В.Ю., Чернова Г.П., Шавловский В.И. Фотометрия и поляриметрия Плутона вблизи перигелия // Кинематика и физика неб. тел – 1992 - Т. 8, № 4. – С. 37–45.
4. Buratti B.J., Hillier J.K., Heinze A., Hicks M.D. Pluto: Photometric evidence for volatile transport? // Bul. AA S – 2000. – Vol. 32 – P. 1082.
5. Buie M., Grundy W., Young E., Young L., Stern A. Pluto and Charon with the Hubble Space Telescope. I. Monitoring Global Change and Improved Surface Properties from Light Curves // The Astr. Journ. – 2010. – Vol. 139, N. 3 – P. 1117–1127.
6. Buratti B. J., Dalba P. A., Hicks M., Chu D., O'Neill A., Chesley J. P. Volatile Transport on Pluto: First Results from the 2013 Observing Season // American Geophysical Union, Fall Meeting – 2013. – abstract #P51B-1743.
7. Вавилова И.Б., Пакуляк Л.К., Шляпников А.А., Процюк Ю.И., Саваневич В.Е., Андронов И.Л., Андрук В.Н., Кондрашова Н.Н., Бакланов А.В., Головин А.В., Федоров П.Н., Ахметов В.С., Исак И.И., Мажаев А.Э., Головня В.В., Вирун Н.В., Золотухина А.В., Казанцева Л.В., Вирнина Н.А., Бреус В.В., Кашуба С.Г., Чинарова Л.Л., Кудашкина Л.С., Епишев В.П. Астроинформационный ресурс Украинской виртуальной обсерватории (УкрВО): объединенный архив данных наблюдений, научные задачи и программное обеспечение // Кинематика и физика небес. тел. – 2012 – Т. 28, N 2. – с. 59–80.
8. Pakuliak L. DBGPA V2.0, <http://gua.db.ukr-vo.org/>
9. Казанцева Л.В., Шатохина С.В., Процюк Ю.И., Ковылянская О.Э., Андрук В.Н. Результаты обработки оцифрованных фотографических наблюдений Плутона из коллекций УкрВО // КФНТ – 2014 (в друці).
10. Тельнюк-Адамчук В.В., Пасечник С.В. Результаты позиционных астрофотографических наблюдений Плутона // Вестн. Киев. Ун-та. Астрономия – 1989 – 31 – С. 82–83.
11. Shatkhina S.V. Astrometric positions of the external planets and their satellites // www.mao.kiev.ua/ast/unp.php
12. Ryl'kov. Equatorial geocentric coordinates of Pluto from the observations 1991–1994 with Baldone Schmidt telescope // Astron. Astrophys., Suppl. Ser., 1996, Vol. 118, P. 105–110.
13. Девяткин А.В. Астрометрические наблюдения системы Плутон-Харон на зеркальном астрографе ЗА-320 в 1999 // Известия ГАО № 214, с. 361–369.
14. Jon. Giorgini HORIZONS Web-Interface <http://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi>.
15. Яценко А.І., Андрук В.М., Шатохіна С.В. Перші результати астрометричної та фотометричної обробки сканованих пліток ПДА ГАО НАНУ // Вісник КНУ ім.Т. Шевченка. Сер. Астрономія – 2011. – Вип. 47 – С. 35–38.
16. Yatsenko A.I., Pakuliak L.K., Andruk V.M., Kazantseva L.V. Re-Processing Kiev Observatory Plates for the Ukraine VO // SCAN-IT PDPP Newsletter – 2013. – N. 6 – P. 6–9.

С. Шатохина, мл. науч. сотрудник,
Л. Казанцева, канд. физ.-мат наук,
В. Андрук, науч. сотрудник,
Ю. Процюк, канд. физ.-мат наук,
Астрономическая обсерватория Киевского университета имени Тараса Шевченко,
Главная Астрономическая Обсерватория НАН Украины

СИСТЕМА ПЛУТОНА ИЗ ОЦИФРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК

Планетная система Плутона вследствие своей удаленности, недавнего открытия компонент и недостаточности данных наблюдений остается малоизученной. Современный подход к переобработке ранних наблюдений Плутона с использованием новых технологий изменений и обработки может быть эффективным для построения моделей планетной системы и теории ее движения. Как результат совместных усилий трех украинских обсерваторий – участников проекта УкрВО – собраны, оцифрованы и обработаны наблюдения Плутона за 1961–1990 гг., которые вошли в объединенный архив УкрВО. С использованием единых методик оцифровки астрономических негативов и дальнейшей их обработки для наблюдений 5 телескопов получен каталог положений и звездных величин системы Плутона. Проведен анализ полученных (O-C) положений и звездных величин по отношению к современным стандартным эфемеридам движения планеты и сравнение с результатами обработок других авторов.

S. Shatohina, junior researcher,
L. Kazantzeva, Ph.D.,
V. Andruk, researcher,
Yu. Protsiuk, Ph.D.
Astronomical observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv,
Main Astronomical Observatory of the NAS of Ukraine

PLUTO SYSTEM FOR DIGITIZED IMAGES OF PHOTOPLATES

Pluto's planetary system, because of its remoteness, the recent discovery of components and lack of observational data remains understudied. Modern approach to re-processing early observations of Pluto with new technologies and measurements can be an effective treatment for building models of planetary systems and the theory of motion. As a result of combining the efforts of three Ukrainian observatories – the project participants UkrVO - collected, digitized and processed observations of Pluto during 1961–1990 included in the Joint Digital Archive of UkrVO. Using common techniques astronomy negative digitization and further processing for observations obtained 5 telescopes catalogue positions and magnitudes of Pluto. An analysis of the (O-C) in the position and magnitude relative to the current standard ephemeris motion of the planet and comparison with the results of other authors treatments.

УДК 524.8

В. І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.,
О. М. Александров, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.,
О. С. Сташко, студ. фіз. ф-ту

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

МІКРОЛІНЗУВАННЯ ПРОТЯЖНИМИ СТРУКТУРАМИ З СФЕРИЧНО-СИМЕТРИЧНИМ РОЗПОДІЛОМ МАСИ

Розглянуто мікролінзування точкового віддаленого джерела на одиночних протяжних структурах, що можуть представляти згустки темної матерії, з сферично-симетричним розподілом маси без особливості у центрі. Проведено аналітичний аналіз лінзового відображення, визначено області параметрів, що відповідають різній кількості зображень точкового джерела. Розраховано залежності коефіцієнту підсилення від часу (криві підсилення), що виникають при відносному русі джерела та мікролінзи. Показано, що для широкого діапазону параметрів криві підсилення протяжної мікролінзи важко відрізнити від аналогічних кривих в стандартній моделі точкової мікролінзи на сучасному рівні фотометричної точності.

Значні зусилля наукової спільноти направлені на з'ясування мікроскопічної будови темної матерії (ТМ), яка складає приблизно 25 % космологічної густини. На цьому шляху важливо з'ясувати властивості ТМ щодо кластеризації, тобто можливість ТМ утворювати масивні об'єкти на різних масштабах. Нижня межа маси цих об'єктів залежить від конкретної моделі ТМ і може мати порядок $10^{-6} M_{\odot}$ і навіть $10^{-12} M_{\odot}$ [1, 2]. Гравітаційне мікролінзування є слухним засобом для того, щоб підтвердити або заперечити існування подібних структур і тим самим дати аргументи на користь або проти певних теорій ТМ. Існує декілька спостережних програм, таких як EROS, OGLE (див., напр., [3, 4]) та ін., результатом яких є криві блиску віддалених зірок в подіях мікролінзування на проміжних масах нашої Галактики. У випадку мікролінзування на протяжній структурі крива блиску має відрізнитися від кривої блиску у випадку точкової лінзи. Питання полягає в тому, наскільки значні ці відмінності і чи можна їх зареєструвати сучасними засобами. Подібні питання розглядалися в роботах [5-7] шляхом прямого розгляду модельних лінзових відображень. Разом із тим представляє інтерес моделювання виходячи безпосередньо з розподілу маси протяжної структури.

У даній роботі розглянуто процес мікролінзування на протяжному сферично-симетричному утворенні – протяжному згустку з характерним розміром r_s . Зауважимо, що за $r_s \ll R_E$, де R_E – радіус Ейнштейна, що відповідає масі згустку, фактично матимемо задачу з стандартною точковою лінзою; навпаки, за $r_s \gg R_E$ слід очікувати ефекти, аналогічні до задач з сталим розподілом неперервної матерії (зокрема, ТМ), що раніше вивчалися у багатьох роботах. Тому основну увагу приділимо випадку, коли r_s одного порядку з R_E .

Розглянемо сферично-симетричний профіль розподілу густини протяжної мікролінзи

$$\rho(r, z) = \frac{\rho_0 R^\beta}{(r^2 + z^2 + R^2)^{\beta/2}}, \quad (1)$$

записаний у циліндричних координатах r, ϕ, z ; параметр R визначає характерний розмір згустку. Цей профіль є частковим випадком узагальненого профілю NFW (див., напр., [8]), що відповідає відсутності особливості у центрі.

1. Рівняння лінзи: аналітичні оцінки. Далі вважаємо $\beta > 3$, щоб уникнути проблем зі збіжністю. Для аналізу системи, що має профіль (1), потрібно мати спроектовану на площину лінзи густину маси $\sigma(r) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(r, z)$ та масу

$M(r) = 2\pi \int_0^r \sigma(x) x dx$ на площині лінзи всередині кола радіуса r . Рівняння лінзи має вид

$$\mathbf{y} = \mathbf{x} \left(1 - \frac{R_E^2 M(r)}{M_t r^2} \right), \tag{2}$$

де $M_t = M(\infty)$ – повна маса згустку, а R_E – радіус кільця Ейнштейна для цієї маси у площині зображень; \mathbf{x}, \mathbf{y} – двовимірні вектори відповідно у площині зображень (площині лінзи) та у площині джерела; $r = |\mathbf{x}|$.

У випадку густини (1)

$$M(r) = \kappa \rho_0 R^\beta \left[\frac{1}{R^{\beta-3}} - \frac{1}{(r^2 + R^2)^{\frac{\beta-3}{2}}} \right], \quad \kappa = \frac{2\pi^{3/2} \Gamma\left(\frac{\beta-1}{2}\right)}{\beta-3 \Gamma\left(\frac{\beta}{2}\right)}. \tag{3}$$

Рівняння лінзи після перемасштабування довжини $\mathbf{x} \rightarrow L\mathbf{x}, \mathbf{y} \rightarrow L\mathbf{y}, R \rightarrow LR$, де $L = M_t / (\kappa \rho_0 R_E^2)$, має вид

$$\mathbf{y} = \frac{\mathbf{x}}{r} f(r), \quad \text{де } f(r) = r + \frac{1}{r} \left[\frac{1}{(r^2 + R^2)^\gamma} - \frac{1}{R^{2\gamma}} \right], \quad \gamma = \frac{\beta-3}{2}. \tag{4}$$

З рівняння (4) маємо

$$y = |f(r)|, \quad y = |\mathbf{y}|. \tag{5}$$

Коефіцієнт підсилення точкового джерела для зображення з положенням \mathbf{x} визначається формулою

$$K(r) = |D(r)|^{-1}, \tag{3}$$

де

$$D(r) = \det \left\| \frac{\partial y_i}{\partial x_j} \right\| = \frac{1}{r} f(r) \frac{\partial}{\partial r} f(r), \quad r = |\mathbf{x}|.$$

Перш за все проаналізуємо знак $f(r)$. Маємо $f(0) = 0$, причому простий розгляд показує, що в околі нуля $f(r)$ спадає, якщо $R < \gamma^\lambda, \lambda = [2(\gamma + 1)]^{-1}$, та зростає, якщо $R > \gamma^\lambda$. Як побачимо далі, остання умова є достатньою для того, щоб функція $f(r)$ була додатною на усьому проміжку $r > 0$. Для цього зручно розглянути $F(r) = r f(r)$, знак якої збігається з $f(r)$. Легко бачити, що єдиний мінімум цієї функції досягається при $r = r_{\min} \equiv [\gamma^{2\lambda} - R^2]^{1/2}$, що можливо тоді й тільки тоді, якщо $R < \gamma^\lambda$. У точці мінімуму $F(r_{\min}) = \gamma^{2\lambda} + \gamma^{-2\gamma\lambda} - (R^2 + R^{-2\gamma})$. Аналіз функції $R^2 + R^{-2\gamma}$ на мінімум дає: $R^2 + R^{-2\gamma} \geq \min\{R^2 + R^{-2\gamma}\} = \gamma^{2\lambda} + \gamma^{-2\gamma\lambda}$ при $R = \gamma^\lambda$, тому $F(r_{\min}) < 0$ при $R < \gamma^\lambda$. Після проходження мінімуму, при $r > r_{\min}$ функція $F(r)$ є монотонно зростаючою і вона перетинає вісь абсцис у єдиній точці $r_{cr} > 0: F(r_{cr}) = 0$.

Таким чином, при $R < \gamma^\lambda$ функція $f(r)$ спочатку стає від'ємною, а потім проходить через нуль: $f(r_{cr}) = 0$ у точці $r = r_{cr}$, яка є критичною точкою лінзового відображення, причому вона відображається в ізольовану каустичну точку $\mathbf{y} = 0$. Крім цієї точки при $R < \gamma^\lambda$ існує критична крива – коло з радіусом r_{\max}^* , де точка $r = r_{\max}^*$ є точкою мінімуму функції $f(r)$ (максимуму $|f(r)|$). При $0 < y < |f(r_{\max}^*)|$ існує три перетини кривої $|f(r)|$ з прямою $y = \text{const}$, які відповідають трьом різним зображенням точкового джерела у лінзовій системі з різною парністю.

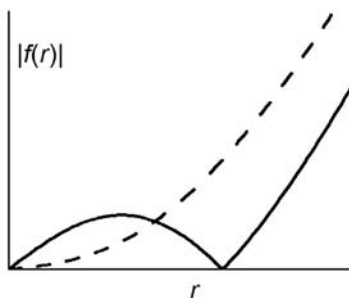


Рис. 1. Вигляд графіків функцій $|f(r)|$ у випадку $R < \gamma^\lambda$ (суцільна лінія) та у випадку $R > \gamma^\lambda$ (штрихова лінія)

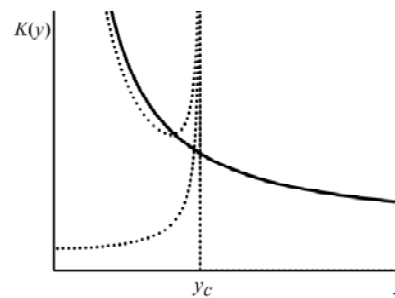


Рис. 2. Залежності коефіцієнтів підсилення від відстані до центру у випадку $R < \gamma^\lambda$. Суцільна крива – основне зображення; пунктирні – додаткові зображення, що виникають усередині каустики $y = y_c$.

На критичній кривій $r = r_{\max}^*$ (коло) підсилення нескінченне; їй відповідає колова каустика радіусу $y_c = |f(r_{\max}^*)|$.

При $R > \gamma^\lambda$ каустик немає, зображення лише одне, його підсилення є скінченним. Якісний вид залежності коефіцієнту підсилення від часу за умови $R < \gamma^\lambda$ показано на рис. 3 у випадку, коли лінза рухається прямолінійно і рівномірно відносно променя зору і двічі перетинає каустику. Тут показано дві таких залежності, що мають симетричний вигляд і містять по дві пікові події, коли коефіцієнт підсилення прямує до нескінченності. Оскільки подібні криві блиску реально не спостерігалися, далі зосередимося на випадку $R > \gamma^\lambda$. З іншого боку, скоріше за все, що густина протяжних структур, якщо вони дійсно існують в нашій Галактиці, не є значною, і зазначена умова охоплює саме цей випадок.

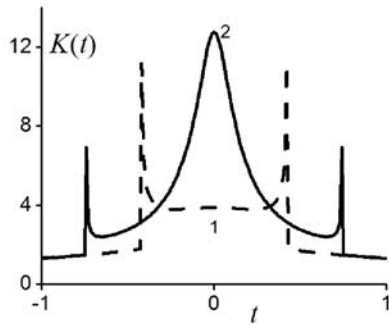


Рис. 3. Якісний вигляд кривих підсилення за наявності перетинів каустик в моделі (4) у випадку лінійному русі лінзи.

Пунктирна лінія: (1) $\beta = 4.5$, $R = 0.7\gamma^\lambda$, $p = 0.5$;
суцільна лінія (2) $\beta = 3.5$, $R = 0.5\gamma^\lambda$, $p = 0.1$

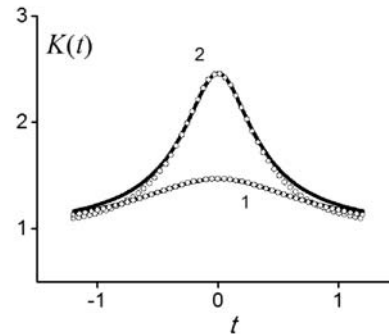


Рис. 4. Приклади кривих підсилення за відсутності перетинів каустик. Суцільні лінії відповідають моделі (4); малі кружечки – підгонка за допомогою моделі точкової лінзи.

Параметри моделі $\beta = 4.5$, $R = 1.5\gamma^\lambda$. На рисунку нижня крива (1) відповідає $p = 0.5$, верхня крива (2) – $p = 0.01$

2. Оцінки необхідної точності спостережень. Передусім оцінимо необхідну точність, з якою треба спостерігати криву блиску. З формули (3) маємо (максимальне) підсилення при $r = 0$ (центр лінзи на промені зору):

$$K(0) = \left[1 - \left(\gamma / R^{2(\gamma+1)} \right)^2 \right]^{-1}.$$

Для спостереження "сигналу" від протяжного згустку необхідно мати достатню точність фотометричних спостережень, яка принаймні має бути того ж порядку, що й точність визначення коефіцієнту підсилення $\delta \ll 1$. Для оцінок можна покласти $\delta \sim 0.02 \div 0.04$. Звідси можливість зареєструвати подію має місце при $R < (\gamma / \sqrt{\delta})^\lambda \sim (5 \div 7) \gamma$. За більших R підсилення є занадто слабким, щоб його можливо було спостерігати.

Тут, однак, виникає інша проблема: крива блиску при мікролінзуванні протяжною масою може бути досить схожою на криву блиску у разі точкової лінзи. Для перевірки було побудовано набори кривих підсилення $K(t)$ для різних R, γ у випадку, коли $R = \gamma^\lambda$, а центр лінзи рухається з сталою швидкістю V вздовж прямої у площині зображень з прицільною відстанню p відносно променя зору. При цьому залежність відстані до центру від часу $r(t) = [p^2 + V^2 t^2]^{1/2}$. У вихідних кривих покладено $V = 1$; кожна така крива після відповідної підгонки апроксимувалася кривою підсилення $K_s(t)$ для точкової мікролінзи (з іншими V, p) таким чином, щоб забезпечити співпадіння в максимумі (з точністю $10^{-3} \div 10^{-4}$). Для кожної такої кривої отримано оцінку максимальної різниці зазначених кривих $\delta_m = \max |K(t) - K_s(t)|$. Найбільше значення слід очікувати для граничного випадку

$R = \gamma^\lambda$, оцінки для якого показано на рис. 5. Найбільше значення на рис. 5 відповідає прицільному параметру $p = 0.1$, при цьому коефіцієнт підсилення досягав $K \sim 8 \div 10$. У таких подіях відмінності кривих блиску можна було зареєструвати в межах сучасної точності. Однак події з таким малим p малоймовірні. Варіанти з $p = 0.5$ та $p = 1$ більш ймовірні, однак, як видно з графіків, у цих випадках криві блиску важко відрізнити від моделей точкового джерела в рамках існуючої точності.

Зазначимо, що результати даної роботи в цілому відповідають результатам, отриманим в [7] у рамках інших моделей лінування. Загальний висновок полягає в тому, що для спостережного виявлення чи заперечення існування протяжних мікролінз зоряної маси необхідне, по-перше, продовження спостережних програм типу EROS та OGLE та тривале накопичення даних, по-друге – підвищення точності спостережень.

Робота виконана за програмою "Астрономія та фізика космосу" Київського національного університету імені Тараса Шевченка і частково підтримана в рамках проекту ДФФД Ф64/45-2016 від 28.04.2016.

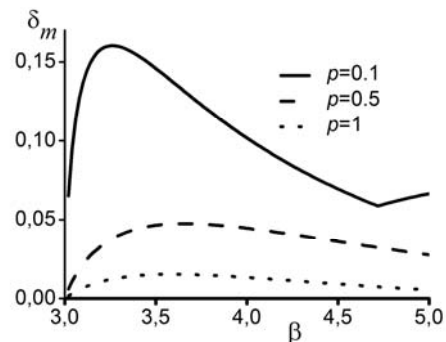


Рис. 5. Різниця δ між залежностями коефіцієнтів підсилення від часу у разі мікролінзування точкового джерела на протяжній та точковій лінзі для $R = \gamma^\lambda$. Центр лінзи рухається вздовж прямої у площині зображень з прицільною відстанню p відносно променя зору

Список використаних джерел

1. Berezinsky V., Dokuchaev V., Eroshenko Yu. Remnants of dark matter clumps // Phys.Rev.D – 2008. – Vol. 77. – Id. 083519.
2. Berezinsky V., Dokuchaev V., Eroshenko Yu. Small-scale clumps of dark matter // Physics Uspekhi. – 2014. – Vol. 57, Is.1. – Id. 1–36.
3. Tisserand P., Le Guillou L., Afonso C., et al. Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds // A&A. – 2007. – Vol. 469. – P. 387–404.
4. Wyrzykowski L., Kozłowski S., Skowron J., et al. The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds – I. A trickle of events in the OGLE-III LMC data // MNRAS. – 2009. – Vol. 397. – P. 1228–1242.
5. Zhdanov V.I., Alexandrov A.N., Fedorova E.V. and Sliusar V.M. Analytical Methods in Gravitational Microlensing // ISRN Astronomy and Astrophysics. – 2012. – Vol. 2012. – Id 906951, 21 P.
6. Sliusar, V.M.; Zhdanov, V.I.; Alexandrov, A.N.; Fedorova, E.V. Statistics of light curves of a distant source microlensed by a system of point and extended masses // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2015. – Vol. 31, Is. 2. – P. 82–89.
7. Fedorova E.V., Sliusar V.M., Zhdanov V.I. Gravitational microlensing as a probe for dark matter clumps // MNRAS, in press.
8. Wyithe J.S.B., Turner E.L., Spergel D.N. Gravitational lens statistics for generalized NFW profiles: parameter degeneracy and implications for self-interacting cold dark matter // ApJ. – 2001. – Vol. 555. – P. 504–523.

Надійшла до редколегії 15.04.16

В. І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.,
 А. Н. Александров, канд. фіз.-мат. наук, ст. науч. сотрудник,
 А. С. Сташко, студ. фіз. ф-та
 Астрономическая обсерватория Киевского университета имени Тараса Шевченко

МИКРОЛИНЗИРОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННЫМИ СТРУКТУРАМИ СО СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МАССЫ

Рассмотрена задача о линзировании точечного удаленного источника на одиночных протяженных микролинзах, которые могут представлять саутки темной материи, со сферически-симметричным распределением массы без особенности в центре. Выполнен аналитический анализ линзового отображения, определены области параметров, которые отвечают разному количеству изображений точечного источника. Рассчитаны зависимости коэффициента усиления от времени, возникающие при относительном движении источника и микролинзы. Показано, что для широкого диапазона параметров кривые усиления для протяженной микролинзы сложно отличить от аналогичных кривых в стандартной модели точечной микролинзы на современном уровне фотометрической точности.

V. I. Zhdanov, Dr. Sci,
 A. N. Alexandrov, Ph.D.,
 O. S. Stashko, student
 Astronomical observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

MICROLENSING ON EXTENDED STRUCTURES HAVING A SPHERICALLY-SYMMETRIC MASS DISTRIBUTION

Different dark matter (DM) models predict various clustering properties, i.e. the possibility of DM to form massive objects on different scales. The lower mass limit of these objects according to [1, 2], may be of the order of planetary masses. The gravitational microlensing can be used to confirm or to reject the existence of such structures and therefore to argue in favor or against concrete DM theories. There are observational programs (OGLE, EROS etc) yielding the light curves of a remote objects in high amplification events (HAE) due to microlensing on foreground masses of the Galaxy. In case when the foreground mass is an extended one, then the light curve in HAE must differ from the light curve due to ordinary microlensing on a point mass. However the question is: what is the value of this difference and is it possible to register this difference with modern observational facilities. This question has been studied elsewhere [3–5] by means of special model lens mappings. In this paper we study this problem starting directly from mass distribution of the extended structure. Namely, we consider microlensing on an extended DM clump with the cored spherically-symmetric mass profile (without a singularity in the center).

After some rescaling the lens mapping has the form $y = x \left\{ 1 - r^{-2} \left[R^{-2\gamma} - (r^2 + R^2)^{-\gamma} \right] \right\}$, where R characterizes the size of the clump. For $R < \gamma^{\lambda}$, $\lambda = [2(\gamma + 1)]^{-1}$, the mapping can have either one or three images; two critical images can merge with each other and disappear when the point source crosses the caustic and their brightness amplification is infinite. For $R > \gamma^{\lambda}$ there is no caustics and there is the only image.

We present examples of the amplification curves in both cases. Then we generate the amplification curves in case of the extended clump model for different values R, γ when the clump moves uniformly with respect to the line of sight with some impact parameter p and velocity V . These curves are then fitted with the point microlens model (with free parameters p and V) and we estimate the difference between the curves. The general outcome is that the amplification curves in case of the extended clumps are very similar to those in case of the point microlens (with appropriately chosen parameters p and V that cannot be derived from observations independently), and it would be difficult to distinguish them on the basis of observations if we deal with $p \sim 1$ (i.e., of the order of the Einstein radius) and larger. For R larger than $\sim (5 \div 7)\gamma$ the amplification is too small so that the event could be observed. This confirms analogous earlier results [7] obtained within different lens models. The general outcome is that for an observational confirmation or refutation of the existence of the stellar mass extended microlenses it is necessary to continue the programs like OGLE and EROS, and a refinement of the photometric accuracy is highly desirable.

УДК 524.85

М. Ціж, асп.,
 Б. Новосядлий, д-р фіз.-мат. наук, проф.
 ЛНУ імені Івана Франка, Львів

ФОРМУВАННЯ СФЕРИЧНИХ ПОРОЖНИН В МОДЕЛЯХ ВСЕСВІТУ З ТЕМНОЮ ЕНЕРГІЄЮ

Аналізується еволюція космологічних збурень, які приводять до формування великих порожнин в розподілі галактик. Припускається, що збурення є сферичними, а основні енергетичні складові – випромінювання, матерія та темна енергія – суцільними середовищами з тензором енергії-імпульсу ідеальної рідини, які взаємодіють між собою тільки гравітаційно. Рівняння еволюції збурень у супутній до космологічного фону системі відліку для кожної із компонент отримані на основі рівнянь збереження та рівнянь Айнштайна та інтегруються модифікованим методом Ейлера із заданням початкових умов на ранній радіаційно-домінуючій стадії еволюції Всесвіту, коли масштаб збурення є значно

© Ціж М., Новосядлий Б., 2016

більшим, ніж масштаб горизонту частинки. Отримані результати ілюструють динаміку темної енергії в області порожнин та її залежність від параметра ефективної швидкості звуку темної енергії.

Ключові слова: динамічна темна енергія, космічні войди, космологічні збурення.

Вступ. Великі порожнини в розподілі галактик є елементами великомасштабної структури Всесвіту, вивчення яких може дати важливу інформацію про властивості прихованих компонент Всесвіту – темну матерію та темну енергію. Вважається, що темна енергія в області порожнин є незбуреною, або ж вплив збурень її густини на динаміку руху і просторового розподілу галактик в них є нехтовно малими. У цій роботі ми вивчаємо динаміку збурень темної енергії та матерії від ранньої стадії, коли масштаб збурення, з якого формується сферична порожнина, був значно більшим, ніж горизонт частинки, до сучасної епохи. Для цього ми розробили програму числового інтегрування системи рівнянь еволюції збурень, виведеної нами для опису еволюції сферичних неоднорідностей в 3-компонентному середовищі – випромінювання, матерія, темна енергія – з рівнянь релятивістської гідродинаміки та гравітації [1]. Компонент "матерія" включає домінуючу за густиною темну матерію та звичайну баріонну матерію, динаміка якої у великих масштабах добре описується наближенням пилоподібного середовища.

Модель сферичної порожнини та початкові умови. Вважаємо, що сучасні порожнини в просторовому розподілі галактик сформувались у результаті еволюції космологічних збурень густини з від'ємною початковою амплітудою. Вважається, що такі збурення є результатом квантових флюктуацій метрики простору-часу в інфляційну епоху, випадково розподілені за амплітудою згідно з нормальним законом та симетричні за знаком відхилення густини від середньої в різних областях простору. Розглядаємо лише скалярну адіабатичну моду збурень, в якій збурення густини $\delta_N(t, r)$ та швидкості $v_N(t, r)$ у кожному компоненті N є скорельованими через "виживання" тільки зростаючого за амплітудою розв'язку ще на стадії, коли масштаб збурень значно більший за горизонт частинки. Додатні збурення приводять до формування галактик, скупчень галактик та надскупчень, а від'ємні - до порожнин. Формування структур із додатних збурень добре описується формалізмом Преса-Шехтера, теорією гаусівських піків, теорією гало формування структури та їх сучасними вдосконаленнями на основі числових моделювань.

Тут ми проаналізуємо розвиток від'ємних космологічних збурень густини, з яких формуються порожнини. Математичною основою для їх опису є система 7 диференціальних рівнянь в частинних похідних для 7 невідомих функцій 2-х незалежних змінних $\delta_{de}(a, r)$, $\delta_m(a, r)$, $\delta_r(a, r)$, $v_{de}(a, r)$, $v_m(a, r)$, $v_r(a, r)$, $v(a, r)$ отриманих і приведені в [1] (рівняння (17)–(22)). Ω позначено густини компонент в одиницях критичної в сучасну епоху, $w \equiv p_{de}/\rho_{de}$ – параметр рівняння стану темної енергії, c_s – ефективна швидкість звуку темної енергії у власній системі відліку, H_0 – стала Габбла, $H(a) \equiv d \ln(a) / dt$ – параметр Габбла, що визначає темп розширення Всесвіту та є відомою функцією часу для заданої космологічної моделі та моделі темної енергії [1]. Незалежними змінними тут є масштабний фактор a та радіальна супутня координата r , через які визначається інтервал в метриці Фрідмана-Робертсона-Вокера:

$$ds^2 = e^{v(t,r)} dt^2 - a^2(t) e^{-v(t,r)} [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)] \quad (1)$$

Вважається, що геометрія 3-простору Всесвіту (незбуреного космологічного фону) є евклідовою. Метрична функція $v(t, r)$ на пізніх етапах, коли неоднорідність є значно меншою, ніж горизонт частинки, є ньютонівським гравітаційним потенціалом. Збурення густин $\delta_N(t, r)$ та 3-швидкості усіх компонент $v_N(t, r)$ означені у координатах, які є супутніми до незбуреного космологічного фону (див. параграф 2.2 у [1]). Таким чином означене збурення швидкості відповідає означенню пекулярної швидкості галактик (див., наприклад, [2]). Для розв'язання системи рівнянь (17)–(22) з [1] необхідно задати ще початкові умови. Пов'яжемо початкову амплітуду окремого збурення із середньоквадратичною за спектром потужності початкових збурень, що визначений на основі сучасних спостережуваних даних [3]. Для цього задамо початкові умови для збурень в ранньому Всесвіті, коли $\rho_r \gg \rho_m \gg \rho_{de}$ а фізичний розмір збурення $a\lambda \gg ct$. У цей час збурення є лінійними ($\delta, v, v \ll 1$) і можна застосувати метод Фур'є:

$$v(a, r) = v(a) \sum \alpha_k f_k(r), \delta_N(a, r) = \delta_N(a) \sum \alpha_k f_k(r), v_N(a, r) = \tilde{v}_N(a) \sum \alpha_k f_k(r) \quad (2)$$

Тут штрих позначає частинну похідну по радіальній просторовій координаті r Функції Бесселя $j_n(kr)$ є власними функціями оператора Лапласа, тому задамо найпростіший початковий профіль: $\sum \alpha_k f_k(r) = j_0(kr)$. Рівняння для збурень з таким початковим профілем на лінійній стадії зводяться до звичайних диференціальних рівнянь, які мають аналітичні розв'язки на стадії домінування випромінювання та на стадії домінування матерії [4], які можна використати для задання початкових умов та тестування комп'ютерної програми розв'язку системи рівнянь (17)–(22) з [1]. Аналітичні розв'язки для радіаційно домінуючої епохи (матерію і темну енергію можна вважати пробними) в "супергоризонтній" асимптотиці дають прості співвідношення між амплітудами компонент:

$$\tilde{\delta}_r^{init} = \frac{4}{3} \tilde{\delta}_m^{init} = \frac{4}{3(1+w)} \tilde{\delta}_m^{init} = -\tilde{v}^{init} = C_k, \tilde{v}_r^{init} = \tilde{v}_m^{init} = \tilde{v}_{de}^{init} = \frac{C_k}{4a_{init} H(a_{init})} \quad (3)$$

Задамо значення C_k в одиницях середньоквадратичної амплітуди збурень, яка впливає із сучасних вимірювань. За даними Planck+HST+WiggleZ+SNLS3 амплітуда A_s і спектральний індекс n_s спектру потужності початкових збурень кривини $P_R(k) = A_s (k/0.05)^{n_s-1}$ є такими [3]: $A_s = 2.224 \cdot 10^{-9}$, $n_s = 0.963$. Оскільки, для збурень з $k^{-1} \gg ct$ спектр потужності збурень кривини $P_R(k) = \langle v \cdot v \rangle$ є сталим в часі в епоху домінування матерії і випромінювання, то в діапазоні масштабів $0.01 \leq k \leq 0.1$ початкова амплітуда, яка відповідає середньоквадратичній є такою $\sigma_k \equiv \sqrt{A_s} \approx 4.7 \cdot 10^{-5}$. Надалі в обчисленнях покладемо $C_k = -1 \cdot 10^{-4} \approx 2\sigma$, а $a_{init} = 10^{-6}$.

Інтегрування, фільтрування та тестування. Для числового інтегрування системи рівнянь (17)–(22) з [1] з початковими умовами (2)–(3) ми створили комп'ютерну програму на Fortran77 prdes.f, яка реалізує модифікований метод Ейлера, що враховує похідні з наступного кроку та уточнює результат прогнозу шляхом ітерацій. З поміж різних схем інтегрування, які випробовувались, ця виявилась найстійкішою до числових осциляцій, найшвидшою та достатньо

точною. Наприклад, метод прогнозу і корекції Хемінга 4-го порядку точності з 5 ітераціями на кожному кроці інтегрування по a потребує в 3 рази більше часу для співмірної точності кінцевого результату. Крок інтегрування задавався змінним $da = a/N_a$, де число N_a підбиралось таким чином, щоб числова точність результату інтегрування на $a = 1$ була не гіршою 0.1 %. У розрахунках, наведених нижче $N_a = 3 \cdot 10^6$.

Числові похідні по r у вузлах сітки з постійним кроком $dr = R_m/N_r$, де R_m радіус області інтегрування, розраховувались за похідною згладжуючого полінома 3-го порядку методом конволюції Савіцького-Голі [5]: $Y'_i = [3(y_{i+1} - y_{i-1})/4 - (y_{i+2} - y_{i-2})/12]/dr$. Метод протестовано порівнянням із похідними аналітичних функцій початкових профілів густини та швидкості збурень та оцінено величину кроку dr , за якої розбіжності значення числових та аналітичних похідних не перевищують 10^{-5} від їх значень.

У рівняння еволюції збурень густини та швидкості релятивістської компоненти ми додали члени, які феноменологічно враховують загасання Сілка $\delta_{kD}/H/a^2$ та $\nu_{kD}/H/a^2$ де масштаб загасання k_D розраховувався за формулою (10) із [6].

При значеннях ефективної швидкості звуку в темній енергії більшій, ніж 0.01 с, в процесі обчислень виникають нестійкості у вигляді осциляцій, амплітуда яких необмежено зростає. Їх природа – недосконала схема інтегрування по часу, числові апроксимації похідних по просторовій координаті, накопичення похибок заокруглення. Для усунення таких осциляцій ми використали конволюційний фільтр Савіцького-Голі [5] з параметрами $n_l = 12$, $n_r = 12$, $m = 6$, яким згладжували похідні збурення густини і швидкості темної енергії на кожному кроці інтегрування по a . Таке фільтрування практично не впливає на остаточний результат інтегрування, що підтверджується порівнянням результату інтегрування із згладжуванням і без нього на прикладі моделі темної енергії з $c_s = 0$, в якій числові осциляції не виникають. Максимальна різниця не перевищує 4 % для збурення густини та 1 % для збурення швидкості в області максимальної амплітуди збурення швидкості.

Вхідними параметрами програми є: параметр Габбла H_0 , параметри густин усіх компонент Ω_r , Ω_{de} , $\Omega_m = 1 - \Omega_{de} - \Omega_r$, параметр рівняння стану темної енергії w , ефективна швидкість звуку темної енергії c_{sr} , хвильове число збурення k , початкова амплітуда збурення C_k , параметр кроку N_a по a , розмір області інтегрування R_m , кількість вузлів просторової сітки N_r . Програма тестувалась трьома порівняннями: 1) Порівнянням результату інтегрування програмою із відомими аналітичними розв'язками для збурень густини і швидкості в конформно-ньютонівській системі відліку для радіаційно-домінуючого Всесвіту та Всесвіту з домінуванням матерії, які наведені в [4] та інших роботах з теорії космологічних збурень. 2) Порівнянням результату інтегрування програмою із результатами інтегрування лінійних збурень програмою SAMB [7]. 3) Порівнянням результату інтегрування програмою із результатами інтегрування програмою `dedmhalo.f`, створеною на базі відомої програми `dverk.f` [8], для збурень у центральній точці сферичного збурення. В усіх випадках відхилення не перевищували кількох десятків відсотка, що означає, що точність інтегрування є субпроцентна, а отже достатня для досліджень, запланованих у цій роботі.

Формування сферичних порожнин в моделях Всесвіту з темною енергією. Із наших попередніх досліджень та досліджень інших авторів відомо, що параметр густини та параметр рівняння стану темної енергії в сучасну епоху визначаються на основі спостережуваних даних досить надійно, в той час як ефективна швидкість звуку сучасними даними практично не визначається (див., наприклад, [3] та цитування в ній). Тому в цій роботі ми будемо аналізувати формування порожнин в моделях темної енергії з $\Omega_{de} = 0.7$, $w = -0.9$ та різним значенням $c_s \in [0, 1]$. Інші космологічні параметри в обчисленнях є такими: $\Omega_r = 4.17 \cdot 10^{-5}$, $\Omega_m = 1 - \Omega_{de} - \Omega_r$, $H_0 = 70$ км/с-Мпк. На рис. 1 показано формування сферичної порожнини з $k = 0.1$ Мпк⁻¹ в матерії та в темній енергії з $c_s^2 = 0$: $\delta_{m,de}(a_i, r)$ і $v_{m,de}(a_i, r)$ для $a_1 = a_{init}$, ..., $a_{100} = 1$. Товстими лініями показано початкові розподіли збурень густини і швидкості двох компонент, штриховими лініями – кінцеві. Рисунок справа показує еволюцію абсолютних значень амплітуд збурень у центральній точці сферичної порожнини: матерія – зірочки, темна енергія – темні кружки, випромінювання – трикутники, гравітаційний потенціал – квадратики. Лініями показані результати аналогічних обчислень програмою `dedmhalo.f` [1]: матерія – товста суцільна лінія, на яку наклались зірочки; темна енергія – штрихова лінія, на яку наклались темні кружки; випромінювання – тонка суцільна лінія. Точкова лінія – це передбачення лінійної теорії збурень, розрахованої програмою `dedmhalo-l.f` з [1]. Вона з'являється "з-під інших ліній" на кінцевих етапах еволюції – квазілінійній та нелінійній стадіях еволюції збурень матерії.

Бачимо, що в цій моделі збурення густин матерії і темної енергії монотонно зростають після входження збурення в горизонт, тому штрихові лінії, що ілюструють просторовий розподіл густин в сучасну епоху, є зовнішніми. Зауважимо також, що амплітуда збурення густини темної енергії приблизно в 40 разів менша, ніж амплітуда збурень матерії. Величини збурень швидкостей матерії та темної енергії у цій моделі темної енергії є однаковими впродовж всієї еволюції Всесвіту. Вони монотонно зростали від a_{init} до $a \approx 0.56$. Легко перекоонатися, що останнє значення відповідає моменту зміни сповільненого розширення Всесвіту на прискорене.

Аналогічні результати моделювання формування сферичної порожнини з $k = 0.1$ Мпк⁻¹ в матерії та в темній енергії з $c_s^2 = 0.1$ показані на рис. 2. Поведінка еволюції збурення густини і швидкості матерії в області порожнини практично не змінилася, в той час як для темної енергії змінилась суттєво. Кінцеві залежності збурень темної енергії – штрихові лінії – тепер лежать на "нульовій лінії". Правий графік пояснює таку поведінку темної енергії в процесі формування порожнини: збурення швидкості темної енергії після входження в горизонт частинки швидко загасає, а збурення густини мало змінюється впродовж усіх епох (на графіку в середній колонці представлено величину $30000\delta_{de}$) і в сучасну епоху мало відрізняється від фонового значення: $\delta_{de}(1, 0) \approx -2 \cdot 10^{-5}$. Збурення густини матерії в центральній частині такої порожнини в сучасну епоху становить $\delta_m(1, 0) \approx -0.7$.

Збурення в темній енергії з більшими значеннями ефективної швидкості звуку після входження в горизонт частинки "розгладжується" ще швидше. Таким чином, відношення густин темної енергії і матерії у центрі порожнини

$$\frac{\rho_{de}(1,0)}{\rho_m(1,0)} = \frac{1 + \delta_{de}(1,0) \Omega_{de}}{1 + \delta_m(1,0) \Omega_m}$$

і у випадку еволюції із вказаними початковими умовами це відношення приблизно втричі більше, ніж на космологічному фоні. Це вказує на важливість вивчення порожнин для встановлення природи темної енергії.

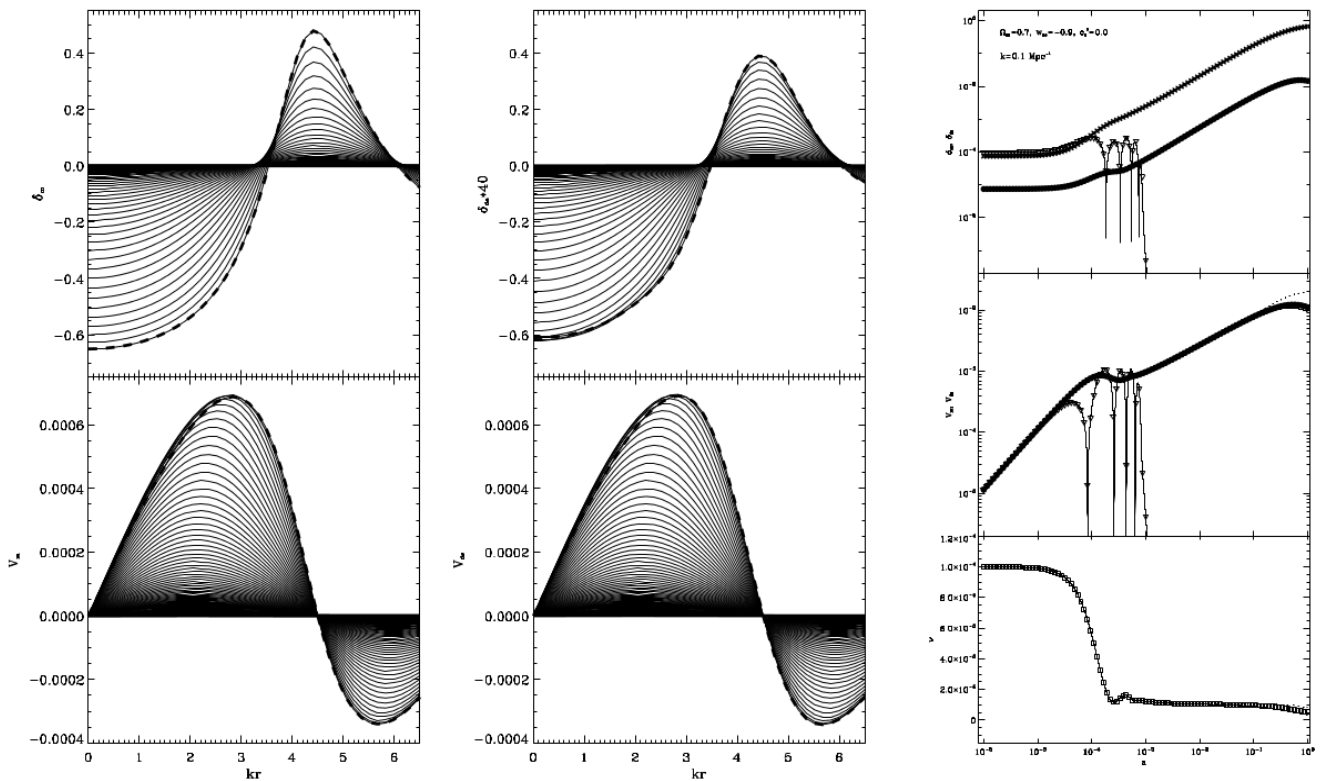


Рис. 1. Формування порожнини в темній матерії (ліва колонка) та в темній енергії з $c_s^2 = 0$ (середня колонка).
 Справа – еволюція абсолютних значень амплітуд збурень густини та швидкості темної матерії, темної енергії та випромінювання в центральній точці порожнини, а також еволюція гравітаційного потенціалу (нижня панель)

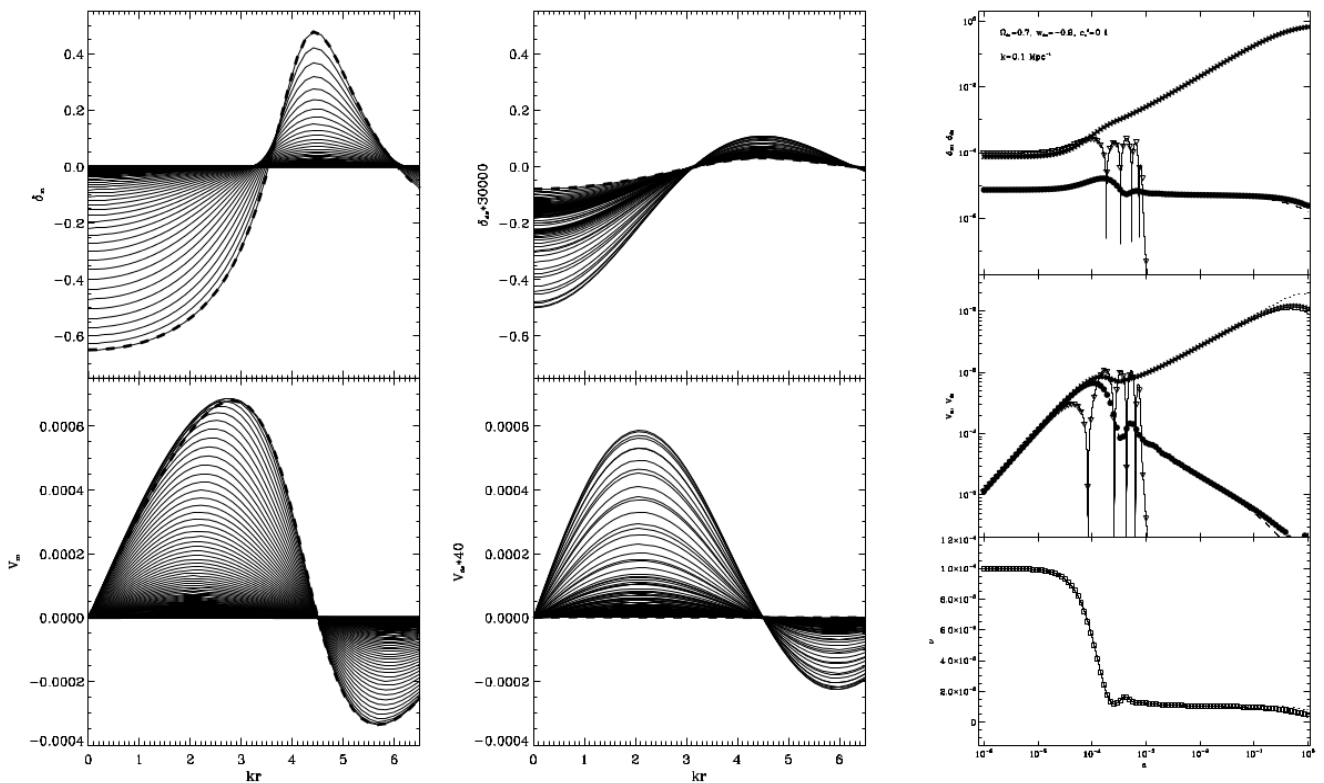


Рис. 2. Формування порожнини в темній матерії (ліва колонка) та в темній енергії з $c_s^2 = 0.1$ (середня колонка).
 Справа – еволюція абсолютних значень амплітуд збурень густини та швидкості темної матерії, темної енергії та випромінювання в центральній точці порожнини, а також еволюція гравітаційного потенціалу (нижня панель)

Таблиця 1. Співвідношення амплітуд лінійних і нелінійних збурень густини і швидкості матерії в залежності від амплітуди початкового збурення (або глибини гаусівської впадини (dip) в одиницях середньоквадратичної амплітуди за спектром потужності збурень густини), з якого сформувалась порожнина

$C_k(n\sigma)$	$\delta_m^{lin} / \delta_m^{non-lin}$	$V_m^{non-lin} / V_m^{non-lin}$
$-5.0 \cdot 10^{-5} (1\sigma)$	$-0.80 / -0.48 \approx 1.7$	$0.0097 / 0.0064 \approx 1.5$
$-1.0 \cdot 10^{-4} (2\sigma)$	$-1.61 / -0.67 \approx 2.4$	$0.019 / 0.0096 \approx 2.4$
$-1.5 \cdot 10^{-4} (3\sigma)$	$-2.41 / -0.77 \approx 3.0$	$0.0029 / 0.011 \approx 2.5$

В сучасних інтерпретаціях спостережуваних даних щодо збурень матерії та пекулярних швидкостей галактик використовується лінійна теорія збурень. На нашу думку, порожнини з контрастом чи збуренням густини $\delta_m \sim 0.8 - 0.9$ є суттєво нелінійними і необхідно застосовувати нелінійну теорію розвитку цих структур. У таблиці 1 наведено співвідношення амплітуд лінійних і нелінійних збурень густини і швидкості матерії в залежності від амплітуди початкового збурення, які це підтверджують.

Висновки. Порожнини в розподілі галактик формуються з від'ємних космологічних збурень густини і швидкості матерії – скалярної адіабатичної моди збурень. Контраст густини матерії в центральній частині порожнини в сучасну епоху $-1 < \delta_m(1, 0) < 0$ визначається глибиною впадини (dip) в гаусівському полі початкових збурень густини матерії, параметрами космологічної моделі та параметрами темної енергії. Наприклад, в моделі Всесвіту з квінтесенційною темною енергією з $\Omega_{de} = 0.7$, $w = -0.9 = \text{const}$ початкове збурення з масштабом $k = 0.1 \text{ Мпк}^{-1}$ та середньоквадратичною амплітудою (1σ) формує порожнину з контрастом густини $\delta_m(1, 0) = -0.48$, з вдвічі більшою амплітудою (2σ) – $\delta_m(1, 0) = -0.67$, а з втричі більшою (3σ) – $\delta_m(1, 0) = -0.77$. Тобто, порожнини такого масштабу із "типовою" амплітудою початкового збурення є структурами, формування яких слід описувати нелінійною теорією збурень, оскільки лінійна теорія дає завищені значення контрасту $v \approx 1.7, \approx 2.4$ та ≈ 3.0 рази відповідно. Приблизно такими ж є співвідношення між передбаченнями лінійної та нелінійної теорії для пекулярних швидкостей. Для збурень менших масштабів такі відношення будуть ще більшими. Справді, контрасти густини в порожнинах, сформованих збуреннями з масштабом $k = 0.2 \text{ Мпк}^{-1}$ та тими ж початковими амплітудами є $-0.61, -0.78, -0.86$ відповідно.

Збурення густини та швидкості квінтесенційної темної енергії на стадії, коли їх масштаб значно більший за горизонт частинки, еволюціонують подібно до збурень густини та швидкості матерії. Після входження в горизонт їх наступна еволюція залежить від значення ефективної швидкості звуку c_s . Якщо $c_s = 0$, то подібність зберігається з тією різницею, що амплітуда збурення густини темної енергії є меншою на множник $1 + w$. В епоху домінування за густиною темної енергії ця різниця зросла ще в ≈ 4.5 рази. Якщо $0 < c_s \leq 1$, то амплітуда збурення швидкості темної енергії після входження в горизонт швидко заважає, а амплітуда збурення густини не зростає, або навіть падає. Таким чином, у порожнинах густина такої темної енергії є космологічною. Відношення ж густини темної енергії до густини матерії є в $1/(1 + \delta_m)$ разів більшою, ніж на космологічному фоні. І чим розрідженіша порожнина, тим це відношення більше. У зв'язку з цим великі порожнини є важливими елементами великомасштабної структури Всесвіту для тестування моделей темної енергії та гравітації.

Список використаних джерел

1. Novosyadlyj B., Tsizh M., Kulnich Yu. Dynamics of minimally coupled dark energy in spherical halos of dark matter // Gen. Relat. Grav. – 2016 – 48, No 3.
2. Peebles P. J. E. The large scale structure of the Universe // Princeton University Press – 1980 – Princeton, 422 p., ISBN:9780691082400
3. Sergijenko, O., Novosyadlyj, B. Sound speed of scalar field dark energy: weak effects and large uncertainties // Phys. Rev. D – 2015 – 91, 083007.
4. Новосядлий Б. Формування великомасштабної структури Всесвіту: теорія і спостереження // Журн. фіз. досл. – 2007 – 11.– с. 226–257.
5. Savitzky, A., Golay, M.J.E. Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures // Analytical Chemistry – 1964 – 36 (8), pp. 1627–39.
6. Hu W., Sugiyama N. Anisotropies in the cosmic microwave background: an analytic approach // Astrophys.J. –1995 – 444, p. 489.
7. Lewis, A., Challinor, A., Lasenby, A. Efficient Computation of Cosmic Microwave Background Anisotropies in Closed Friedmann-Robertson-Walker Models // Astrophys. J. – 2000 – 538, p. 473; <http://camb.info>.
8. <http://www.cs.toronto.edu/NA/dverk.f.gz>

Надійшла до редколегії 22.10.15

М. Циж, асп.,
 Б. Новосядлий, д-р физ.-мат. наук, проф.
 ЛНУ имени Ивана Франко, Львов

ФОРМИРОВАНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ПУСТОТ В МОДЕЛЯХ ВСЕЛЕННОЙ С ТЕМНОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Анализируется эволюция космологических возмущений, приводящих к формированию больших пустот в распределении галактик. Допускается, что возмущения сферические, а основные энергетические составляющие – излучение, материя и темная энергия, – сплошные среды с тензором энергии-импульса идеальной жидкости, взаимодействующее между собой только гравитационно. Уравнения эволюции возмущений в сопутствующей к космологическому фону системе отсчета для каждой из компонент получены на основании уравнений сохранения и уравнений Эйнштейна и интегрируются модифицированным методом Эйлера из заданием начальных условий на ранней радиационно-доминирующей стадии эволюции Вселенной, когда масштаб возмущения значительно больше, масштаба горизонта частицы. Полученные результаты иллюстрируют динамику темной энергии в области пустот и её зависимость от параметра эффективной скорости звука темной энергии.

Ключевые слова: динамическая темная энергия, космические войды, космологические возмущения

M. Tsizh, postgrad. stud.,
B. Novosyadlyj, Dr. Sci., prof.
Ivan Franko National University of Lviv, Lviv

FORMATION OF THE SPHERICAL VOIDS IN THE MODELS OF THE UNIVERSE WITH DARK ENERGY

We analyze evolution of cosmological perturbations which lead to the formation of large voids in the distribution of galaxies. We suppose that perturbations are spherical and main energetic components – radiation, matter and dark energy – are continuous media with ideal fluid energy-momentum tensors, which interact only gravitationally. Equations of the evolution of perturbations in the comoving to cosmological background reference frame for every component are obtained from equations of conservation and Einstein's ones and are integrated by modified Euler method with setting the initial conditions at the early stage of evolution in radiation-dominated epoch, when the scale of perturbation is much larger than particle horizon. Obtained results illustrate dynamics of dark energy in the void region and its dependence on parameter of effective speed of sound of dark energy.

Key words: dynamical dark energy, cosmic voids, cosmological perturbations.

УДК 524.1-52, 524.1-65

Р. Гнатик, асп.,
В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ПОШУК ГАЛАКТИЧНИХ ДЖЕРЕЛ ТРИПЛЕТУ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ З ЕНЕРГІЯМИ ПОНАД 10^{20} еВ

Серед зареєстрованих космічних променів гранично високих енергій (КПГВЕ, $E > 10^{20}$ еВ) виділяється триплет подій в крузі радіуса 4° в області Галактичного центру. Із застосуванням методу зворотнього розрахунку траєкторій КПГВЕ в магнітному полі Галактики показано, що потенційними галактичними джерелами триплету можуть бути мікроквасари SS433, GRS1915+105, магнетар SGR1900+14 та кулясте зоряне скупчення NGC6760.

Ключові слова: космічні промені, магнітні поля, мікроквасари, магнетари, кулясті скупчення.

Вступ. Космічні промені (КП) гранично високих енергій з енергіями $E > 10^{20}$ еВ – надзвичайно рідкісні явища: два найбільші детектори сучасності зареєстрували тільки відповідно 6 (детектор Pierre Auger Observatory (PAO, AUGER)) та 10 (детектор Telescope Array (TA)) таких подій [1, 2]. Потенційними джерелами КПГВЕ вважаються активні ядра галактик (АЯГ), космологічні гама-спалахи, припливні руйнування зір в околі надмасивних чорних дір, новонароджені мілісекундні пульсари та магнетарні спалахи [12]. Від перших трьох класів об'єктів очікується потік легких ядер – протонів та гелію (заряд $Z = 1, 2$), тоді як від нейтронних зір із залізною корою можна очікувати також ядра заліза (заряд $Z = 26$) та продукти їх розпаду, зокрема, групу C-N-O ($Z = 6-8$). Спостережувана ізотропія КП надвисоких енергій $E > 10^{18}$ еВ свідчить про їх суттєве відхилення в Галактичних та міжгалактичних магнітних полях [1, 2]. Тому наявність триплету КПГВЕ – трьох подій в крузі радіуса 4° в околі Галактичного центру (Галактичні координати триплету $l = 35^\circ$, $b = -4^\circ$) [14] може свідчити про наявність Галактичного джерела КПГВЕ, оскільки в напрямку на триплет наша Галактика межує з гігантським (біля 60 Мпк) войдом, в якому практично немає АЯГ [17], тоді як для позагалактичних джерел КП з енергіями понад 10^{20} еВ ГЗК-горизонт (різке падіння потоку КП внаслідок їхньої взаємодії з реліктовим фоном) становить 75 Мпк [5]. Тому в нашій роботі відтворені траєкторії триплетних КПГВЕ в магнітному полі нашої Галактики та виділено об'єкти, які могли б бути джерелами цих подій.

Таблиця 1. Триплет подій

№	Експеримент	Рік	E (EeV) (E_{cal} (EeV))	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)
1	AUGER	2008	118,3	36,50	-3,60
2	Telescope Array	2011	135,50 (117,9)	35,72	-4,68
3	Telescope Array	2008	101,40 (88,2)	32,74	-3,33

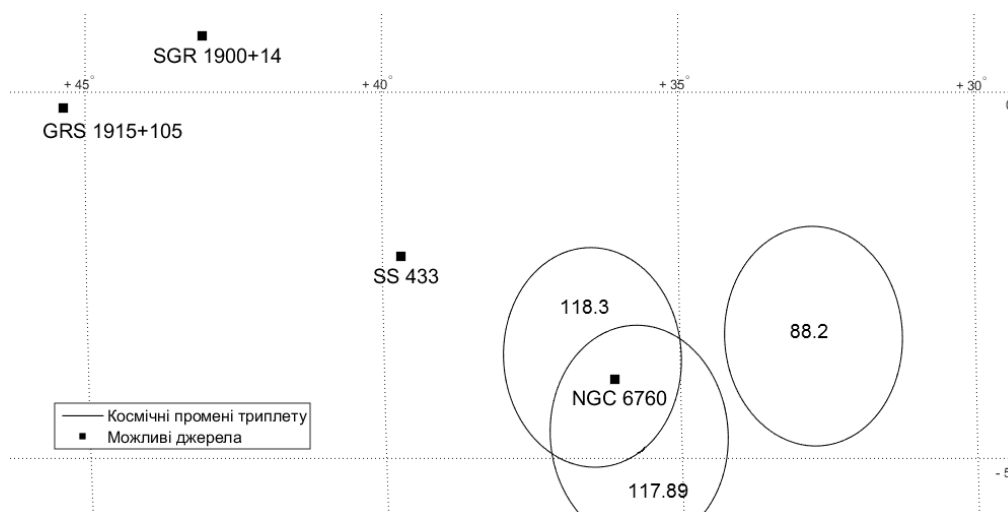


Рис. 1. Триплет подій та його потенційні джерела. Кожен КП позначений кружком, розмір якого відповідає інструментальній похибці (роздільній здатності) детектора, із вказанням енергії КП в Еев

Характеристики триплету КПГВЕ. Як вже відмічалось вище, серед 16 подій з енергіями понад 10^{20} еВ, зафіксованими детекторами РАО та ТА, три утворюють триплет діаметром до 4° , який може свідчити про наявність одного джерела цих подій [14, 15]. Характеристики подій триплету приведені в табл. 1 а його положення на небі – на рис. 1. Важливо відмітити, що роздільна здатність (похибка вимірювання) координат подій в РАО (ТА) рівна 0.9° (1.5°), а статистична похибка вимірювання енергії РАО (ТА) рівна 12 % (20 %). Для узгодження спостережуваних потоків КПНВЕ в експериментах РАО та ТА команда ТА в 2015 р. ввела калібрування (пониження) енергії своїх подій на 13 %: $E_{cal} = 0.87E$ [16], що враховано в табл. 1.

Галактичне магнітне поле. Галактичне магнітне поле моделюється сумою регулярного та випадкового компонентів [7, 10, 11]. Регулярне магнітне поле складається із дискового поля із спіральною структурою, яка відповідає структурі спіральних рукавів, із тороїдального поля гало Галактики та із Х-подібного осесиметричного полейдального поля, направлено від південної до північної півкулі Галактики [10]. Оцінки показують, що для напрямку на триплет $l = 35^{\circ}$, $b = -4^{\circ}$ на відстанях до 10–12 кпк КП рухаються головним чином вздовж рукава і поперечний компонент поля диску малий, так що відхилення траєкторії КП визначається значенням X – поля в диску:

$$B_z(r) = B_x \exp(-r/r_x),$$

де r – радіус-вектор КП відносно центра Галактики, $B_x = 4.6 \pm 0.3$ μ Гс, $r_x = 2.9 \pm 0.1$ кпк [10].

Траєкторія КП з енергією E та зарядом $q = eZ$ в магнітному полі \mathbf{B} описується рівняннями руху для радіус-вектора КП r та швидкості \mathbf{v} (для КПГВЕ Лоренц-фактор $\gamma \approx 1$ і $|\mathbf{v}| \approx c$):

$$\frac{dr}{dt} = \mathbf{v}; \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{qc^2}{E} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \quad (1)$$

Обчислення траєкторії КП здійснюється методом зворотнього розрахунку: з положення спостерігача (Сонця) в Галактиці в прямокутних координатах ($x = -8.5$ кпк, $y = 0$, $z = 0$) відносно центра Галактики запускається КП з тією ж енергією E , але з зарядом $-q$ в напрямку приходу спостережуваного КПГВЕ, який відтворить траєкторію задетектованого КП. Результати відтворення траєкторії для подій триплету приведені на рис. 2. та рис. 3. При цьому слід взяти до уваги, що похибки визначення напрямків приходу КПГВЕ, вплив випадкового компонента Галактичного магнітного поля та рівень достовірності прийнятої моделі Галактичного магнітного поля не дозволяють відтворити траєкторію КПГВЕ з точністю, кращою за 3–4 градуси [1, 2, 7, 10, 11].

Таблиця 2. Можливі джерела триплету

№	Ім'я	Тип	l , град	b , град	d , кпк
1	GRS 1915+105	Мікроквazar	45,37	-0,22	$8,6^{+2,0}_{-1,6}$
2	SS 433	Мікроквazar	39,69	-2,24	$5,5 \pm 0,2$
3	NGC 6760	Кулясте скупчення	36,11	-3,9	$7,4 \pm 0,4$
4	SGR 1900+14	Магнетар	43,02	0,77	$12,5 \pm 1,7$

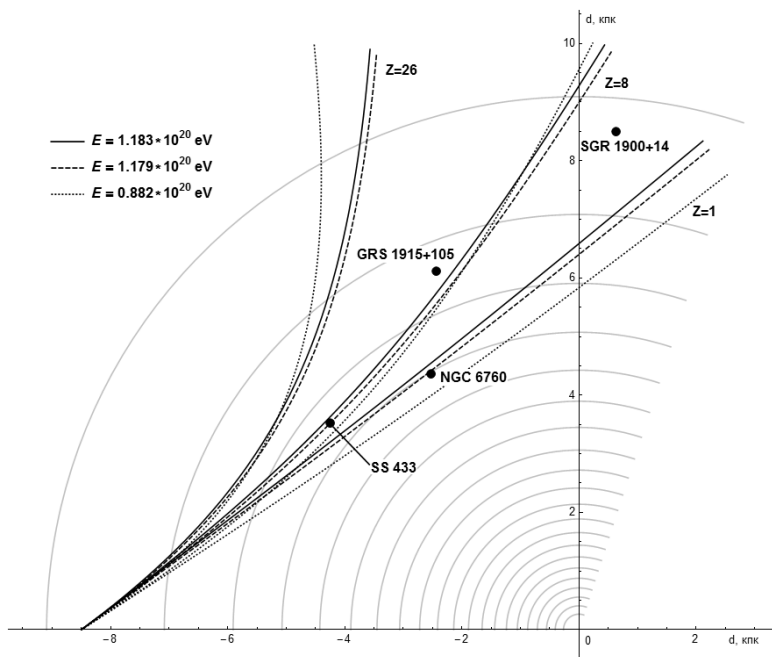


Рис. 2. Траєкторії космічних променів триплету в площині Галактики (x, y) для трьох значень заряду: $Z = 1, 2, 8$. Центр Галактики відповідає координатам $(0, 0)$, Сонце знаходиться в точці $(-8.5$ кпк, $0)$. Концентричні кола – ізолінії z -компоненти магнітного X -поля з мінімальним значенням та з кроком 0.2 Гс

Обговорення та висновки. З рис. 2 випливає, що КП триплету при русі від своїх Галактичних джерел відхиляються магнітним полем в бік зменшення Галактичної широти l , причому величина відхилення суттєво залежить від заряду КП. Серед потенційних джерел вздовж траєкторії КП триплету (рис. 2, рис. 3) виділяються мікроквазари

SS433 та GRS1915+105, прискорення КП в яких можливе в околі чорних дір сонячних мас чи в релятивістських струменях, хоча механізму прискорення до суб-ЗеВних енергій тут немає [12]. При спалахах Наднових можуть народжуватись магнетари – нейтронні зорі із гігантськими магнітними полями порядку 10^{15} Гс, які зараз проявляються як аномальні рентгенівські пульсари (Anomalous X-ray pulsars (AXPs)) чи як джерела повторних спалахів в м'якому гамма-діапазоні (soft gamma repeaters (SGRs)) [6, 8, 12]. Магнетар SGR 1900+14 [13] виявляє спалахову активність, як вважається, внаслідок перезамикання магнітних полів в магнітосфері, однак і тут максимальні енергії КП очікуються меншими, ніж в триплеті. Однак важливим позитивним моментом, особливо в магнетарній моделі, є те, що потрібний заряд КП $Z = 6-8$ відповідає спостережним даним детектора AUGER щодо домінування проміжних ядер в хімічному вмісті КП суб-ЗеВних енергій [3, 4]. Кулясте зоряне скупчення NGC6760 виявляється потенційним джерелом для протон-гелієвих КП, які могли б бути прискореними в процесі припливного руйнування зорі в полі гіпотетичної чорної діри проміжної маси (10^3-10^4 мас Сонця) в центрі скупчення [9] (чорні діри проміжних мас в центрах кулястих скупчень передбачаються і ведеться їх пошук, однак даних про наявність чорної діри в NGC6760 немає.)

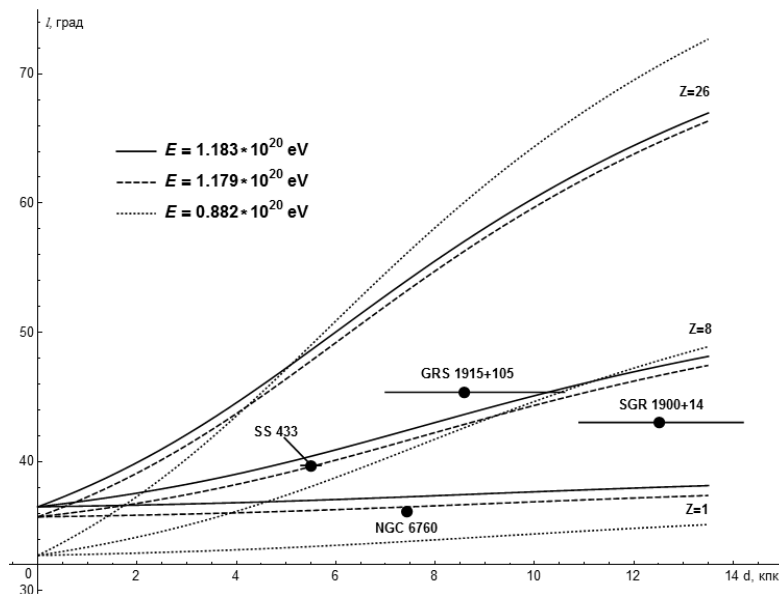


Рис. 3. Залежність галактичної довготи космічних променів триплету в залежності від пройденої відстані для трьох значень заряду: $Z = 1, 8, 26$. Для потенційних джерел зображено похибку вимірювання відстані

Важливим моментом для інтерпретації даних спостережень триплету є транзйентна природа прискорення КПГВЕ в потенційних галактичних джерелах: прискорення відбувається під час спалахової активності джерел – чи внаслідок вибухоподібної активності (зростання потужності релятивістського струменя чи викид замагнічених плазмодів в мікровазарах, магнетарний магнітосферний спалах), чи внаслідок утворення короткотривалого релятивістського струменя при припливному руйнуванні зорі в полі чорної діри [12]. Така активність джерел повинна супроводжуватись спалахами випромінювання в різних діапазонах електромагнітного спектру (з поправкою на час затримки приходу КПГВЕ відносно приходу фотонів внаслідок збільшення довжини траєкторії при відхиленнях в магнітному полі, який у нашому випадку становить десятки-сотні років). Тому важливо мати всехвильові спостереження потенційних кандидатів для додаткового підтвердження активності джерел в потрібний час. Зокрема, для магнетара SGR 1900+14 час затримки складає біля 30 років, що добре узгоджується із дуже яскравим спалахом магнетара SGR 1900+14 27 серпня 1998 року.

Мала статистика зареєстрованих КПГВЕ, недосконалість моделей Галактичного магнітного поля, локальні неоднорідності розподілу магнітного поля в околі Сонця затрудняють пошук Галактичних та позагалактичних джерел КПГВЕ, однак використання КП найвищих спостережуваних енергій для пошуку джерел залишається найперспективнішим напрямком, оскільки КПГВЕ зазнають найменших відхилень в магнітних полях, їх джерела повинні бути достатньо близькими (до 50–70 Мпк), а супроводжуючі їх прискорення нестационарні процеси – достатньо яскравими в електромагнітному випромінюванні. Тому покращення статистики КПГВЕ найближчим часом, зокрема, із введенням в дію орбітального детектора JEM-EUSO, дозволяє сподіватись на вирішення проблеми джерел КПГВЕ.

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

Список використаних джерел

1. Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al. Searches for Anisotropies in the Arrival Directions of the Highest Energy Cosmic Rays Detected by the Pierre Auger Observatory // *Astrophys. J.* – 2015. – 804. – P. 15.
2. Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al. Searches for Large-Scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays Detected above Energy of 10^{19} eV at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array // *Astrophys. J.* – 2014. – 794, N 2. – P. 172.
3. Abbasi R., Bellido J., Belz J. et al. Report of the Working Group on the Composition of Ultra High Energy Cosmic Rays // arXiv:1503.07540 [astro-ph.HE]. – 2014.
4. Abbasi R.U., Abe M., Abu-Zayyad T. et al. Indications of Intermediate-Scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment // *Astrophys. J.* – 2014. – 790, N 2. – P. L 21.
5. Allard D. Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays // *Astropart. Phys.* – 2012. – 39–40, N 1. – P. 33–43.
6. Duncan R.C., Thompson C. Formation of very strongly magnetized neutron stars - Implications for gamma-ray bursts // *Astrophys. J.* – 1992. – 392, N 1. – P. L9–L13.

7. Durrer R., Neronov A. Cosmological magnetic fields: their generation, evolution and observation // *Astron. and Astrophys. Rev.* – 2013. – 21. – P. 62.
8. Eichler D. Ultrahigh Energy Activity in Giant Magnetar Outbursts // arXiv:astro-ph/0504452. – 2005.
9. Farrar G.R., Piran T. Tidal disruption jets as the source of Ultra-High Energy Cosmic Rays // arXiv:1411.0704v1 [astro-ph.HE]. – 2014.
10. Jansson R., Farrar G.R. The galactic magnetic field // *Astrophys. J.* – 2012. – 761, N 1. – P. L11.
11. Jansson R., Farrar G.R. A New Model of the Galactic Magnetic Field // *Astrophys. J.* – 2012. – 757, N 1. – P. 14.
12. Kotera K., Orlino A. V. The Astrophysics of Ultrahigh Energy Cosmic Rays // *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* – 2011. – 49. – P. 119–153.
13. Olausen S. A., Kaspi V.M. The McGill Magnetar Catalog // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2014. – 212, N 1. – P. 6.
14. Sokolsky P. Recent Results from TA // Report on workshop "Multimessenger Astronomy in the Era of PeV Neutrinos." – 2014.
15. Troitsky S.V. Doublet of cosmic-ray events with primary energies $>10^{20}$ eV // *J. of Experiment. and Theor. Phys. Lett.* – 2012. – 96, N 1. – P. 13–16.
16. The IceCube, Pierre Auger and Telescope Array Collaborations. Search for correlations between the arrival directions of IceCube neutrino events and ultrahigh-energy cosmic rays detected by the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array // arXiv:1511.09408 [astro-ph.HE], – 2015.
17. Tully R.B., Fisher J.R. Nearby galaxies Atlas // Cambridge: University Press. – 1987.

Надійшла до редколегії 01.02.16

Р. Гнатык, асп.,
В. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф.
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ПОИСК ГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ТРИПЛЕТА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЯМИ СВЫШЕ 10^{20} эВ

Среди зарегистрированных космических лучей предельно высоких энергий (КЛПВЭ, $E > 10^{20}$ эВ) выделяется триплет событий в круге радиуса 4° в области Галактического центра. С применением метода обратного расчета траекторий КЛПВЭ в магнитном поле Галактики показано, что потенциальными Галактическими источниками триплета могут быть микроквазары SS433, GRS1915+105, магнетар SGR1900+14 и шаровое звездное скопление NGC6760.

Ключевые слова: космические лучи, магнитные поля, микроквазары, магнетары, шаровые скопления.

R. Gnatyk, postgrad. stud.,
V. Zhdanov, Dr. Sci., prof.
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

SEARCH OF THE GALACTIC SOURCES OF THE COSMIC RAY TRIPLET WITH ENERGIES ABOVE 10^{20} eV

Among the registered extremely high energy cosmic rays (EHECR, $E > 10^{20}$ eV) there is a triplet of events in a circle with radius of 4° in the Galactic center region. With the use of the backtracking method for the calculation of EHECR trajectories in the Galactic magnetic it is shown that potential sources of galactic triplet can be microquasars SS433, GRS1915+105, magnetar SGR1900+14 and globular star cluster NGC6760.

Key words: cosmic rays, magnetic fields, microquasars, magnetars, globular clusters.

УДК 530.12

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

МЕТРИКА ОДНОРІДНОЇ КОСМОЛОГІЧНОЇ МОДЕЛІ ТИПУ I ЗА БІАНКІ З ДОВІЛЬНИМ РІВНЯННЯМ СТАНУ МАТЕРІЇ

Знайдена метрика однорідної космологічної моделі типу I за Біанкі з довільним рівнянням стану матерії, що заповнює Всесвіт.

При розгляді космологічних моделей значну увагу привертають однорідні космологічні моделі. Вони простіші, бо замість часткових похідних в рівняннях Ейнштейна залишаються звичайні. Крім того Всесвіт на великих масштабах є досить однорідним, тому доцільно описувати його саме однорідними моделями. Частіше за все застосовують однорідні та ізотропні моделі, але інтерес мають також анізотропні моделі, що описуються класифікацією за типами Біанкі [3]. Простіша з них це модель типу I за Біанкі, що має нульовий тензор просторової кривини. Знайдемо метрику такого простору-часу, що є заповнений однорідною матерією з довільним рівнянням стану $P(\rho)$, де P – тиск, а ρ – густина матерії. Цей випадок є цікавим не тільки тому, що він є найбільш загальним, але і тому, що нам невідоме рівняння стану темної енергії, тому при дослідженнях сингулярностей ми маємо розглядати саме загальний випадок. Наприкінці ми покажемо, що отримана метрика переходить в деякі відомі точні розв'язки рівнянь Ейнштейна.

Метрику шукаємо у вигляді

$$ds^2 = dt^2 - e^{2\alpha(t)} dx^2 - e^{2\beta(t)} dy^2 - e^{2\gamma(t)} dz^2. \quad (1)$$

Сигнатура простору-часу, знаки та позначення такі самі, як у відомому курсі Ландау та Ліфшица [3]. Використовуємо систему одиниць, в яких гравітаційна стала та швидкість світла дорівнюють одиниці. Тому густина матерії ρ співпадатиме з густиною енергії. Рівняння Ейнштейна набувають вигляду:

$$-R_1^1 = \ddot{\alpha} + \dot{\alpha}(\dot{\alpha} + \dot{\beta} + \dot{\gamma}) = 4\pi(\rho - P), \quad (2)$$

$$-R_2^2 = \ddot{\beta} + \dot{\beta}(\dot{\alpha} + \dot{\beta} + \dot{\gamma}) = 4\pi(\rho - P), \quad (3)$$

$$-R_3^3 = \ddot{\gamma} + \dot{\gamma}(\dot{\alpha} + \dot{\beta} + \dot{\gamma}) = 4\pi(\rho - P), \quad (4)$$

$$-R_0^0 = \ddot{\alpha} + \ddot{\beta} + \ddot{\gamma} + \dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2 + \dot{\gamma}^2 = -4\pi(\rho + 3P), \quad (5)$$

де крапка зверху позначає похідну за космологічним часом t . Введемо позначення

$$3f = \alpha + \beta + \gamma. \quad (6)$$

Величина $3\dot{f}$ має простий фізичний сенс, це похідна за часом від логарифма об'єму частини простору-часу з фіксованими x, y, z -координатами границі. Тому \dot{f} еквівалентна сталій Хаббла, а f - логарифму масштабного фактора для ізотропної моделі. Якщо рівняння (2-4) попарно віднімати одне від одного, то після інтегрування маємо

$$\dot{\alpha} + \dot{\beta} + \dot{\gamma} = \text{const} + \ln(\dot{\alpha} - \dot{\beta}) = \text{const} + \ln(\dot{\alpha} - \dot{\gamma}) = \text{const} + \ln(\dot{\beta} - \dot{\gamma}), \quad (7)$$

або

$$\dot{\alpha} = \dot{f} + q_1 e^{-3f}, \quad \dot{\beta} = \dot{f} + q_2 e^{-3f}, \quad \dot{\gamma} = \dot{f} + q_3 e^{-3f}, \quad (8)$$

де літерами q_i позначено сталі, що задовольняють умові

$$q_1 + q_2 + q_3 = 0. \quad (9)$$

Підставимо (8) в (2-5) і отримаємо два рівняння, комбінуючи які можна отримати два співвідношення:

$$\dot{\rho} = -3(\rho + P)\dot{f}, \quad (10)$$

що є також наслідком зі закону збереження енергії та

$$8\pi\rho = 3\dot{f}^2 - Q \exp(-6f) / 2, \quad Q = q_1^2 + q_2^2 + q_3^2 \geq 0. \quad (11)$$

Якщо знати рівняння стану $P(\rho)$, то можна з (10) знайти залежність

$$f(\rho) = -\frac{1}{3} \int \frac{d\rho}{\rho + P(\rho)} \quad (12)$$

та обернену залежність $\rho(f)$. Рівняння (11) дозволяє знайти \dot{f} та залежність

$$t = \int \left(\frac{8\pi}{3} \rho + \frac{Q}{6} e^{-6f} \right)^{-1/2} df. \quad (13)$$

Якщо перейти до часової змінної f , то отримаємо метрику, яку ми шукали

$$ds^2 = \frac{6df^2}{16\pi\rho + Qe^{-6f}} - e^{2f} (e^{2q_1 S} dx^2 + e^{2q_2 S} dy^2 + e^{2q_3 S} dz^2), \quad S = \int \left(\frac{8\pi}{3} \rho e^{6f} + \frac{Q}{6} \right)^{-1/2} df. \quad (14)$$

За відсутності матерії вона переходить у відому метрику Казнера [2]

$$ds^2 = dt^2 - t^{2p_1} dx^2 - t^{2p_2} dy^2 - t^{2p_3} dz^2, \quad (15)$$

де показники p_i ($i=1,2,3$) пов'язані з набором сталих q_i співвідношенням

$$p_i = \frac{1}{3} + \sqrt{\frac{2}{3Q}} q_i \quad (16)$$

та задовольняють умовам

$$p_1 + p_2 + p_3 = 1, \quad p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 = 1. \quad (17)$$

Зазначимо, що при $P = 0$, $\rho \neq 0$ ми отримаємо розв'язок Хекмана-Шукінга [1], а при $P = -\rho$ ми маємо розв'язок з космологічною сталою $\Lambda = 8\pi\rho = \text{const}$. При $\Lambda > 0$ (14) перейде у метрику

$$ds^2 = dt^2 - ch^{4/3}(\lambda t) \left[\left(\frac{th(\lambda t)}{\lambda} \right)^{2p_1} dx^2 + \left(\frac{th(\lambda t)}{\lambda} \right)^{2p_2} dy^2 + \left(\frac{th(\lambda t)}{\lambda} \right)^{2p_3} dz^2 \right], \quad \lambda = \frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}. \quad (18)$$

Вона має сингулярність казнерівського типу (15) при $t = 0$ та при великих t переходить у метрику де Сітера. При $\Lambda < 0$ (14) перейде у метрику

$$ds^2 = dt^2 - \cos^{4/3}(\lambda t) \left[u^{2p_1} dx^2 + u^{2p_2} dy^2 + u^{2p_3} dz^2 \right], \quad u = \frac{tg(\lambda t)}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{\sqrt{-3\Lambda}}{2}. \quad (19)$$

Вона крім казнерівської особливості при $t = 0$ має другу казнерівську сингулярність при $t \rightarrow T = \pi / \sqrt{-3\Lambda}$ з набором казнерівських показників $\tilde{p}_i = 2/3 - p_i$.

Таким чином, ми знайшли метрику однорідної космологічної моделі типу I за Біанкі з довільним рівнянням стану матерії та дослідили її окремі часткові розв'язки.

Публікація містить результати досліджень, проведених при грантовій підтримці Держаного фонду фундаментальних досліджень за конкурним проектом Ф64/42-2015.

Список використаних джерел

1. Heckmann O., Schucking E. Newtonsche und Einsteinsche Kosmologie // Handbuch der Physik, – 1959. – V. 53. – P. 489–519.
2. Kasner E. Geometrical theorems on Einstein's cosmological equations // Amer. J. Math. – 1921. – V. 48. – P. 217–221.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973.

С. Л. Парновский, д-р физ.-мат. наук,
Астрономическая обсерватория Киевского университета имени Тараса Шевченко

МЕТРИКА ОДНОРОДНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТИПА I ПО БИАНКИ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ УРАВНЕНИЕМ МАТЕРИИ

Найдена метрика однородной космологической модели типа II по Бианки с произвольным уравнением материи, заполняющей Вселенную.

S. L. Parnovsky, Dr. Sci,
Astronomical observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

METRIC OF THE HOMOGENEOUS ANISOTROPIC MODEL OF BIANCHI TYPE I WITH AN ARBITRARY EQUATION OF STATE

We find the metric of the homogeneous anisotropic model of Bianchi type II with an arbitrary equation of state. Its particular cases are the Kasner metric, the Heckmann-Schücking one and the metric with the cosmological constant.

УДК 521.9

П. Лазоренко, канд. фіз.-мат. наук,
В. Карбовський, наук. співроб.,
Л. Свачій, канд. фіз.-мат. наук,
ГАО НАН України,
М. Буромський, інж.,
С. Кас'ян, інж.,
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

АСТРОМЕТРИЧНИЙ ОГЛЯД НЕБА В ЗОНІ $+2^{\circ}$ – $+5.5^{\circ}$ ОТРИМАНИЙ НА ТЕЛЕСКОПІ МАК

Приводиться опис попередніх результатів астрометричного огляду неба на комплексі МАК в період 2010–2014 рр., який проводився спільно Головною астрономічною обсерваторією НАН України та Астрономічною обсерваторією Київського національного університету імені Тараса Шевченка. За 118 ночей спостережень отримано біля 6 млн. зображень небесних об'єктів до 17^m в фільтрі V для екваторіальної зони $\delta = +2.0^{\circ} \pm 5.5^{\circ}$. Отримано попередній каталог положень КМАС2.0. За оцінками внутрішня точність положень зір становить 50–90 мілісекунд дуги для зір $V < 14^m$ та 80–250 мілісекунд дуги для зір $14^m < V < 16^m$.

Ключові слова: ПЗЗ спостереження, астрометричний каталог зір, фотометрія зір.

Вступ. В 2010 році була продовжена довготермінова програма спостережень зірок на астрометричному комплексі МАК з новою ПЗЗ-камерою Aropgee Alta U47 в екваторіальній зоні неба ($\delta = 2.0^{\circ} + 5.5^{\circ}$) з 4-кратним перекирття [1, 3] (рис. 1). Вона була розпочата в 2002 році з метою створення опорного астрометричного каталогу. Програма має на меті поширення опорної системи Hipparcos-Tucso на зорі до $V = 17^m$, та отримання їх фотометричних характеристик. Створення вказаного каталогу є важливою проблемою, актуальність якої зберігається і надалі до отримання нових каталогів за допомогою космічних місій, таких, наприклад, як GAIA [2].

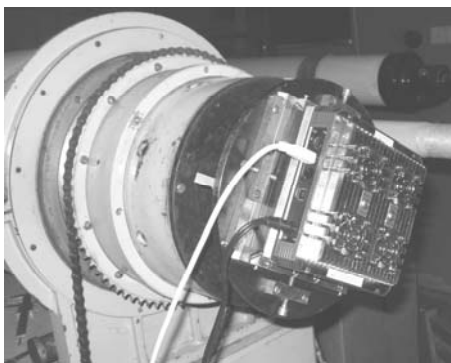


Рис. 1. ПЗЗ-камера Aropgee Alta U47 встановлена на МАК в 2010 р.

За період роботи комплексу з 2010 по 2014 рр. було проведено 118 ночей спостережень, отримано біля 35000 знімків неба розміром $19.3' \times 19.3'$ в екваторіальній зоні ($\delta = +2.0^{\circ} + 5.5^{\circ}$) та створений архів спостережень, що має об'єм близько 72 Гб, та містить біля 6 млн. зображень об'єктів.

Обробка ПЗЗ-зображень зоряних полів на МАК. Проведена обробка спостережуваних даних, включала в себе підготовку великого комплексу комп'ютерних програм для здійснення цілого ряду операцій, таких як фільтрація шумів знімків неба, врахування плоского поля (flat-fielding), виявлення зображень зір на ПЗЗ-кадрах, ототожнення опорних зір, обчислення інструментальних координат та зоряних величин, внесення інструментальних редукцій, контроль наявності систематичних похибок, залежних від зоряної величини, редукція до екваторіальних координат.

Етапи обробки даних, та створення каталогу положень КМАС2.0 показані на рис. 2.

Для підвищення ймовірності виявлення гранично слабких зірок $16-17^m$, відліки інтенсивності пікселів згладжувались фільтром 3×3 і як критерій виявлення зірки було прийнято величину перевищення усередненого відліку над фоном на 1.1σ , де σ – середньоквадратична величина флуктуації фону у не згладженому зображенні. Проте деякі флуктуації фону помилково реєструвались як дійсні зірки. Кількість таких фіктивних зірок різко зростала при гранично слабких зображеннях зірок.

Також суттєвий вклад в кількість фіктивних зірок вносили різного роду артефакти на знімках неба (рис. 3а, б, в, г).

В ПЗЗ-камері Aropgee Alta U47 відсутній антиблумінг, тому зображення зірок яскравіших 8.5^m "розтікалось" по стовпцям і строкам ПЗЗ-матриці із-за переповнення зарядових пакетів, даючи велику кількість фіктивних зірок (рис. 3а). Також різного роду блики (рис. 3б,в) та сліди від мікрометеоритів (рис. 3г) поповнювали список фіктивних зірок.

На останньому етапі створення каталогу виконувалась крос-ідентифікація з каталогом NOMAD [4] з метою вилучення фіктивних зірок від цих артефактів, можливих у випадку одиначної реєстрації зображення.

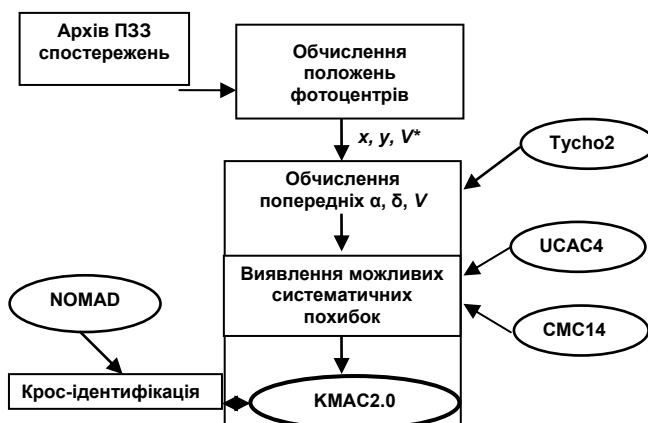


Рис. 2. Основні етапи створення каталогу

Положення фотоцентрів x, y виявлених зірок та їх інтенсивності V^* обчислювались апроксимацією відліків пікселів двомірним Гаусовим профілем. У випадку розходження ітераційних обчислень (при відхиленнях форми профілю від зіркоподібного), використовувався метод зваженого центра мас. Профілі зображень яскравих зірок мають, симетричну форму по координаті Y та X з типовим Гаусовим параметром розмиття $\sigma=1,3-2,2$ пікселя, що відповідає розміру зображень $\text{FWHM} = 2,9''-5,1''$.

Після виявлення фотоцентрів зображень здійснювались обчислення ПЗЗ координат та їх інструментальних зоряних величин, ототожнення опорних зірок Tycho2, обчислення екваторіальних координат, контроль систематичних похибок положень каталогу шляхом порівняння з іншими каталогами.

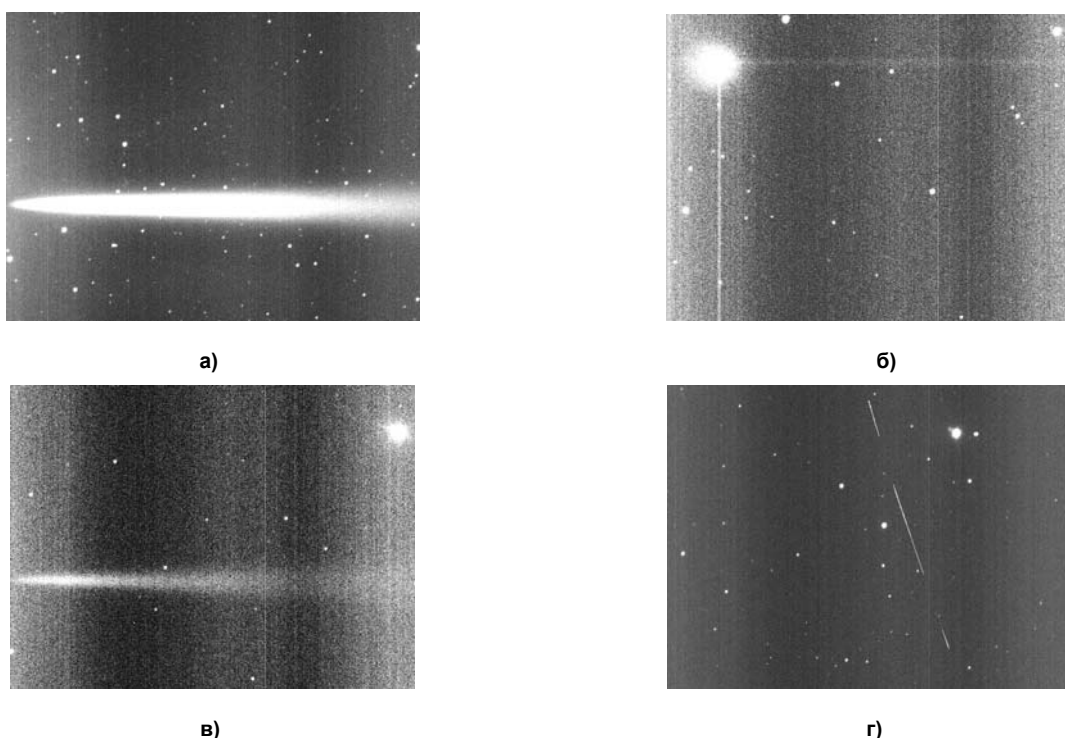


Рис. 3. Артефакти на знімках неба

Редукція до ICRF. Під час обробки скановані ділянки неба розбивались на окремі полоски таким чином, щоб на кожній з них містилось від 20 до 40 зірок опорного каталогу Tycho2 [5]. Після ототожнення з цим каталогом виконувалось порівняння вимірних координат фотоцентрів x, y з тангенційними координатами по формулам зв'язку:

$$\xi = (\alpha_T - \alpha_0) \cos \delta_0 \quad (1)$$

$$\eta = \text{tg}(\delta_T - \delta_0)$$

що відповідають TDI режиму спостережень біля екватора: де α_T, δ_T – положення зірки по каталогу Tycho2; α_0, δ_0 – координати центру сканованої області неба. Використовувалась модель перетворення координат

$$\xi = y + A_0 + A_1 y + \dots + A_n y_n + Bx \quad (2)$$

$$\eta = x + C_0 + C_1 y + \dots + C_n y_n + Dx$$

Найкращі результати з мінімальними нев'язками різниць $y-\xi$ та $x-\eta$ досягнуті при $n = 6$. З коефіцієнтами A, B, C, D редукційної моделі (2) були обчислені координати ξ, η вимірних фотоцентрів всіх зірок, з наступним перетворенням в α, δ по формулам, оберненим до (1).

Порівняння положень (α, δ) отриманого каталогу КМАС2.0 з каталогами UCAC4 [7,8] та СМС14 [6] дало в систематичному відношенні близькі результати. Середньоквадратичні величини різниць "КМАС2.0 – UCAC4" та "КМАС2.0 – СМС14" характеризують похибки положень каталогу КМАС2.0 по зовнішній узгодженості, а систематичні складові цих різниць можуть вказувати на систематичні похибки нашого каталогу. Як видно з графіків (рис. 4а, б та рис. 5а, б) амплітуда систематичних похибок положень незначна і не враховувалась в кінцевому варіанті КМАС2.0.

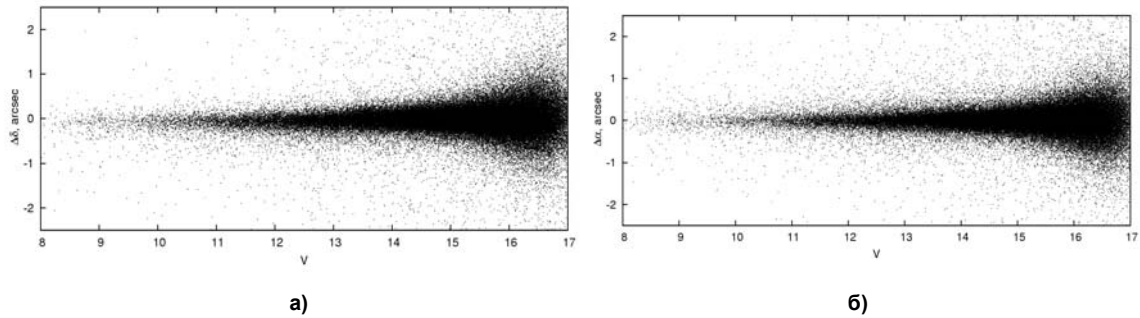


Рис. 4. Порівняння положень (α, δ) каталогу КМАС2.0 з UCAC4

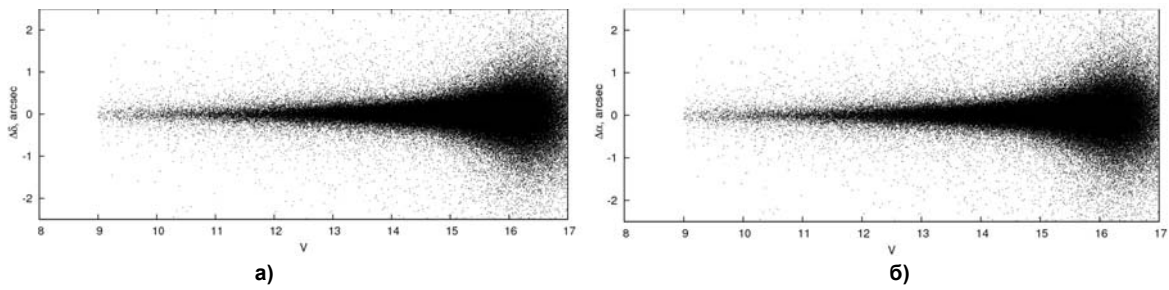


Рис. 5. Порівняння положень (α, δ) каталогу КМАС2.0 з СМС14

Похибки положень σ'_α і σ'_δ одного спостереження в залежності від V приведені в лівій частині табл.1. В її правій стороні приведені ймовірні похибки каталогу σ_α і σ_δ .

Таблиця 1. Похибки одного спостереження σ' , похибки каталогу σ по внутрішній узгодженості і кількість зірок каталогу в данному інтервалі зоряних величин N

V	N	σ'_α	σ'_δ	σ_α	σ_δ
8	343	0.101"	0.105"	0.069"	0.071"
9	2434	0.098	0.095	0.067	0.065
10	6009	0.093	0.094	0.063	0.064
11	14133	0.095	0.094	0.065	0.064
12	31031	0.110	0.109	0.076	0.075
13	66063	0.128	0.129	0.087	0.088
14	137161	0.156	0.157	0.106	0.107
15	260387	0.232	0.233	0.160	0.161
16	60837	0.503	0.484	0.346	0.334
17	253707	0.817	0.922	0.563	0.635

В табл. 2 приведені верхні оцінки похибок положень σ_α і σ_δ каталогу по зовнішній узгодженості отримані із порівняння з UCAC4.

Таблиця 2. Похибки каталогу КМАС2.0 по зовнішній узгодженості

V	σ_α	σ_δ	σ_V
8	0.162"	0.167	0.737 ^m
9	0.154	0.159	0.352
10	0.147	0.154	0.122
11	0.139	0.146	0.119
12	0.139	0.144	0.132
13	0.137	0.141	0.152
14	0.151	0.152	0.202
15	0.258	0.260	0.251
16	0.619	0.621	0.345
17	0.953	0.960	0.492

Отриманий попередній каталог положень КМАС2.0 містить 1 млн. 750 тис. зірок, розповсюджує опорну систему Tycho-Hipparcos до граничної зоряної величини МАК $V = 17$ mag і забезпечує середню щільність біля 1400 зірок на квадратний градус, що значно більше ніж 1–5 зірок Tycho2.

Список використаних джерел

1. Карбовський В.Л., Лазоренко П.Ф., Андрук В.М., Клецюнок В.В., М.О. Литвин, К.О. Богатирьов, Денисюк О.В. Київський меридіанний аксіальний круг з новою ПЗЗ-камерою. // Кінематика і фізика небесних тіл. 2011 р. т. 27, N 4, С. 66–74.
2. Jordan S. The Gaia Project – technique, performance and status // Astronomische Nachrichten. – 2008. – Vol. 329. – P. 875.
3. П.Ф. Лазоренко, В.Л. Карбовський, М.І. Буромський, С.І. Касьян, Л.М. Свачий. Астрометричний каталог зірок в екваторіальній зоні КМАС2. // Кінематика і фізика небесних тіл. 2015 р. т. 31, N 5, с. 61–71.
4. Zacharias N., Monet D.G., Levine S., Urban S., Gaume R., et al. NOMAD Catalog // VizieR On-line Data Catalog, I/297, (Zacharias+ 2005).
5. Høg E, Fabricius C., Makarov V.V. et al. The Tycho-2 Catalogue of the 2.5 million brightest stars // Astron. and Astrophysics – 2000. – 355, – L27–30.
6. Carlsberg Meridian Catalog 14 // <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?I/304>. – 2006.
7. Zacharias N., Finch C.T., Girard T.M., et al. The fourth US Naval Observatory CCD astrogaph catalogue (UCAC4) // Astron. J. – 2013. – 145, № 6, P. 44–49.
8. Norbert Zacharias, Charlie Finch, Marion Zachari, Terry Girar UCAC4 status AAS 218, Boston, May 2011

Надійшла до редколегії 10.10.15

П. Лазоренко, канд. фіз.-мат. наук
В. Карбовський, научн. сотр.,
Л.Свачий, канд. фіз.-мат. наук
ГАО НАН України, Київ,
Н. Буромський, вед. инж.,
С. Касьян, инж.
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

АСТРОМЕТРИЧЕСКИЙ ОБЗОР НЕБА В ЗОНЕ $+2^{\circ} - +5.5^{\circ}$ ПОЛУЧЕННЫЙ НА ТЕЛЕСКОПЕ МАК

Приведено описаніе предварительных результатов астрометрического обзора неба на комплексе МАК за период 2010–2014 гг., который проводился совместно Главной Астрономической обсерваторией НАН Украины и Астрономической обсерваторией Киевского национального университета имени Тараса Шевченко. За 118 ночей наблюдений получено около 6 млн изображений небесных объектов до 17^m в фильтре V для экваториальной зоны $\delta = +2^{\circ} + 5.5^{\circ}$. Получен предварительный каталог положений КМАС2.0. По оценкам внутренняя точность положений звезд составляет 50–90 миллисекунд дуги для звезд $V < 14^m$ и 80–250 миллисекунд дуги для звезд $14^m < V < 16^m$.

Ключевые слова: ПЗС наблюдения, астрометрический каталог звезд, фотометрия звезд.

P. Lazorenko, Ph. D. in Phys. and Math. Sci.
V. Karbovsky, Researcher,
L. Svachiy, Ph. D. in Phys. and Math. Sci.
MAO NAS of Ukraine, Kyiv,
M. Buromsky, Principal Eng.,
S. Kasyan. Eng.
Taras Shevchenko National University of Kyiv

ASTROMETRIC SKY SURVEY OF THE ZONE $+2^{\circ} - +5.5^{\circ}$ WITH THE TELESCOPE MAC

We describe the results of the astrometric sky survey with the telescope MAC which was performed in 2010–2014 by the Main Astronomical observatory of NAS of Ukraine and Astronomical observatory of Taras Shevchenko Kiev national University. We obtained about 6 million of images of the sky objects to 17^m in equatorial zone $\delta = +2^{\circ} + 5.5^{\circ}$. All images were obtained during 188 night observational series with use of V-band filter. Now we obtained the preliminary version of KMAS2.0 catalogue. We estimate that precision of positions for bright $V < 14^m$ stars is 50–90 milli-arcsecond and for fainter $14^m < V < 16^m$ stars it is about 80–250 milli-arcsecond.

Keywords: CCD observation, astrometric catalogue of star, star photometry.

УДК 524.7

С. Парновський, докт. фіз.-мат. наук,
І. Ізотова, канд. фіз.-мат. наук

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

КОМПАКТНІ ГАЛАКТИКИ ВИСОКОЇ СВІТНОСТІ: АПРОКСИМАЦІЇ ФУНКЦІЇ СВІТНОСТІ LOG-НОРМАЛЬНИМ РОЗПОДІЛОМ ТА ФУНКЦІЄЮ САНДЕРСА

На основі даних про випромінювання вибірки близько 800 компактних галактик високої світності в ультрафіолетовому континуумі та рекомбінаційній лінії H α у зонах іонізованого водню розглянуто функцію світності. Показано, що функції світності галактик можуть бути задовільно описані log-нормальним розподілом або функцією Сандерса. Наведено параметри розподілів та їх довірчі інтервали.

Вступ. Функція світності (ФС) є дуже важливою статистичною характеристикою населення галактик. Було показано, що ФС, визначені за випромінюванням галактик у емісійній лінії H α у областях іонізованого водню (зони HII) [11] та ультрафіолетовому (УФ) діапазоні [19] задовільно описуються функцією Шехтера (ФС) [16], яка відома у математичній статистиці як гамма функція. У той же час показано, що ФС галактик, визначені за їх випромінюванням у діапазонах, які є хорошими індикаторами процесів зореутворення, – 60 мкм у далекому інфрачервоному [10, 15, 17] та радіо- [12, 18], незадовільно апроксимуються функцією Шехтера. Відхилення функцій світності досліджуваних галактик від ФС констатують у роботах [3, 9] за даними випромінювання в УФ діапазоні: спостерігається надлишок галактик високої світності.

У роботі [13] для вибірки LCGs – компактних галактик високої світності – за даними випромінювання у емісійній лінії H α у областях іонізованого водню HII та далекому і близькому ультрафіолетовому континуумі також отримано незадовільну апроксимацію функції світності функцією Шехтера в силу надлишку числа галактик на яскравому кінці (області високих світностей). Зазначимо, що цей результат було отримано з належним врахуванням під час обчис-

лення світностей галактик екстинкції випромінювання. На останню обставину звернуто особливу увагу у роботі [14]. Спроби пояснити відхилення ФС від функції Шехтера впливом похибок вимірювання або еволюцією світності галактик через "вигорання" найбільш масивних молодих зір не дали результату [1]. Автори роботи [6] показали, що $H\alpha$ функції світності для Galaxy And Mass Assembly галактик з червоним зміщенням $z < 0.35$ незадовільно апроксимуються функцією Шехтера: експоненціальне падіння функції Шехтера на яскравому кінці розподілу є надто стрімким і погано узгоджується зі спостереженнями. Показано, що ФС, отримана за спостереженнями, краще узгоджується з функцією, запропонованою в роботі [15] (далі – функцією Сандерса (Saunders)).

Метою роботи є визначення, чи можуть ФС, визначені за випромінюванням LCGs галактик у емісійній лінії $H\alpha$ та далекому і близькому ультрафіолетовому континуумі, апроксимуватися функцією Сандерса [15] та \log -нормальним розподілом (граничний випадок функції Сандерса) краще, ніж функцією Шехтера.

Для обчислення світностей галактик прийнято значення постійної Хаббла $H_0 = 75 \text{ км сек}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$.

Вибірка галактик. Для дослідження ми використали вибірку близько 800 LCGs [8] –компактних емісійних галактик великої світності – з $z \sim 0.02 - 0.6$. Автори [8] для її створення використали спектральні дані сьомого видання (Data Release 7) цифрового огляду неба Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [2]. Ми провели [13] перехресне ототожнення вибірки LCGs галактик з даними про випромінювання у далекому (FUV, $\lambda_{\text{eff}} = 1528 \text{ \AA}$) та близькому (NUV, $\lambda_{\text{eff}} = 2271 \text{ \AA}$) ультрафіолетовому (УФ) континуумі, отриманими з оглядів Medium Imaging Survey (MIS) та All-sky Imaging Survey (AIS) місії GALEX. Детальний опис вибірки LCGs галактик приведено у роботах [8, 13]. Стисло зазначимо, що до вибірки LCGs увійшли галактики, які характеризуються: компактністю (розмір $\leq 10''$); високою світністю та еквівалентною шириною в емісійній лінії $H\beta$ в зонах HII (виправлена за екстинкцію $L(H\beta) \geq 3 \times 10^{40} \text{ ерг с}^{-1}$ та $EW(H\beta) \geq 50 \text{ \AA}$, відповідно); спектрами, у яких надійно зареєстровано лінію [O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$ (похибка у визначенні потоку у лінії $< 50 \%$ величини), що дає можливість точного визначення вмісту важких елементів; відсутністю спектральних ознак наявності активних галактичних ядер. Таким чином, вибірка LCGs – це вибірка галактик з сильним молодим спалахом зореутворенням. При розрахунках світності LCGs галактик у емісійній лінії $H\alpha$ та УФ континуумі було належним чином враховано екстинкцію випромінювання (використано закон почервоніння [4], $R_V = 3.1$) і проведено корекцію за апертуру спостережень (див. всі деталі у [13]).

Апроксимація функцій світності галактик функціями Сандерса і \log -нормальним розподілом. Як уже зазначалося, згідно [15] функція Сандерса дає більш адекватне представлення функції світності галактик, зокрема, за їх випромінюванням у далекому інфрачервоному та радіо-діапазонах. У загальному випадку розподіл Сандерса має форму:

$$n(L) = \text{const} \times u^\beta \exp(-A \lg^2(1+u)), \quad u = L/L^*, \quad A = 1/(2\sigma^2). \quad (1)$$

Ця функція описує густину розподілу ймовірності для світностей галактик в вибірці, нормовану як $\int_0^\infty n(L) dL = 1$.

Розподіл Сандерса (1) при малих значеннях параметра $L^* \ll \min(L_i)$, де L_i – світність i -ї галактики, переходить у \log -нормальний розподіл. У цьому випадку ми можемо опустити 1 у виразі $(1+u)$ рівняння (1) і отримати двопараметричний \log -нормальний розподіл. Він має вигляд

$$n(L) = (a/\pi)^{1/2} \exp(-1/4a) L_0^{-1} \exp(-a \ln^2(L/L_0)) = (a/\pi)^{1/2} \exp(-1/4a) L_0^{-1} \left(\frac{L}{L_0}\right)^{-a \ln(L/L_0)}, \quad (2)$$

де два параметри пов'язані з трьома параметрами (1) співвідношеннями

$$a = A(\ln 10)^{1/2}, \quad \ln L_0 = \ln L^* + \beta / (2a). \quad (3)$$

У (1) лише два параметри є реальним, один – не є необхідним. Тільки комбінація L^* та β однозначно визначає L_0 . Розподіл (2) є більш наочним, не містить необов'язкових параметрів, а його реальні параметри можна легко отримати.

Параметри a та L_0 визначаються методом максимальної правдоподібності (maximum likelihood method, ММП) [5, 7]. Тобто визначається набір параметрів a та L_0 , при яких досягне максимуму функція U :

$$U = \sum_{i=1}^N \log(n(L_i | a, L_0)), \quad (4)$$

де $n(L_i | a, L_0)$ описується (1), L_i – індивідуальна світність галактик з вибірки, N – число галактик. Максимум функціоналу U з (4) досягається за умов, коли

$$\ln L_0 = \langle \ln L \rangle + \langle \ln L \rangle^2 - \langle \ln^2 L \rangle, \quad a = [2(\langle \ln^2 L \rangle - \langle \ln L \rangle^2)]^{-1}. \quad (5)$$

Дійсно, якщо з використанням (2) прирівняти нулеві частинні похідні від (4) за L_0 та a , відповідно, то маємо дві умови

$$\frac{1}{2a} + \frac{1}{4a^2} = \left\langle \ln^2 \left(\frac{L}{L_0}\right) \right\rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \ln^2 \left(\frac{L_i}{L_0}\right), \quad \frac{1}{2a} = \left\langle \ln \left(\frac{L}{L_0}\right) \right\rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \ln \left(\frac{L_i}{L_0}\right), \quad (6)$$

з яких й отримуємо (5). Кутові дужки означають усереднення по вибірці. Величину L_0 з (5) отримуємо у тих же одиницях, що і L .

Зазначимо, що розподіл густини ймовірності по $\ln L$ досягає максимуму при $L_1 = \exp(\ln L)$, а не при L_0 .

Наведемо набір параметрів, отриманих безпосередньо з (5): для функції світності, отриманої за випромінюванням галактик вибірки у емісійній лінії $H\alpha$ областей HII, – $a = 0.657$, $L_0 = 3.96 \times 10^{41} \text{ ерг с}^{-1}$ та $L_1 = 8.50 \times 10^{41} \text{ ерг с}^{-1}$; для ФС за випромінюванням у далекому УФ континуумі – $L_0 = 0.945 \times 10^{28} \text{ ерг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$, $L_1 = 2.910 \times 10^{28} \text{ ерг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$ та $a = 0.445$; для ФС за випромінюванням у близькому УФ континуумі – $L_0 = 1.186 \times 10^{29} \text{ ерг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$, $L_1 = 3.988 \times 10^{28} \text{ ерг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$ та

$a = 0.412$. На рис. 1, рис. 2, рис. 3 приведено \log -нормальні розподіли функцій світностей, отриманих для вибірки LCGs за їх випромінюванням у емісійній лінії H α областей HII, у FUV та NUV континуумі, відповідно. Для порівняння на рис. 1. також приведено апроксимацію ФС, визначеної за випромінюванням у лінії H α галактик цієї ж вибірки, функцією Шехтера (пунктирна лінія). Як видно з рис. 1, у крилі (діапазоні) високих світностей апроксимація функції світності \log -нормальним розподілом є більш адекватною, у порівнянні з апроксимацією функцією Шехтера. Не спостерігається, як уже відзначалось вище, надлишку галактик на яскравому кінці світностей ($L(\text{H}\alpha) > 5 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$) та деякого дефіциту галактик зі світністю в діапазоні $(1.5 \dots 2) \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$. Згідно тесту χ^2 імовірність того, що \log -нормальний розподіл на рис. 1. є випадковим, становить 27 %. Відповідна ймовірність для функції Шехтера є меншою за 0.2 %

Тепер спробуємо апроксимувати функції світності у емісійній лінії H α та UV континуумі функцією Сандерса (1). За даними про випромінювання LCGs галактик у лінії H α за допомогою ММП було визначено набір параметрів β , L^* та A . Отримано, що для більшості галактик оптимальне значення $L_i \gg L^*$. Зокрема, з параметрами $L^* = 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, $\beta = 4.43$ та $A = 3.26$ було отримано розподіл галактик вибірки з бінами, що мають середню кількість галактик 214, 235, 133, 75, 45, 28, 18, 12.3, 8.5 та 25.6. Ми використали тест χ^2 Пірсона для оцінки подібності розподілів. Отримано величину $\chi^2 = 7.3$, при якій імовірність того, що наш розподіл є випадковим, становить 28 %. Основний внесок у цю величину дає дефіцит галактик у інтервалі світностей $2 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1} < L < 2.5 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$.

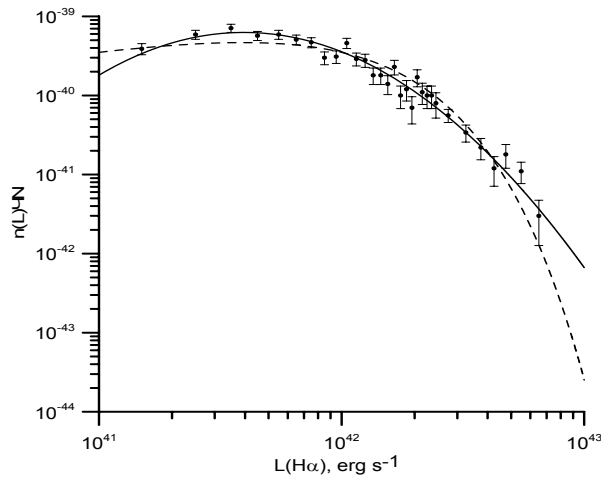


Рис. 1. Функція світності вибірки LCGs галактик, отримана за їх випромінюванням у емісійній лінії H α областей іонізованого водню HII та апроксимована \log -нормальним розподілом з параметрами $L_0 = 3.96 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, $L_1 = 8.5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ та $a = 0.657$, які визначено за допомогою ММП (суцільна лінія). Апроксимація ФС вибірки LCGs галактик функцією Шехтера – пунктирна лінія.

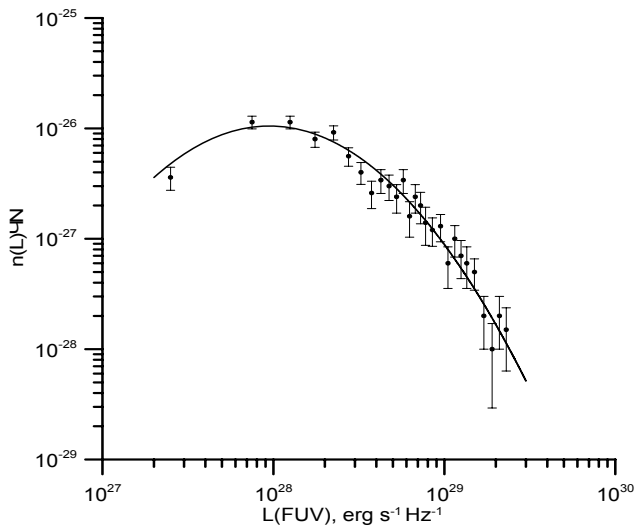


Рис. 2. Функція світності вибірки LCGs галактик, отримана за їх випромінюванням у далекому УФ континуумі та апроксимована \log -нормальним розподілом з параметрами $L_0 = 0.946 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, $L_1 = 2.910 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ та $a = 0.445$, які визначено за допомогою ММП

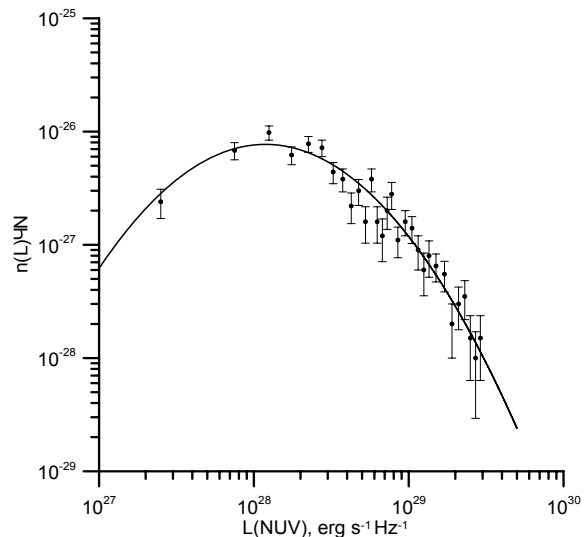


Рис. 3. Функція світності вибірки LCGs галактик, отримана за їх випромінюванням у близькому УФ континуумі та апроксимована \log -нормальним розподілом з параметрами $L_0 = 1.186 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, $L_1 = 3.988 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ та $a = 0.412$, які визначено за допомогою ММП

Для LCGs галактик функції світності за даними про випромінювання у FUV та NUV континуумі ми апроксимували розподілом Сандерса (1) для тих підвибірок, у яких похибка у визначенні потоку < 20 % величини. Отримано пара-

метри: для $FUV - \beta = 2.99$, $L^* = 3 \times 10^{26}$ ерг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$ та $A = 2.33$; для $NUV - L^* = 3 \times 10^{26}$ ерг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$, $\beta = 2.95$ та $A = 2.14$. З цими параметрами розподіл Сандерса добре відтворює відповідні функції світності. Для FUV та NUV функцій світності отримано величини $\chi^2 = 4.48$ та $\chi^2 = 5.34$, при яких з 5 степенями свободи імовірності того, що наші розподіли є випадковими, становлять 48 % та 38 %, відповідно. Для NUV функції світності це відбувається в силу дефіциту галактик у інтервалі світностей $2 \dots 6 \times 10^{28}$ ерг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$.

Низькі значення величини L^* свідчать, що під час обчислень оптимального набору параметрів для розподілу Сандерса (1) ми маємо справу з асимптотично виродженим випадком, коли різні набори параметрів β , L^* та A відповідають \log -нормальному розподілу (2), отриманому з тими ж параметрами a та L_0 . Так що застосувавши функцію Сандерса з більшою кількістю параметрів ми не отримуємо вирашу у якості наближення функції світності.

Висновки. Функції світності вибірки LCGs галактик з активним зореутворенням, визначені за їх випромінюванням у емісійній лінії $\text{H}\alpha$ областей іонізованого водню III, далекому та близькому УФ континуумі, добре апроксимуються \log -нормальним розподілом (2). Зокрема це стосується яскравого кінця (з більшими світностями) розподілу з $L > 2.5 \times 10^{42}$ ерг с^{-1} , який дуже добре апроксимується функцією (2). Таким чином отримано, що функція світності LCGs галактик більш адекватно описується \log -нормальним розподілом (граничний випадок функції Сандерса [15]), ніж функцією Шехтера [16]. Застосування функції Сандерса не дає переваги перед \log -нормальною функцією.

Список використаних джерел

1. Парновський С.Л., Изотова І.Ю. Мультихвильові функції світності галактик з активним зореутворенням // Вісник Київського університету. Астрономія. – 2014. вип. 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. Bowler, R.A.A., Dunlop, J.S., McLure, R.J., et al. The bright end of the galaxy luminosity function at $z \sim 7$: before the onset of mass quenching? // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2014. – V. 440, Issue 3. – P. 2810–2842.
4. Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S. The relation between infrared, optical and ultraviolet extinction // *Astrophys. J.* – 1989. – V. 345. – P. 245–256.
5. Fisher R.A. Statistical methods for research workers / R. A. Fisher R.A. – London: Oliver and Boyd, 1950. – 80 P.
6. Gunawardhana M.L., Hopkins, A. M., Bland-Hawthorn, J., et al. Galaxy And Mass Assembly: evolution of the Halpa luminosity function and star formation rate density up to $z < 0.35$ // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2013. – V. 433. – P. 2764–2789.
7. Hudson, D. J. 1964, "Statistics Lectures on Elementary Statistics and Probability", CERN: Geneva.
8. 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.
9. Jurek, R.J., Drinkwater, M.J., Pimblet, 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.
10. 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.
11. Ly, C., Lee, J. C., Dale, D. A., et al. The Halpa Luminosity Function and Star Formation Rate Volume Density at $z = 0.8$ from the NEWFIRM Halpa Survey // *Astrophys. J.* – 2011. V. 726, Issue 2 – article id. 109, 19 pp.
12. 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.
13. Parnovsky S.L., Izotova I.Yu., Izotov Y.I. $\text{H}\alpha$ and UV luminosities and star formation rates of large sample of luminous compact galaxies // *Astrophysics and Space Science.* – 2013. – N 343. – P. 361–376.
14. Salim, S., Lee J. C. Star Formation Rate Distributions: Inadequacy of the Schechter Function // *Astrophys. J.* – 2012. – V. 758, Issue 2. – article id. 134.
15. Saunders, W., Rowan-Robinson, M., Lawrence, A., et al. The 60-micron and far-infrared luminosity functions of IRAS galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1990. – V. 242. – P. 318–337.
16. Schechter, P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies // *Astrophys. J.* – 1976. – V. 203. – P. 297.
17. 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.
18. 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.
19. 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 05.04.15

С. Парновский, д-р. физ.-мат. наук,

И. Изотова, канд. физ.-мат. наук

Астрономическая обсерватория Киевского университета имени Тараса Шевченко

КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ: АППРОКСИМАЦИЯ ФУНКЦИЙ СВЕТИМОСТИ \log -НОРМАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ И ФУНКЦИЕЙ САНДЕРСА

На основе данных об излучении выборки около 800 компактных галактик высокой светимости в рекомбинационной линии $\text{H}\alpha$ в зонах ионизованного водорода и ультрафиолетовом континууме рассмотрены функции светимости и показано, что они могут быть удовлетворительно аппроксимированы \log -нормальным распределением и функцией Сандерса. Приведены параметры этих распределений и их доверительные вероятности.

S. Parnovsky, Dr. Sci,

I. Izotova, Ph. D.

Astronomical observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

LUMINOUS COMPACT GALAXIES: APPROXIMATIONS OF LUMINOSITY FUNCTIONS BY \log -NORMAL DISTRIBUTION AND SANDERS FUNCTION

For the sample of about 800 compact starburst galaxies the luminosity functions are considered based on the data of luminosities of galaxies in the ultraviolet continuum and the recombination $\text{H}\alpha$ emission line in the regions of ionised hydrogen. The luminosity functions of galaxies are described by Saunders function and \log -normal distribution. We find the luminosity function parameters for both distributions and show that \log -normal distribution provides a good fitting of luminosity functions of galaxy sample. The confidence probability that luminosity function is described by \log -normal distribution is about 27 % accordingly to Fisher criterion. It is better than that described by Schechter function.

УДК 523.9

М. Пішкало, канд. фіз.-мат. наук
КНУ імені Тараса Шевченка, КиївРЕВІЗОВАНЕ ВІДНОСНЕ ЧИСЛО СОНЯЧНИХ ПЛЯМ
І ПРОГНОЗ 25-ГО ЦИКЛУ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

Знайдено параметри сонячних циклів після ревізії чисел Вольфа 2015 р. Досліджено кореляційні зв'язки між різними параметрами сонячного циклу. На основі отриманих рівнянь регресії зроблено прогноз 25-го циклу сонячної активності. Прогнозується, що мінімум циклу становитиме 8.3 у травні 2020 р., а максимум – 166.7 у листопаді 2024 р. – лютому 2025 р.

Вступ. Відомо, що сонячна активність змінюється з періодом близько 11 років. Сонячні цикли суттєво різняться своєю амплітудою і тривалістю. Зміни сонячної активності викликають зміни в міжпланетному та навколосемному просторі, які, у свою чергу, певним чином впливають на функціонування космічних та наземних технологічних систем, на життєдіяльність живих організмів на Землі, на клімат. Найчастіше сонячну активність характеризують відносним числом сонячних плям або числом Вольфа. Спостережний ряд відносного числа сонячних плям є на даний час чи не найдовшим спостережним рядом, що характеризує сонячну активність і дозволяє досліджувати довготривалий вплив сонячної активності на клімат та інші процеси на Землі.

3 липня 2015 р. Міжнародний Центр Даних при Бельгійській Королівській Обсерваторії підтримує новий, ревізований ряд відносного числа сонячних плям. Детальну інформацію про необхідність такої ревізії і про те, як вона була зроблена, можна знайти у роботі [2]. Основні зміни полягають у наступному:

- за основу взято спостережний ряд Альфреда Вольфера, а не Рудольфа Вольфа, це приблизно в $\frac{1}{0.6}$ разів збільшує більш ранні значення, роблячи їх співмірними із сучасними оцінками;
- значення після 1947 р., коли Максом Вальдмайером при визначенні відносного числа сонячних плям були введені "ваги" відповідно до розміру плям, виправлені;
- знайдено змінний тренд у спостереженнях обсерваторії Локарно, яка була реперною обсерваторією після 1980 р., і усунуто його.

У даній роботі ми досліджуємо відмінності, що існують між попереднім і ревізованим рядами чисел Вольфа і кореляційні зв'язки між параметрами сонячного циклу, що впливають із ревізованого ряду. За знайденими кореляційними зв'язками зроблено попередній прогноз 25-го циклу сонячної активності.

Спостережні дані. Ряди місячних значень відносного числа сонячних плям взяті на сайті Бельгійській Королівській Обсерваторії (<http://sidc.oma.be/silso/datafiles>). Вони містять інформацію про час на середину місяця і величину відносного числа плям. На рис. 1 подано хід місячного згладженого відносного числа сонячних плям від часу після 1749 р. Тонші і товщі лінії зображають попередню і новішу, ревізовану версію відносного числа сонячних плям W .

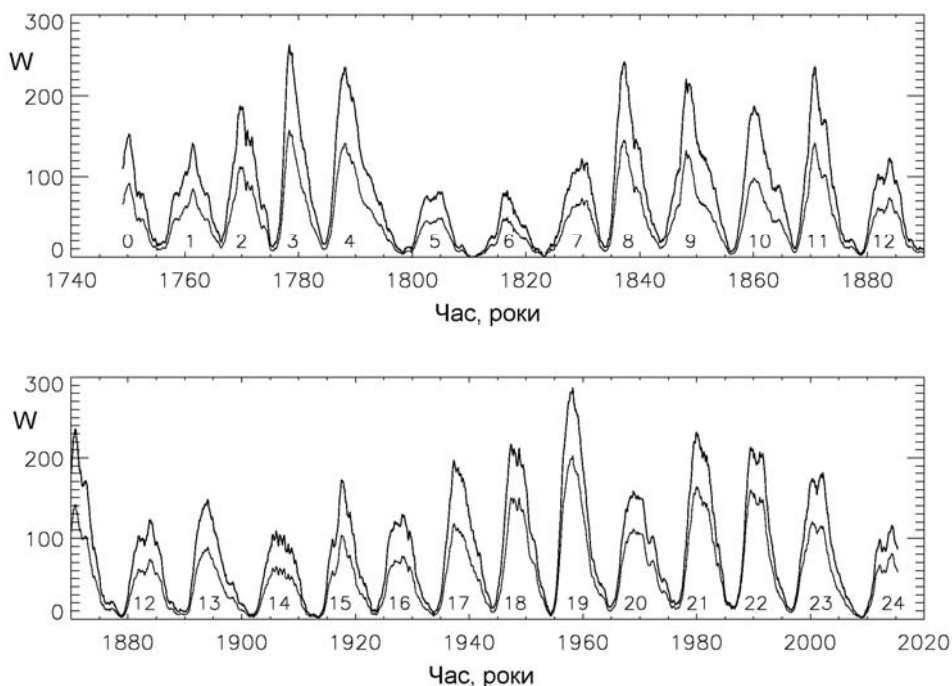


Рис. 1. Зміна з часом місячного згладженого відносного числа сонячних плям W . Товща лінія, що лежить вище, характеризує ревізований ряд. Вказані номери циклів сонячної активності.

Результати. У таблиці 1 наведені час та значення мінімумів (T_{min} , R_{min}) і максимумів (T_{max} , R_{max}) сонячної активності, що випливають із аналізу ревізованого ряду, а також тривалості фази росту (T_{rise}) та спаду (T_{fall}) циклу і повної тривалості циклу (T_{cycle}). Середнє значення числа Вольфа у мінімумі та максимумі циклу становить відповідно 9.3 і 177.7, середня тривалість фази росту, фази спаду і повної тривалості циклу – 4.471, 6.625 та 11.019 року відповідно.

но. У порівнянні із попереднім рядом чисел Вольфа моменти мінімуму та максимуму циклу часто зміщуються назад чи вперед на один-два місяці. У 23-му циклі сонячної активності вищим стає другий, а не перший максимум (рис. 2).

Відношення "нових" і "старих" місячних і місячних згладжених значень наведено на рис. 3 відповідно тонкою і жирною лініями. На верхній панелі – за весь час з 1749 р., на нижній панелі – з 1980 р., коли реперною у визначенні міжнародного відносного числа сонячних плям була спостережна сонячна станція в Локарно. На нижній панелі рис. 3 видно, що розкид відношення між "новими" і "старими" значеннями зростає біля мінімуму циклу (1986, 1996 і 2009 рр).

Таблиця 1. Характеристики сонячних циклів після ревізії у липні 2015 р.

Номер циклу	T_{min}	R_{min}	T_{max}	R_{max}	T_{rise}	T_{fall}	T_{cycle}
0	1744.500	8.3	1750.288	154.3	5.788	4.835	10.623
1	1755.123	14.0	1761.455	144.1	6.332	5.000	11.332
2	1766.455	18.6	1769.707	193.0	3.252	5.748	9.000
3	1775.455	12.0	1778.371	264.3	2.916	6.337	9.253
4	1784.708	15.9	1788.124	235.3	3.416	10.164	13.580
5	1798.288	5.3	1805.123	82.0	6.835	5.415	12.250
6	1810.538	0.0	1816.373	81.2	5.835	6.998	12.833
7	1823.371	0.1	1829.874	119.2	6.503	4.000	10.503
8	1833.874	12.2	1837.204	244.9	3.330	6.334	9.664
9	1843.538	17.6	1848.124	219.9	4.586	7.834	12.420
10	1855.958	6.0	1860.124	186.2	4.166	7.080	11.246
11	1867.204	9.9	1870.623	234.0	3.419	8.335	11.754
12	1878.958	3.7	1883.958	124.4	5.000	5.000	10.000
13	1888.958	8.8	1894.042	146.5	5.084	8.000	13.084
14	1902.042	4.5	1906.204	106.4	4.162	7.334	11.496
15	1913.538	2.5	1917.623	175.7	4.085	5.915	10.000
16	1923.538	9.4	1928.290	130.2	4.752	5.417	10.169
17	1933.707	5.8	1937.288	198.6	3.581	6.836	10.417
18	1944.124	12.9	1947.371	218.7	3.247	6.917	10.164
19	1954.288	5.1	1958.204	285.0	3.816	6.587	10.503
20	1964.791	14.3	1968.874	156.6	4.083	7.332	11.415
21	1976.206	17.8	1979.958	232.9	3.752	6.749	10.501
22	1986.707	13.5	1989.874	212.5	3.1667	6.750	9.917
23	1996.624	11.2	2001.874	180.3	5.250	7.084	12.334
24	2008.958	2.2	2014.288	116.4	5.330		
Середнє		9.3		177.7	4.471	6.625	11.019

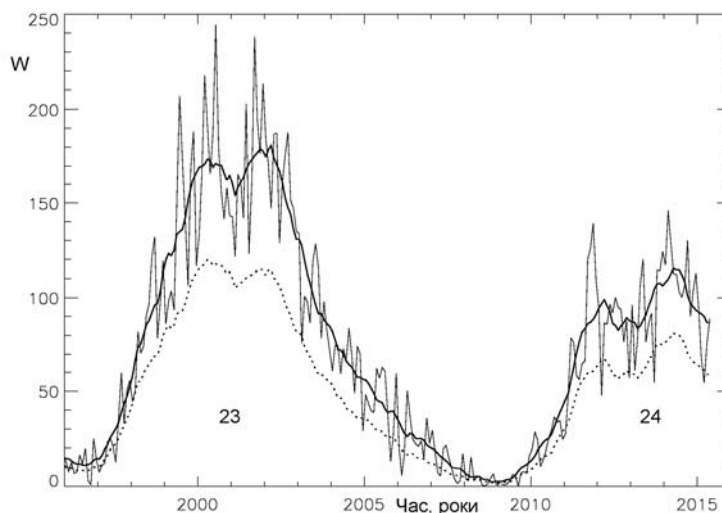


Рис. 2. Відносне число сонячних плям у 23-му і 24-му циклах. Місячні і місячні згладжені "нові" значення показані суцільними лініями, "старі" згладжені значення – лінією крапками

Нами також було проаналізовано кореляційні зв'язки між параметрами сонячного циклу ревізованого ряду чисел Вольфа. Коефіцієнти кореляції між різними характеристиками циклу наведено у табл. 2. У цій же таблиці у дужках наведено значення відповідних коефіцієнтів кореляції для "старих" чисел Вольфа згідно із роботою [1]. Детальніше інформація про коефіцієнти кореляції між параметрами циклів і відповідні рівняння регресії (з похибками $\pm 1\sigma$) наведена у таблиці 3. Третя і четверта колонки у цій таблиці містять значення статистики $t = \frac{r}{\sqrt{1-r^2}} \sqrt{n-2}$, де r – значення коефіцієнта кореляції, n – кількість значень у дослідженій сукупності, та ймовірності помилкової кореляції P , розраховані на основі даної статистики.

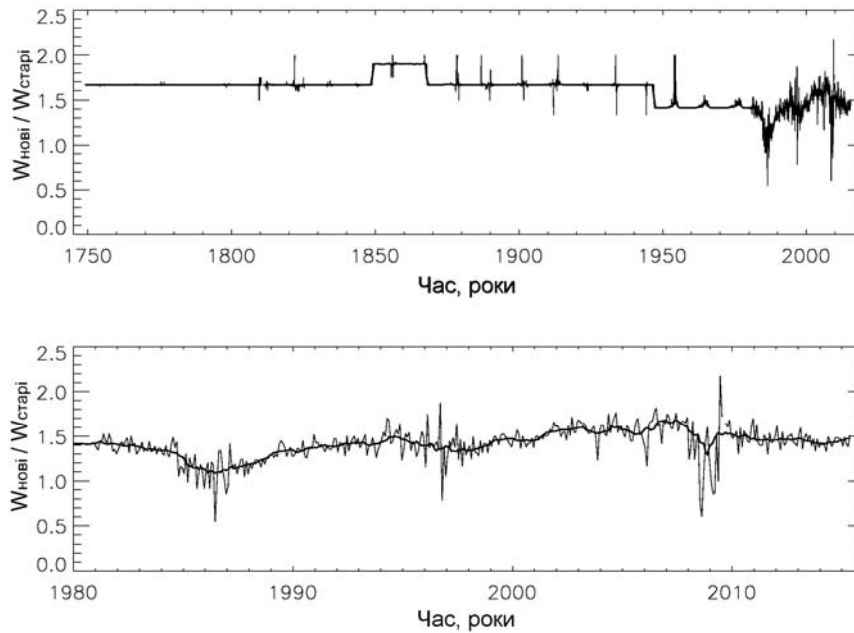


Рис. 3. Відношення між "новими" і "старими" значеннями чисел Вольфа

Таблиця 2. Коефіцієнти кореляції між параметрами циклів

	W_{min}	W_{max}	T_{rise}	T_{fall}	T_{cycle}	$T_{cycle(-1)}$
W_{min}	1	0.555 (0.56)	-0.488 (-0.55)	0.373 (0.35)	-0.058 (-0.17)	-0.595 (-0.56)
W_{max}	0.555	1	-0.779 (-0.82)	0.414 (0.43)	-0.297 (-0.35)	-0.670 (-0.62)
T_{rise}	-0.488	-0.779	1	-0.532 (-0.52)	0.426 (0.41)	0.573 (-0.19)
T_{fall}	0.373	0.414	-0.532	1	0.561 (0.55)	-0.455 (0.27)
T_{cycle}	-0.058	-0.297	0.426	0.561	1	0.024 (0.10)
$T_{cycle(-1)}$	-0.595	-0.670	0.573	-0.455	0.024	1

Таблиця 3. Деякі кореляційні зв'язки між параметрами циклів'

Параметри	Коефіцієнт кореляції	Параметр t	P	Рівняння регресії	Номер рівняння
$W_{min}(0:23) \rightarrow W_{max}(0:23)$	0.528	2.92	<0.01	$Y=(128.42 \pm 20.40) + (5.42 \pm 1.86) \times X$	1
$W_{min}(1:23) \rightarrow W_{max}(1:23)$	0.526	2.83	<0.01	$Y=(129.60 \pm 21.03) + (5.39 \pm 1.90) \times X$	2
$W_{min}(0:24) \rightarrow W_{max}(0:24)$	0.556	3.21	<0.005	$Y=(125.37 \pm 18.97) + (5.65 \pm 1.76) \times X$	3
$W_{min}(1:24) \rightarrow W_{max}(1:24)$	0.555	3.13	<0.005	$Y=(126.34 \pm 19.51) + (5.63 \pm 1.80) \times X$	4
$W_{max}(0:23) \rightarrow T_{rise}(0:23)$	-0.768	5.63	<0.001	$Y=(7.272 \pm 0.527) + (-0.016 \pm 0.003) \times X$	5
$W_{max}(1:23) \rightarrow T_{rise}(1:23)$	-0.772	5.57	<0.001	$Y=(7.168 \pm 0.525) + (-0.015 \pm 0.003) \times X$	6
$W_{max}(0:24) \rightarrow T_{rise}(0:24)$	-0.775	5.88	<0.001	$Y=(7.252 \pm 0.496) + (-0.016 \pm 0.003) \times X$	7
$W_{max}(1:24) \rightarrow T_{rise}(1:24)$	-0.780	5.85	<0.001	$Y=(7.159 \pm 0.493) + (-0.015 \pm 0.003) \times X$	8
$T_{rise}(0:23) \rightarrow T_{fall}(0:23)$	-0.533	2.96	<0.01	$Y=(9.366 \pm 0.959) + (-0.618 \pm 0.209) \times X$	9
$T_{rise}(1:23) \rightarrow T_{fall}(1:23)$	-0.497	2.63	<0.02	$Y=(9.203 \pm 0.983) + (-0.571 \pm 0.217) \times X$	10
$T_{fall}(0:23) \rightarrow T_{cycle}(0:23)$	0.556	3.14	<0.005	$Y=(7.614 \pm 1.107) + (0.514 \pm 0.164) \times X$	11
$T_{fall}(1:23) \rightarrow T_{cycle}(1:23)$	0.561	3.11	<0.01	$Y=(7.419 \pm 1.186) + (0.540 \pm 0.174) \times X$	12
$T_{cycle(-1)}(0:22) \rightarrow W_{min}(1:23)$	-0.570	3.18	<0.005	$Y=(37.991 \pm 8.983) + (-2.589 \pm 0.815) \times X$	13
$T_{cycle(-1)}(0:23) \rightarrow W_{min}(1:24)$	-0.595	3.47	<0.005	$Y=(39.406 \pm 8.718) + (-2.732 \pm 0.786) \times X$	14
$T_{cycle(-1)}(1:22) \rightarrow W_{min}(2:23)$	-0.569	3.09	<0.01	$Y=(37.424 \pm 9.109) + (-2.552 \pm 0.825) \times X$	15
$T_{cycle(-1)}(1:23) \rightarrow W_{min}(2:24)$	-0.594	3.38	<0.005	$Y=(38.782 \pm 8.832) + (-2.690 \pm 0.795) \times X$	16
$T_{cycle(-1)}(0:22) \rightarrow W_{max}(1:23)$	-0.652	3.94	<0.001	$Y=(513.40 \pm 84.87) + (-30.29 \pm 7.70) \times X$	17
$T_{cycle(-1)}(0:23) \rightarrow W_{max}(1:24)$	-0.670	4.23	<0.001	$Y=(521.99 \pm 81.69) + (-31.16 \pm 7.37) \times X$	18
$T_{cycle(-1)}(1:22) \rightarrow W_{max}(2:23)$	-0.669	4.03	<0.001	$Y=(521.07 \pm 84.76) + (-30.79 \pm 7.67) \times X$	19
$T_{cycle(-1)}(1:23) \rightarrow W_{max}(2:24)$	-0.685	4.31	<0.001	$Y=(530.09 \pm 81.34) + (-31.71 \pm 7.35) \times X$	20
$T_{cycle(-1)}(0:22) \rightarrow T_{rise}(1:23)$	0.490	2.58	<0.02	$Y=(-0.603 \pm 1.944) + (0.454 \pm 0.176) \times X$	21
$T_{cycle(-1)}(0:23) \rightarrow T_{rise}(1:24)$	0.509	2.78	<0.02	$Y=(-0.724 \pm 1.864) + (0.466 \pm 0.168) \times X$	22
$T_{cycle(-1)}(1:22) \rightarrow T_{rise}(2:23)$	0.553	2.97	<0.01	$Y=(-0.943 \pm 1.774) + (0.477 \pm 0.161) \times X$	23
$T_{cycle(-1)}(1:23) \rightarrow T_{rise}(2:24)$	0.573	3.20	<0.005	$Y=(-1.086 \pm 1.703) + (0.477 \pm 0.161) \times X$	24

Використовуючи знайдені кореляційні зв'язки між параметрами сонячних циклів, можна спрогнозувати, яким і коли буде максимум наступного, 25-го сонячного циклу.

Спершу скориставшись тим, що коефіцієнт кореляції між тривалістю фази росту і фази спаду циклу становить – 0.532, і взявши відповідне рівняння регресії (9) із таблиці 3 та знаючи тривалість фази росту 24-го циклу, яка стано-

вить 5.330 р., отримуємо, що тривалість фази спаду 24-го циклу становитиме (6.072 ± 2.073) р., і тоді повна тривалість 24-го циклу становитиме 11.402 р. Отже, мінімум наступного, 25-го циклу сонячної активності відбудеться у 2020.360 р., тобто у травні 2020 р.

Величину сонячної активності у мінімумі можна знайти із кореляційного зв'язку між тривалістю сонячного циклу і числом Вольфа у мінімумі наступного циклу (коефіцієнт кореляції становить -0.595). Підставивши у відповідне рівняння регресії (14) тримане нами значення тривалості 24-го циклу, маємо $W_{min}(25) = 8.3 \pm 0.3$.

З рівняння регресії (18) між W_{max} і $T_{cycle}(-1)$, коефіцієнт кореляції між якими становить -0.670 , отримуємо, що $W_{max}(25) = 166.7 \pm 2.4$.

Далі з рівняння регресії (24) між тривалістю фази росту циклу T_{rise} і тривалістю попереднього циклу $T_{cycle}(-1)$ (коефіцієнт кореляції становить -0.573) впливає, що тривалість фази росту 25-го циклу становитиме $T_{rise}(25) = 4.512 \pm 3.447$ р. Тобто, максимум 25-го циклу сонячної активності величиною біля 166.7 одиниць у числах Вольфа очікується у листопаді 2024 р. (2024.872 р.).

Тривалість фази росту 25-го циклу можна оцінити інакше. Із рівняння регресії (8) між T_{rise} і W_{max} , коефіцієнт кореляції між якими становить -0.780 , отримуємо, що $T_{rise}(25) = 4.659 \pm 0.993$. Взвзявши час мінімуму циклу 2020.360, матимемо, що час максимуму циклу становитиме 2025.019. Тобто, максимум 25-го циклу настане у січні-лютому 2025 р.

Отже, 25-й цикл сонячної активності розпочнеться у травні 2020 р. і досягне максимуму у листопаді 2024 р. – лютому 2025 р. Величина числа Вольфа у мінімумі і максимумі циклу становитиме 8.3 і 166.7 відповідно. Ці величини, поділені на 1.5, становлять 5.5 і 111.1 відповідно і є прогнозованими значеннями у старій, неревізованій системі. Отримане значення прогнозу максимуму 25-го циклу узгоджується із більш раннім нашим прогнозом [3].

Список використаних джерел

1. Пижало М.І. Попередній прогноз 24-го і 25-го циклів сонячної активності на основі кореляції між характеристиками циклів // Кинематика і фізика небес. тел. – 2008. – Т. 24, № 5. – С. 370–378.
2. Clette F., Svalgaard L., Vaquero J.M., Cliver E.W. Revisiting the sunspot number. A 400-year perspective on the solar cycle. – Space Sci. Rev. – 2014. – Vol. 186, Iss. 1-4. – P. 35–103.
3. Pishkalo M.I. Prediction of solar cycle 24 using sunspot number near the cycle minimum // Solar Phys. – 2014. – Vol. 289, Iss. 5. – P. 1815–1829.

Надійшла до редколегії 06.11.15

М. Пишкало, канд. физ.-мат. наук,
Астрономическая обсерватория Киевского университета имени Тараса Шевченко

РЕВИЗОВАННОЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ЧИСЛО СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ПРОГНОЗ 25-ГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Найденны параметры солнечных циклов после ревизии чисел Вольфа 2015 г. Исследованы корреляционные связи между разными параметрами солнечного цикла. На основе полученных уравнений регрессии сделан прогноз 25-го цикла солнечной активности. Прогнозируется, что минимум цикла будет составлять 8.3 в мае 2020 г., а максимум – 166.7 в ноябре 2024 г. – феврале 2025 г.

M. Pishkalo, Ph.D.
Astronomical observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv

REVISITED SUNSPOT NUMBERS AND PREDICTION OF SOLAR CYCLE 25

Parameteres of solar cycles are found usind revisited sunspot numbers in 2015. Correlations between cycle parameters were studied. Solar cycle 25 was predicted using regression equations obtained. I was predicted that minimum and maximum of the cycle (8.3 and 166.7) will occur in May of 2020 and November 2024 to February 2025 respectively.49

УДК 523.98

В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук,
В. Лоцицький, д-р фіз.-мат. наук
Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

СТАТИСТИЧНІ ОСОБЛИВОСТІ 24-ГО ЦИКЛУ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

Поточний цикл сонячної активності № 24 є аномальним у таких відношеннях: 1) він має немонотонну фазу росту і на різних ділянках цієї фази проявляє себе то як середній, то як слабкий цикл, 2) вершина циклу виявилась "двогорбою", причому другий максимум був вищим, ніж перший, на 15 одиниць згладжених чисел Вольфа (у старій системі), що є рекордно великим значенням для усіх попередніх циклів і 3) часовий інтервал між першим і другим максимумами циклу (26 місяців) є другим по величині з усіх 24 останніх циклів. Щодо показника інтегрального розподілу для діаметрів сонячних плям, то раніш було встановлено, що для 7 останніх циклів цей показник α в діапазоні діаметрів 50–90 Мм дорівнює, в середньому, $\alpha \approx 6.0$. Статистичний аналіз діаметрів сонячних плям за 2010–2015 рр. показав, що для поточного циклу $\alpha \approx 5.8$. Таким чином, дисперсія діаметрів сонячних плям у 24-му циклі є типовою для більшості сонячних циклів.

Ключові слова: Сонце, сонячна активність, сонячні плями, інтегральний розподіл діаметрів сонячних плям, статистичні особливості 24-го циклу.

Вступ. Сонячна активність є дуже складним явищем в атмосфері Сонця, пов'язаним з впливанням на його поверхню концентрованих магнітних полів, з магнітним потоком типово 10^{22} Мкс для однієї активної області. Активним областям на фотосферному рівні відповідають сонячні плями і факели, на хромосферному – хромосферні факели (флюкули), а на корональному – корональні конденсації й петельні або шоломовидні структури, що містять підсилене магнітне поле, а також ущільнену й більш гарячу плазму [5]. Саме в активних областях найчастіше виникають сонячні спалахи – вибухоподібні спорадичні процеси в його атмосфері, пов'язані з раптовим перетворенням магнітної енергії в енергію інших форм (електромагнітного випромінювання, нагріву плазми, прискорення часток до високих енергій, ударних хвиль, корональних викидів маси в міжпланетний простір).

Поскільки сонячна активність проявляється на всіх рівнях сонячної атмосфери і має дуже різноманітні прояви, то і індексів (певних характеристик) сонячної активності є дуже багато – кілька десятків. Однак для вивчення еволюційних змін сонячної активності найбільш інформативними є ті індекси, які отримуються за незмінною методикою якомога більш тривалий час. Фактично, на сьогодні найбільш презентативним індексом, у цьому відношенні, є числа Вольфа, які відображають рівень фотосферної активності Сонця. Ці числа обраховуються за формулою $Rz = k(10g + n)$, де g – число груп плям в день, n – сумарне число плям у всіх групах в цей день, k – коефіцієнт, який визначається інструментами, що використовуються для спостережень, і якістю спостережень, що включають погодні умови, використані приймачі зображення та ін. Звичайно обчислюється середнє за місяць добове значення Rz (середньомісячне число Вольфа). Часто використовується також згладжене з віком 13 місяців середньомісячне число сонячних плям.

В роботі [2] був запропонований новий індекс сонячної активності – показник інтегрального розподілу для діаметрів сонячних плям. Його особливістю є те, що цей індекс, на відміну від усіх інших, дає стислу характеристику дисперсності (неоднаковості) розмірів сонячних плям. Так, якщо цей показник α близький до 0, то це означає, що всі плями мають практично однаковий розмір. Якщо ж $\alpha = 4$ (як у циклі № 18), то це вже вказує на те, що діапазон діаметрів плям значно ширший. Ще ширший діапазон діаметрів при $\alpha = 6$ (як, в середньому, для більшості сонячних циклів згідно роботи [2]). Було показано, що здебільшого величина α є максимальною на початку циклу, а потім поступово зменшуються при переході до фаз максимуму і спаду циклу. Але виявились і "аномальні" цикли, а саме цикли №№ 18 і 22, у яких характер змін показника α суттєво відрізнявся.

Було важливо, з цієї точки зору, протестувати поточний цикл № 24. Це пов'язано з тим, що цей цикл також є аномальним, притому у таких відношеннях: 1) він мав немонотонну фазу росту і на різних ділянках цієї фази проявляв себе то як середній, то як слабкий цикл, 2) вершина циклу виявилась "двогорбою", причому другий максимум був вищим, ніж перший, на 15 одиниць згладжених чисел Вольфа (у старій системі), що є рекордно великим значенням для усіх попередніх циклів і 3) часовий інтервал між першим і другим максимумами циклу (26 місяців) є другим по величині з усіх 24 останніх циклів [4].

Спостережні дані та схема їх аналізу. Для вказаного вище дослідження використано дані Грінвіцького каталогу і його продовження NOAA-USEF (<http://solar.science.msfc.nasa.gov/greenwich/>). Поскільки сонячні плями дуже рідко мають правильну круглу форму (що полегшує вмірювання їх діаметрів), був використаний інший підхід: для кожної групи плям визначався еквівалентний діаметр $d_{\text{екв}}$. Величина $d_{\text{екв}}$ знаходилась по площі груп плям S_p , виправленій за ефект проекції. Щоб встановити зв'язок між $d_{\text{екв}}$ і S_p , були спеціально відібрані одиночні і круглі за формою сонячні плями, по яких будувалась допоміжна калібровочна залежність (рис. 1). Для прискорення опрацювання даних, була складена одним із авторів (В.Є.) машинна програма, яка здійснювала селекцію плям по площам і розмірам в автоматичному режимі, без ручного втручання. Крім того, в основному приймалися до уваги тільки великі плями, що мають діаметри більше 40 мегаметрів (Мм). Це пов'язано з тим, що лінійна ділянка на інтегральній залежності для сонячних плям, по якій визначається показник α , знаходиться здебільшого в діапазоні діаметрів 50–90 Мм [2].

Поскільки цикл № 24 виявився, у підсумку, слабким циклом, то і великих плям у ньому було відносно небагато (табл. 1). Найбільше їх було у 2014 р. (156), тобто в рік максимуму всього циклу. Саме в цей рік спостерігався другий, більш високий пік активності поточного циклу.

Результати та їх обговорення. Інтегральна залежність для діаметрів сонячних плям 24-го циклу за даними для 2009–2015 рр. представлена на рис. 2. Слід зазначити, що тут враховані всі щоденні значення діаметрів груп плям. Видно, що в діапазоні діаметрів 50–90 Мм вона задовільно апроксимується прямою з показником розподілу $\alpha \approx 5.8$. Порівняємо цю величину з аналогічними параметрами для інших циклів (рис. 3).

Таблиця 1. Число сонячних плям у циклі № 24, що мали діаметри більше 40 Мм

Рік	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015
N	–	12	79	80	89	156	95

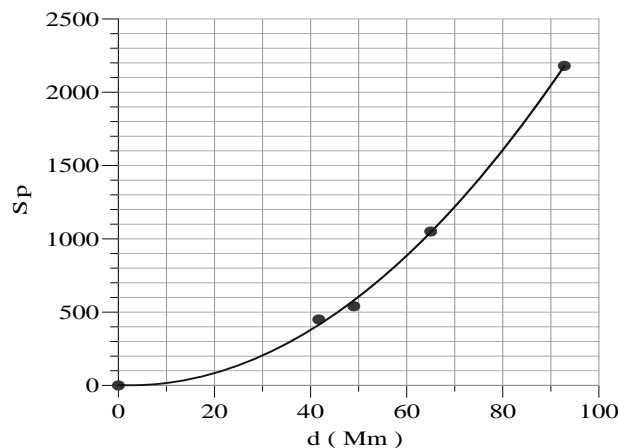


Рис. 1. Калібровочна залежність, по якій визначались еквівалентні діаметри груп плям $d_{\text{екв}}$ (Мм) в залежності від виправленої за проекцію площі груп плям S_p (м.д.п.)

З останнього рисунка видно, що дисперсія діаметрів сонячних плям у 24-му циклі є близькою до середнього значення по всім вивченим сонячним циклам. Таким чином, у цьому відношенні поточний цикл не є аномальним, хоча слід зазначити, що роки 2009–2015 рр. охоплюють, зрозуміло, не весь цикл – він має закінчитись орієнтовно у 2019–2020 рр. Однак, оскільки максимум циклу вже пройдено і надалі кількість великих плям у ньому має поступово зменшуватись, скоріш всього, остаточні дані за весь цикл щодо показника α не повинні сильно відрізнятись від наведеного вище попереднього значення.

З розгляду рис. 3 очевидно, що найбільш нетиповим щодо показника α був цикл № 18 (1944–1954 рр.). Щоб впевнитись, що в роботі [2] не була допущена якась випадкова помилка, всі дані за 18-й цикл були опрацьовані по-новому і аналогічно тому, як це робилось для циклу № 24. Виявилось, що нові значення α в межах похибок співпадають зі старими, тобто наведені на рис. 3 значення є правильними. Це ще раз підтверджує аномальність циклу №18. Відомо, що саме у цьому циклі виникли найбільші за останні 140 років плями – з діаметром до 150–170 Мм [2].

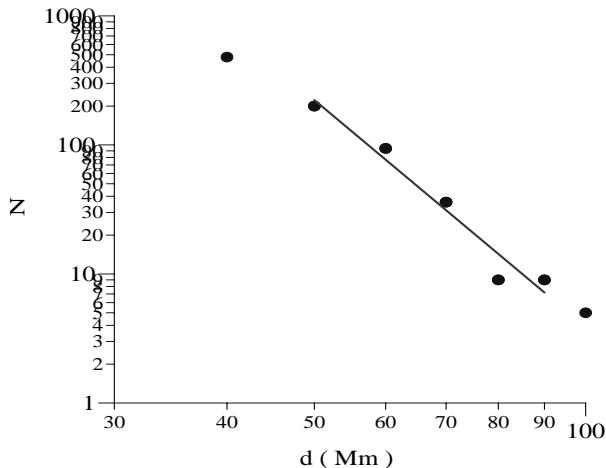


Рис. 2. Інтегральна залежність для діаметрів сонячних плям 24-го циклу, побудована на основі даних за 2009–2015 рр. Апроксимуюча пряма проведена на основі даних діапазону 50–90 Мм, тобто аналогічно роботі [2]

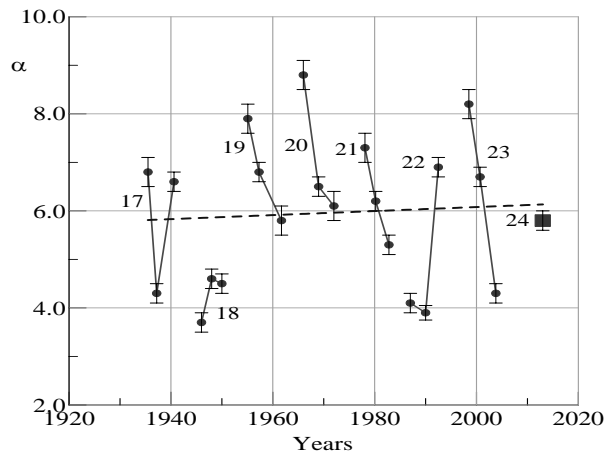


Рис. 3. Порівняння показника інтегрального розподілу для циклів активності 17–24. Для останнього циклу вказана середня за весь цикл величина, тоді як для попередніх циклів – окремі значення для фаз росту, максимуму і спаду циклу

Поскілки сонячні плями – це передусім магнітні утворення, що мають сильне магнітне поле на рівні типово 2000–3000 Гс, а іноді – до 5000–6000 Гс [3, 5], можна було очікувати, що у циклі № 18 також зустрічались якісь особливо сильні магнітні поля. І дійсно, згідно з даними роботи [1] саме у циклі № 18 були найсильнішими не тільки магнітні поля B_{sp} у сонячних плямах, а також середні площі груп S_{gr} і їх протяжності dL протягом останніх 65 років.

Висновки. Поточний цикл сонячної активності № 24, скоріш всього, є типовим циклом у відношенні показника інтегрального розподілу для діаметрів сонячних плям. Цей показник для поточного циклу дорівнює $\alpha \approx 5.8$, тоді як для семи попередніх циклів (17–23) середнє значення α було близько 6 з найменшим значенням $\alpha \approx 4$ у 18-му циклі. Це ще раз підтверджує висновок [2] про те, що цикл № 18 був аномальним.

Список використаних джерел

1. Лоцицька Н.Й., Єфіменко В.М. Индексы групп солнечных пятен для долгосрочного прогнозирования геомагнитной активности // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2015. – Вип. 52. – С. 43–47.
2. Babij V.P., Efimenko V.M., Lozitsky V.G. Statistical characteristics of large sunspots in solar activity cycles 17–23 // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2011. – Vol. 27, No 4. – P. 191–196.
3. Livingston W., Harvey J.W., Malanushenko O.W. Sunspots with the strongest magnetic fields // Solar Phys. – 2006. – Vol. 239. – P. 41–68.
4. Lozitsky V.G., Efimenko V.M. Prognoses and anomaly of 24th cycle of solar activity // Odessa Astronomical Publications. – 2014. – Vol. 27, No .2. – P. 90–91.
5. Solanki S.K. Sunspots: An overview [Текст] / S.K. Solanki // Astron. Astroph. Rev. – 2003. – Vol. 11. – P. 153 – 286.

Надійшла до редколегії 30.06.16

В. Єфіменко, канд. физ.-мат. наук,
 В. Лоцицкий, д-р физ.-мат. наук
 Астрономическая обсерватория Киевского университета имени Тараса Шевченко

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ 24-го ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Текущий цикл солнечной активности № 24 является аномальным у таких отношениях: 1) он имел немонотонную фазу роста и на разных участках этой фазы проявлял себя то как средний, то как слабый цикл, 2) вершина цикла оказалась "двугорбой", причем второй максимум был выше, чем первый на 15 единиц сглаженных чисел Вольфа (в старой системе), что является рекордно большим значением для всех предыдущих циклов и 3) временной интервал между первым и вторым максимумами цикла (26 месяцев) является вторым по величине для всех 24 последних циклов. Относительно показателя интегрального распределения для диаметров солнечных пятен, то ранее было установлено, что для 7 последних циклов этот показатель α , в среднем $\alpha \approx 6.0$ в диапазоне диаметров 50–90 Мм. Статистический анализ для диаметров солнечных пятен за 2010–2015 гг. показал, что для текущего цикла $\alpha \approx 5.8$. Таким образом, дисперсия диаметров солнечных пятен в 24-м цикле является типичной для большинства солнечных циклов.

Ключевые слова: Солнце, солнечная активность, солнечные пятна, интегральное распределение диаметров солнечных пятен, статистические особенности 24-го цикла.

V. Efimenko, PhD,
V. Lozitsky, DrSci
Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv

STATISTICAL PECULIARITIES OF 24th CYCLE OF SOLAR ACTIVITY

Current 24th cycle of solar activity is anomalous if following aspects: 1) it had non-monotonous phase of grown, and on different times of this phase it demonstrated peculiarities of both middle and weak cycle, 2) peak of cycle was two-top, and second top was higher than first on about 15 units of averages Wolf's number (in old classification) that is maximum value for all previous cycles, and 3) temporal interval between first and second maximums of cycle was 26 months that is second value from all 24 cycles. As to index of integral distribution of sunspot diameters, it was found earlier that this index α , in the average, equals about 6.0 for 7 previous cycles, in diameter range 50–90 Mm. New statistical analysis based on data for 2010–2015 allows to conclude that for 24th cycle $\alpha \approx 5.8$. Thus, dispersion of diameters of sunspots in 24th cycle is typical for majority of solar cycles.

Key words: Sun, solar activity, sunspots, integral distribution for diameters of sunspots, statistical peculiarities of 24th cycle.

В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук
Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

АСТРОНОМІЧНА ОБСЕРВАТОРІЯ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА У 2015 р.

Подано інформацію про роботу Астрономічної обсерваторії за 2015 рік. Висвітлено найважливіші події у житті обсерваторії та результати наукових досліджень.

Інформація про роботу Астрономічної обсерваторії за 2014 рр. була подана у Віснику Київського університету [1]. Тут висвітлено результати наукових досліджень та найважливіші події у житті обсерваторії за 2015 рік.

У 2015 р. обсерваторія відзначила 170 річницю та часу заснування. Головним заходом стала наукова конференція присвячена цій даті. Важливою подією року став конкурс наукових тем на 2016–2018 рр. Астрономічна обсерваторія подала на конкурс три фундаментальні наукові теми: "Фундаментальна фізика та моделі високоенергетичних астрофізичних явищ", науковий керівник Жданов В.І.; "Космічні чинники земних катаклізмів. Спостереження, аналіз, інформатизація", науковий керівник Чурюмов К.І.; "Закономірності та аномалії сонячної активності та їх застосування для прогнозування космічної погоди", науковий керівник Криводубський В.Н. Результати конкурсних наукових тем були оголошені на початку 2016 року. Необхідну кількість балів набрали дві перші теми, які отримали фінансування на 2016–2018 рр.

Структура та склад. На початок 2015 р. в штаті Астрономічної обсерваторії працювало 56 осіб, з них співробітників, які беруть участь у виконанні НДР – 32, у тому числі докторів – 6, кандидатів наук – 16; інженерно-технічних працівників – 9, у тому числі кандидатів наук – 3; обслуговуючий персонал – 23; музей – 1. В науковій роботі брали участь викладачі, аспіранти та студенти кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету.

У 2015 році структура обсерваторії не змінювалась – на кінець 2015 р. до її складу входили сектор астрометрії та малих тіл сонячної системи (зав. сектору канд. фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник Клецонок В.В.), відділ астрофізики (зав. відділу доктор фіз.-мат. наук, професор Жданов В.І.), сектор сонячної активності та сонячно-земних зв'язків (зав. сектору кандидат фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник Пішало М.І.), а також 2 спостережні станції (с. Лісники Києво-Святошинського р-ну і с. Пилиповичі Бородянського р-ну Київської області).

Обсяг бюджетного фінансування у 2015 р. склав 3122.0 тис. грн., договірною – 200.0 тис. грн.

За результатами роботи працівниками обсерваторії у 2015 р. опубліковано 2 монографії, 1 навчальний посібник, 52 наукові статті, з них 12 у закордонних виданнях, проведено 2 наукові конференції, зроблено 71 доповідь на 10 конференціях.

У 2015 р. кандидатські дисертації захистили співробітники обсерваторії Пономаренко В.О. "Спектральні особливості вибраних комет сімейства Юпітера та довгоперіодичних комет зі зворотним рухом" (н.к. Чурюмов К.І.), Слюсар В.М. "Мікролінування віддалених джерел в багаточастинкових гравітаційно-лінзових системах: статистика кривих блиску" (н.к. Жданов В.І.) і аспірант Василенко А.А. "Особливості спектрів рентгенівського випромінювання активних ядер галактик в діапазоні енергій 0.5–250 кеВ" (н.к. Жданов В.І.).

Тематика наукових досліджень. Впродовж року виконувались бюджетні теми "Характеристики розподілу матерії у Всесвіті та властивості об'єктів", науковий керівник Жданов В.І., докт. фіз.-мат. наук, професор, зав. відділом (об'єм фінансування 1.303 тис. грн.), "Магнітна активність Сонця і сонячно-земні зв'язки у новому 24 циклі", науковий керівник Лоцицький В.Г., докт. фіз.-мат. наук., ст.н.с. (787.0 тис. грн.), "Фізичні та кінематичні характеристики малих тіл сонячної системи", науковий керівник Чурюмов К.І., докт. фіз.-мат. наук., член-кор. НАН України (1032.0 тис. грн.). Договірна тема "Темна енергія та темна матерія в астрофізичних об'єктах та космології" з Державним фондом фундаментальних досліджень, науковий керівник Парновський С.Л., докт. фіз.-мат. наук, професор, пров.н.с. (200.0 тис. грн.).

Результати наукових досліджень.

Астрометрія та малі тіла сонячної системи. На основі спільних з ГАО НАН України спостережень на астрометричному комплексі МАК складено каталог положень і зоряних величин зір в V полові екваторіальної зони КМАС2.0, який нараховує 1 млн. 750 тис. зірок до 17 зоряної величини в системі Tucho-Hipparcos та забезпечує середню щільність близько 1400 зірок на квадратний градус (Клецонок В.В., Буромский М.І.). Створено каталог ліній мультиплетів заліза метеорів, із зазначенням термів, енергетичних рівнів і довжин хвиль ліній та побудовано діаграми Гротріана, які наочно пояснюють переходи, що супроводжують випромінювання в тому чи іншому мультиплеті. На основі цього каталогу вдосконалені методи обробки спектральних спостережень метеорів (Чурюмов К.І. з співавторами). Розроблено методи оптимізації ефективності телевізійних спостережень метеорів: статистичний метод уточнення визначення швидкості метеора за двома пунктами спостережень з використанням методу Монте-

Карло; емпіричний метод підвищення ефективності фотометричних вимірів динамічних об'єктів у телевізійних кадрах отриманих спостережними системами з нелінійним відгуком; метод геометричної оптимізації розміщення пунктів спостереження метеорів та вибору оптики; розроблено концепцію створення багатofункціонального мобільного телевізійного комплексу для спостережень метеорів (Козак П.М., Рожило О.О.). Створений електронний архів фотографічної склотеки обсерваторії з даними умов і параметрів спостережень та цифровими копіями зображень інтегровано до Об'єднаного цифрового архіву УкрВО та міжнародних баз даних (Казанцева Л.В.).

Астрофізика. Досліджено можливі джерела спостережуваних космічних променів найвищих (понад 10^{20} eV) енергій з врахуванням модифікації спектру космічних променів внаслідок взаємодії з міжгалактичним магнітним полем та з фоном електромагнітного випромінювання. Серед потенційних кандидатів виділено молоді пульсари, які при народженні могли мати мілісекундні періоди, та гігантські спалахи магнетарів (Гнатик Б.І. з співавторами). Отримано нові дані про вміст та характеристики аерозолу над Києвом, оцінки зв'язку між варіаціями потоку космічних променів та динамікою аерозолу. Проаналізовані ряди даних про спектральну оптичну товщу аерозольного шару у атмосфері над Києвом, одержані за допомогою сонячних фотометрів міжнародної мережі AERONET протягом 2008–2014 рр. та виявлені основні риси її сезонних змін та трендів та негативний тренд вмісту аерозолів над Києвом протягом 2011–2014 рр. Виявлено основні джерела забруднення атмосфери над Україною аерозолем протягом літа 2010 р. за супутниковими даними із залученням даних AERONET (Данилевський В.О.). Побудовано нові моделі колективного руху галактик, які враховують як мультипольну структуру великомасштабного поля швидкостей, так і маси близьких аттракторів та падіння на них, а також, в інших варіантах, з урахуванням ефектів загальної теорії відносності. Моделі були застосовані для опрацювання нової вибірки даних щодо пекулярних рухів галактик з каталогу RFGC, що, однак, не привело до суттєвого покращення якості опису поля колективних швидкостей на відстанях до 100 Мпк. Отримані нові обмеження на значення космологічних параметрів та їх комбінацій з урахуванням нових даних про червоні зміщення, ширини ліній H I та фотометричні параметри. Було показано, що вони, а також значення швидкостей дипольної компоненти колективного руху добре узгоджуються з передбаченнями Λ CDM-моделі та результатами інших авторів (Кудря Ю.М.). Ревізовано спостережні перспективи щодо визначення моделей протяжного джерела та розподілу матерії з даних по гравітаційному лінзуванню; доповнено оцінки необхідної точності фотометричних спостережень. Продовжено розробку методів визначення коефіцієнтів підсилення точкового та протяжного джерела в околах каустики гравітаційно-лінзової системи, отримано аналітичні вирази для часу затримки. Отримано нові аналітичні співвідношення для автокореляційної функції мікролінзованого випромінювання з урахуванням ефектів хвильової оптики. Проаналізовано ефекти мікролінзування в автокореляційній функції потоку випромінювання віддаленого джерела, мікролінзованого як точковими масами, так і протяжними згустками темної матерії за наявності і без зовнішнього зсуву; встановлено, що зміна зовнішнього зсуву в інтервалі від 0 до 0.3 слабо впливає на автокореляційні функції кривих блиску (Жданов В.І., Александров О.М.). Розглянуто функції світності вибірки галактик з активним зореутворенням з врахуванням швидкої еволюції світності галактик на шкалі часу в ~ 10 млн років, виявленої з залежності темпу зореутворення, нормованого на масу молодого зоряного населення, від віку спалаху. Показано, що функції світності галактик з активним зореутворенням у лінії H α та ультрафіолетовому континуумі не можуть бути описані функцією Шехтера. При порівнянні темпів зореутворення ізольованих галактик 2MIG та галактик у парах знайдено, що еволюційні процеси головним чином залежать від маси галактики, але спіральні галактики у парах мають менші значення темпу зореутворення при малих масах, а масивні галактики у парах мають вищий темп зореутворення, ніж ізольовані галактики (Парновський С.Л., Ізотова І.Ю.). У результаті комплексу статистичних досліджень, оснований на оригінальних вибірках, виявлено відмінності випромінювання галактик у залежності від оточення, що говорить про вплив оточення галактик на їх еволюцію. Показано, що темпи зореутворення в галактиках Маркаряна вищі, ніж в ізольованих галактиках (Мельник О.В.). З метою вивчення неоднорідності розподілу матерії у Всесвіті на великих червоних зміщеннях, в тому числі, небаріонної компоненти темної матерії, оцінено оцінки параметри двоточкових кореляційних функцій та спектру потужності розподілу квазарів, проведено оцінки спектру потужності контрасту густини матерії на основі вивчення Лайман-альфа лісу ліній поглинання в спектрах квазарів (Жданов В.І., Федорова О.В.).

Фізика Сонця, сонячно-земні зв'язки. На основі аналізу даних Сонячної обсерваторії імені Вілcoxа та даних проекту SOLIS встановлено, що у 24-му циклі сонячної активності у північній півкулі Сонця відбулася потрібна зміна полярності магнітного поля, а у південній – однократна (Пішкало М.І., Лейко У.М.). За матеріалами наземних спостережень сонячної фотосфери, а також міжнародних даних геомагнітної активності, отримані докази існування синхронних вікових варіацій напруженості магнітного поля, площі та протяжності великих сонячних плям, які разом з параметрами їх 11-річних варіацій і кореляційних зв'язків з геомагнітними індексами дозволяють прогнозувати геомагнітну збуреність у наступному циклі сонячної активності (Лозицька Н.Й., Єфіменко В.М.). На основі детального аналізу тонких спектральних ефектів в $I \pm V$ та V профілях ліній Fe I 6301.5 та 6302.5 Å підтверджено факт існування особливо сильних субтелескопічних магнітних полів з напруженістю 8 кГс в тіні великих сонячних плям; у відповідних ділянках доплерівська швидкість є негативною (підйом плазми) і близькою до -2 км/сек (Лозицький В.Г.). Проаналізовано спостереження фотосферних магнітних полів, проведені орбітальною обсерваторією Hinode у 2015 р., і встановлено, що дійсні напруженості магнітного поля у субтелескопічних силових трубках за межами сонячних плям знаходяться в межах 1.3–2.3 кГс (Лозицький В.Г., Ботигіана О.О.). Розрахунками в рамках двох моделей СКЗ встановлено, що в глибоких шарах конвективні комірки під дією обертання Сонця можуть закручуватися на досить великі кути, необхідні для вагального негативного внеску спіральної турбулентності в сумарну турбулентну дифузію магнітного поля (Криводубський В.Н.). Знайдено параметри сонячних циклів після ревізії чисел Вольфа 2015 р. і на

основі аналізу кореляційних зв'язків між різними параметрами циклів обґрунтовано довгостроковий прогноз сонячної активності, згідно з яким мінімум 25-го циклу становитиме 8.3 у травні 2020 р., а максимум – 166.7 у листопаді 2024 р.– лютому 2025 р. (Пішкало М.І.).

Список використаних джерел

1. *Єфіменко В.М.* Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2014 р. // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2015. – Вип. 1(52). – С. 57–58.

Надійшла до редколегії 10.03.16

В. Ефименко, канд. физ.-мат. наук
Астрономическая обсерватория Киевского университета имени Тараса Шевченко

**АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ КИЕВСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО УНИВЕРСИТЕТА
ИМЕНИ ТАРАСА ШЕВЧЕНКО В 2015 ГОДУ**

Приведена информация о работе Астрономической обсерватории за 2015 год. Освящены наиболее важные события в жизни обсерватории и результаты научных исследований.

V. Efimenko, PhD
Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv

ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF NATIONAL TARAS SHEVCHENKO UNIVERSITY OF KYIV IN 2015

The information on work of the Astronomical observatory for 2015. The basic results of scientific researches for 2015 are stated.

Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуск 1(53)

Друкується за авторською редакцією

Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"

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



Формат 60x84^{1/8}. Ум. друк. арк. 6,7. Наклад 300. Зам. № 216-7957.
Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А1.
Підписано до друку 31.10.16

Видавець і виготовлювач
ВПЦ "Київський університет"
01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43
☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; тел./факс (38044) 239 31 28
e-mail: vpc@univ.kiev.ua
http: vpc.univ.kiev.ua
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02