

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

Для наукових працівників, аспірантів, студентів старших курсів, які спеціалізуються в галузі астрономії. Випуск присвячено 165-річчю Астрономічної обсерваторії.

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.

The issue is dedicated to the 165-th anniversary of Astronomical observatory.

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В.М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	Єфіменко В. М., канд. фіз.-мат. наук (заступник відповідального редактора); Федорова О. В., канд. фіз.-мат. наук (відповідальний секретар); Гнатик Б. І. д-р фіз.-мат. наук; Жданов В. І., д-р фіз.-мат. наук; Клецонок В. І., канд. фіз.-мат. наук; Костик Р. І., д-р фіз.-мат. наук; Лозицький В. Г. д-р фіз.-мат. наук; Міліневський Г. П., д-р фіз.-мат. наук; Парновський С. Л., 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, адреса електронної пошти: visnyk@observ.univ.kiev.ua
Затверджено	Вченою радою Астрономічної обсерваторії 25.10.12 (протокол № 8)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/9 від 08.09.99
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КІ № 251 від 31.10.97
Засновник та видавець	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "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

ЗМІСТ

Ізотова І., Парновський С. Швидкості зореутворення вибірки компактних емісійних галактик за даними GALEX	4
Ропотенко К. Енергія вакууму, спектр де Сіттера і повернення Пуанкаре	7
Богдан Т., Гнатик Б., Кобзар О., Марченко В., Суцов О. Кореляція космічних променів надвисоких енергій із центравором А	9
Пішкало М. Сонячна корона і прогноз амплітуди 24-го циклу сонячної активності	11
Гнатик Р. Хімічний склад космічних променів надвисоких енергій	14
Александров А., Жданов В., Коваль С. Асимптотичні формули для подій сильного мікролінзування з урахуванням темної матерії	17
Козак П., Рожило О, Тарануха Ю. Кінематичні параметри метеорів за результатами базисних телевізійних спостережень в період осіннього рівнодення 2001 року	20
Венгліньський Є., Лозицький В. Прямі вимірювання магнітного поля в тіні й півтіні сонячних плям по 146 спектральних лініях	26
Василенко А. Визначення параметрів ядра активної галактики NGC 1194	28
Гнатик Б., Суц Ю. Радіовипромінювання залишку наднової "Вітрила"	31
Маслюх В., Гнатик Б., Ставаж Л., Островські М. Аналіз мап жорсткості рентгенівського випромінювання від кластерів галактик HYDRA A, HERCULES A та MS 0735.6+7421	34
Головня В., Пакуляк Л., Кізюн Л. Гама-спалахи — огляд областей неба на платівках архіву (1976–1998)	36
Корсунь А., Курбасова Г., Неушкин А. Сибирський антициклон: многолетние пространственные и временные связи	40
Кудря Ю. Функції світності ізольованих галактик каталогу 2MIG	44
Лозицький В., Єфіменко В. Розвиток сонячної активності у 24-му цмклі: сценарій 15-го циклу?	49
Кравцов Ф., Лук'яник І. Спостереження покриттів зір астероїдами методом розгортки їхніх зображень у 2008–2011 рр	52
Садовенко Є., Пішкало М. Структура сонячної корони під час повних сонячних затемнень 23-го циклу сонячної активності і моделювання магнітного поля в короні у потенціальному наближенні	54
Єфіменко В. Про роботу Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2011 р.	58

CONTENTS

Izotova I., Parnovsky S. Star formation rates for sample of compact emission-lines galaxies based on GALEX data	4
Ropotenko K. Vacuum energy, de Sitter spectrum and Poincare recurrences	7
Bohdan T., Hnatyk B., Kobzar O., Marchenko V., Suschov O. The correlation between ultra high energy cosmic rays and Cen A	9
Pishkalo M. Solar corona and prediction of the solar cycle 24 amplitude	11
Hnatyk R. Chemical composition of the cosmic rays of extra high energies	14
Alexandrov A., Zhdanov V., Koval' S. Asymptotic relations for high magnification events in presence of dark matter	17
Kozak P., Rozhilo O., Taranukha Ju. Kinematical parameters of the meteors from the results of the basic television observations during the period of the autumn solstice 2001	20
Venhlinsky E., Lozitsky V. Direct measurements of the magnetic fields in the shadows or half-shadows of sunspots using 146 spectral lines	26
Vasylenko A. Determining the parameters of active galactic nucleus NGC 1194	28
Hnatyk B., Sushch I. Radio emission from Vela supernova remnant	31
Masliukh V., Hnatyk B., Stavarz L., Ostrowsky M. Analysis of the hardness maps of the X-ray emission from Hydra A, Hercules A and MS 0735.6-7421 galactic clusters	34
Golovnya V., Pakuliak L., Kiziun L. γ -ray bursts: the stellar fields survey on the plates from 1976–1998 archive	36
Korsun' A., Kurbasova G., Neushkin A. Siberian anticyclone: perennial spatial and temporal connections	40
Kudrya Ju. Luminosity functions of the isolated galaxies of 2MIG catalogue	44
Lozytsky V., Efimenko V. Development of solar activity in 24 th cycle: scenario of 15th cycle?	49
Kravtsov F., Luk'yanyk I. Observations of stellar occultations by asteroids using the image-deployment method during 2008–2011	52
Sadovenko Ie., Pishkalo M. Structure of the solar corona during 9 total solar eclipses in solar cycle 23 and modeling of coronal magnetic field in the potential approach	54
Efimenko V. On the work of Astronomical observatory of Kiev National Taras Shevchenko University in 2012	58

УДК 524.7

І. Ізотова, канд. фіз.-мат. наук, наук. співроб.,
С. Парновський, д-р фіз.-мат. наук, проф.

ШВИДКОСТІ ЗОРЕУТВОРЕННЯ ВИБІРКИ КОМПАКТНИХ ЕМІСІЙНИХ ГАЛАКТИК ЗА ДАНИМИ GALEX

На основі даних випромінювання галактик у ультрафіолетовому діапазоні спектру, отриманих місією Galaxy Evolution Explorer (GALEX), оцінено швидкість зореутворення вибірки близько 800 компактних емісійних галактик з SDSS. Отримано, що медіанні значення темпів зореутворення, оцінених за випромінюванням галактик у далекому та близькому ультрафіолетовому діапазоні, становлять $3.9 M_{\odot} \cdot \text{рік}^{-1}$ та $5.3 M_{\odot} \cdot \text{рік}^{-1}$ відповідно. Показано, що коректне врахування екстинкції випромінювання галактик в ультрафіолетовому діапазоні в середньому майже у 3 рази збільшує значення темпу зореутворення.

The data of the galaxy ultraviolet radiation from the Galaxy Evolution Explorer (GALEX) are used to estimate galaxy star formation rate for a sample of about 800 compact emission-line galaxies from SDSS. The median values of star formation rate derived from the far- and near- ultraviolet emission of galaxies are about $3.9 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ and $5.3 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ respectively. The extinction-corrected star formation rates are shown to be on average about 3 times larger than uncorrected ones.

Історія зореутворення у Всесвіті є важливим компонентом розуміння еволюції галактик вцілому. Є різні спостережні індикатори процесів зореутворення. Найчастіше у якості таких індикаторів використовують неіонізуюче випромінювання галактик у ультрафіолетовому (УФ) континуумі ($\lambda = 1250 \div 2500 \text{ \AA}$), радіоконтинуумі ($\lambda = 20 \text{ см}$), далекому інфрачервоному діапазоні (смуги 12, 25, 60 і 100 мкм) та випромінювання областей HII іонізованого водню у небулярній лінії H α ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$). Використання кожного з названих індикаторів має свої "pro" і "contra". Фізичні процеси, які в галактиках відповідають за виникнення кожного випромінювання, характеризують зореутворення на різній шкалі часу. Неіонізуюче випромінювання галактик в УФ континуумі свідчить про наявність значної кількості молодих масивних зір: від зір типу O- до зір пізнього B- типу з масами $M > 3 M_{\odot}$. Це випромінювання може бути мірою швидкості зореутворення (SFR, star formation rate) на масштабі часу життя цих зір $\sim 10^8$ років. Використанні цього індексу швидкості зореутворення затрудняється необхідністю коректного врахування екстинкції на частинках пилу. Випромінювання галактик у далекому інфрачервоному (ІЧ) діапазоні – це теплове випромінювання пилу, яке ефективно нагрівається ультрафіолетовим випромінюванням зір. У цьому сенсі, випромінювання у ІЧ діапазоні та УФ континуумі взаємно доповнюють один одного. Випромінювання в ІЧ діапазоні є прозорим для міжзоряного середовища. Але дані про випромінювання галактик в ІЧ діапазоні (база даних IRAS) в силу низького порогу чутливості вимірювальних приладів (для довжин хвиль 60 та 100 мкм потоки 1 та 2 Ян відповідно) доступні лише для відносно недалеких та яскравих галактик. Випромінювання в небулярній лінії H α є рекомбінаційним випромінюванням газу, іонізованого найбільш масивними зорями типу O та раннього типу B- зорями з масами понад $17 M_{\odot}$, час життя яких декілька мільйонів років. Таким чином, цей індикатор є характеристикою наближеного до миттєвого незалежного від попередньої історії процесу зореутворення. Калібрування (перехід від величини потоку випромінювання до значень SFR) вираховується з використанням еволюційних синтетичних моделей, тобто залежить від прийнятих припущень та моделей. При використанні даних випромінювання галактик в радіоконтинуумі (в якості індикатора зореутворення) необхідно врахувати співвідношення теплового і нетеплового компонентів, що вносить невизначеність у калібрування. Детальний аналіз індикаторів зореутворення, калібрування та визначення SFR для галактик різного морфологічного типу за різними чинниками приведено у роботах [2, 4, 6–8, 11–14].

Для визначення швидкостей зореутворення вибірки [5] близько 800 компактних емісійних галактик великої світності ми використали дані 2 оглядів (Medium Imaging Survey (MIS) та All-sky Imaging Survey (AIS), (див. <http://galex.stsci.edu/GR4>) Galaxy Evolution Explorer (GALEX) спостережень в ультрафіолетовому (УФ) діапазоні: далекому УФ (FUV, far ultraviolet, $\lambda_{\text{eff}} = 1528 \text{ \AA}$) та близькому УФ (NUV, near ultraviolet, $\lambda_{\text{eff}} = 2271 \text{ \AA}$). Основні характеристики GALEX можна знайти у роботах [9–10].

Досліджувана вибірка галактик [5] була створена на основі спектральних даних огляду Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [1]. Її властивості детально обговорюються в роботі [5]. Зазначимо основні критерії вибору об'єктів [5]:

- відібрані компактні галактики с активним зореутворенням (не включались об'єкти зі спектральними особливостями типу Sy2);

- виправлена за екстинкцію світність H β емісійної лінії більша $L(\text{H}\beta) = 3 \times 10^{40} \text{ ерг с}^{-1}$;
- велика еквівалентна ширина H β емісійної лінії, $\text{EW}(\text{H}\beta) \geq 50 \text{ \AA}$;

- відібрані компактні галактики, в спектрах яких надійно зареєстрована лінія [O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$, і помилка у визначенні потоку у цій лінії не перевищує 50 % його величини.

Галактики з вибірки були ототоженні з джерелами з бази даних GALEX: 639 галактик є джерелами випромінювання у далекому УФ діапазоні, 678 – у близькому. Були відібрані тільки ті галактики, для яких помилка визначення потоку в УФ діапазоні менша 50 % значення величини потоку. Отримані потоки випромінювання, доповнені даними NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), забезпечили обчислення світностей галактик (ми прийняли постійну Хаббла $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$). На рис. 1 приведено розподіл галактик за значеннями червоного зміщення (діапазон $z = 0.02\text{--}0.6$). На рис.1. прийняті позначення: дрібна сітка – підвибірка з даними H α ; штриховка справа наліво – підвибірка з даними FUV; вертикальна штриховка – підвибірка з даними NUV.

Щоб скоригувати значення спостережних потоків випромінювання F_{obs} в УФ діапазоні та небулярній лінії H α (значення потоків отримано з роботи [5]), було внесено спеціальні поправки $F_{\text{corr}}(\lambda) = F_{\text{obs}}(\lambda) \times 2.5^{A(\lambda)}$. Для обчислення $A(\lambda)$ ми використовували закон почервоління Карделлі та ін. [3] з $R_v = 3.1$, а надлишок кольору $E(B-V)$ було отримано з використанням індексу кольору $C(\text{H}\beta)$ [5].

Швидкість зореутворення обчислювалась згідно калібрування [7]:

$$\begin{aligned} \text{SFR}(\text{H}\alpha) &= 7.9 \times 10^{-42} L(\text{H}\alpha) \\ \text{SFR}_{\text{UV}} &= 1.4 \times 10^{-28} L_{\text{UV}}, \end{aligned} \quad (1)$$

де $\text{SFR}(\text{H}\alpha)$ та SFR_{UV} – швидкості зореутворення в одиницях $M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$, визначені за світністю галактики в лінії $\text{H}\alpha$ та в УФ (далекому чи близькому) діапазоні відповідно; $L(\text{H}\alpha)$ (єрг с^{-1}) та L_{UV} ($\text{єрг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$) світності галактик в лінії $\text{H}\alpha$ та в УФ діапазоні.

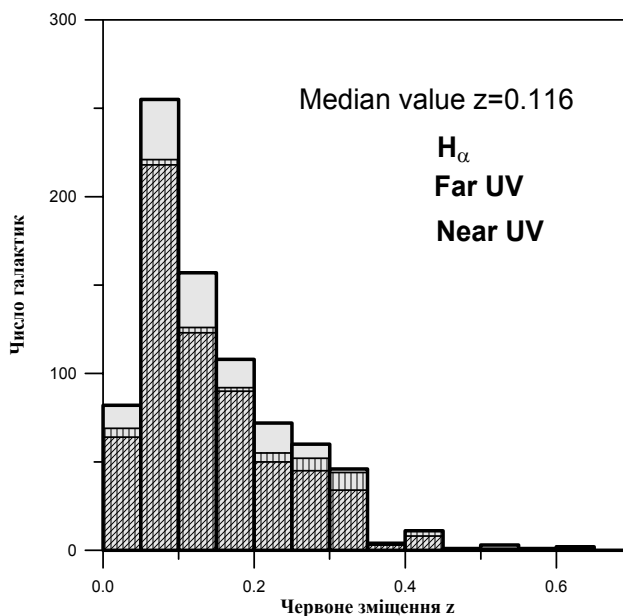


Рис.1. Розподіл червоних зміщень галактик z. Прийняті позначення: дрібна сітка – підвибірка з даними $\text{H}\alpha$; штриховка справа наліво – підвибірка з даними FUV; вертикальна штриховка – підвибірка з даними NUV

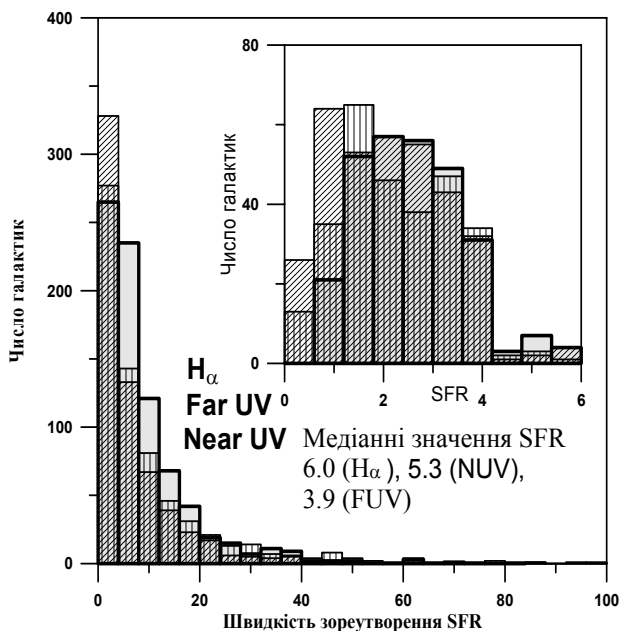


Рис.2. Розподіл значень швидкостей зореутворення $\text{SFR} (M_{\odot} \text{ рік}^{-1})$, визначених за світністю галактик в далекому (FUV) та близькому (NUV) УФ діапазонах, і світністю в лінії $\text{H}\alpha$. У верхньому правому куті виокремлено розподіл для значень $\text{SFR} < 6.0 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$. Прийняті позначення: дрібна сітка – підвибірка з даними $\text{H}\alpha$; штриховка справа наліво – підвибірка з даними FUV; вертикальна штриховка – підвибірка з даними NUV

Калібрування (1) отримані з початковою функцією мас Солпітера та граничними масами зір, що утворюються, в межах 0.1 and $100 M_{\odot}$.

Отримано, що у галактики досліджуваної вибірки медіани величин ослаблення потоків пилом складають у далекому та близькому УФ діапазонах відповідно $A_{\text{FUV}} = 1.09 \text{ mag}$ та $A_{\text{NUV}} = 1.25 \text{ mag}$ відповідно. Це означає, що спостережні потоки випромінювання в ультрафіолетовому діапазоні із-за екстинкції в середньому майже втричі

менші від тих, які є в реальності. Швидкості зореутворення, визначені за світністю в УФ діапазоні змінюються у широкому інтервалі $0.24\text{--}267.0 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$. Величина $SFR(H\alpha)$ змінюється у діапазоні $0.70\text{--}69.3 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$. Розподіл значень швидкостей зореутворення, визначених за світністю галактик в далекому (FUV) та близькому (NUV) УФ діапазонах, і світністю в лінії $H\alpha$ приведено на рис.2 (для $SFR < 100.0 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$). На рис.2 виокремлено розподіл для значень $SFR < 6.0 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$. На рис.2. прийняті позначення: дрібна сітка – підвибірка з даними $H\alpha$; штриховка справа наліво – підвибірка з даними FUV; вертикальна штриховка – підвибірка з даними NUV. Медіанні значення відповідних швидкостей зореутворення складають: $\langle SFR_{FUV} \rangle = 3.9 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$, (N = 638); $\langle SFR_{NUV} \rangle = 5.3 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$, (N = 678); $\langle SFR(H\alpha) \rangle = 6.0 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$, (N = 802).

Для порівняння приведемо медіани значень швидкостей зореутворення SFRs, отриманих за світністю галактик у небулярній лінії $H\alpha$ та далекому інфрачервоному (FIR) діапазоні для галактик різного типу та різних виборок: $\langle SFR(H\alpha) \rangle = 0.82 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$ (N = 7006) – галактики з активним зореутворенням з SDSS DR4 [13]; $\langle SFR_{FIR} \rangle = 3.5 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$ – ізольовані галактики (N = 323) [14]; $0.7 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$ – нормальні галактики з VIRGO скупчення (N = 124) [14]; $16.1 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$ та $9.6 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$ – галактики з активним зореутворенням з Першого Бюраканського огляду (N = 442) та Другого Бюраканського огляду (N = 39), відповідно [6]; $2.8 M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$ – галактики з активним зореутворенням з SDSS DR4 (N = 350) [13].

У роботі [5] шляхом моделювання для галактик вибірки визначено ряд глобальних характеристик, в т.ч. вік спалаху зореутворення T та масу M молодого зоряного населення. На рис.3. приведено залежність SFR/M, де SFR – швидкість зореутворення ($M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$), M – маса молодого зоряного населення (M_{\odot}), від віку спалаху зореутворення T. Позначення: заповнені кружки – для підвибірки з даними випромінюванням у лінії $H\alpha$; незаповнені кружки – для підвибірки з даними випромінюванням у далекому УФ діапазоні. Пунктирна та неперервна лінії – апроксимація методом найменших квадратів (МНК) для підвбірок з даними $H\alpha$ та FUV відповідно. На рис.4. приведено залежність величини SFR/M, де M – маса молодого зоряного населення, від маси молодого зоряного населення M. На рис.3. і рис.4. прийнято однакові позначення.

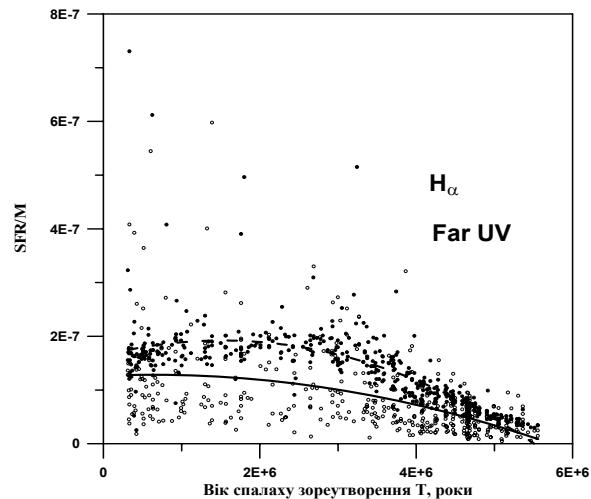


Рис.3. Залежність SFR/M від віку спалаху зореутворення T, де SFR – швидкість зореутворення ($M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$), M – маса молодого зоряного населення (M_{\odot}). Позначення: заповнені кружки – для підвбірки з даними випромінюванням у лінії $H\alpha$; незаповнені кружки – для підвбірки з даними випромінюванням у далекому УФ діапазоні. Пунктирна та неперервна лінії – МНК апроксимація для підвбірок з даними $H\alpha$ та FUV відповідно

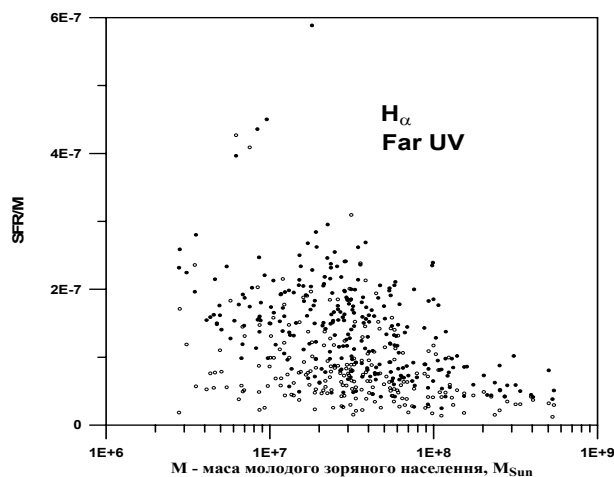


Рис.4. Залежність SFR/M від маси молодого зоряного населення M (M_{\odot}). SFR – швидкість зореутворення ($M_{\odot}\cdot\text{рік}^{-1}$)

[1]. 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. [2]. Calzetti D., Wu S.-Y., Kennicutt R.C., et al. The Calibration of Monochromatic Far-Infrared Star Formation Rate Indicators // *Astrophys. J.* – 2010. – V. 714, N 2. – P. 1256–1279. [3]. 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. [4]. Hunter D.A., Elmegreen B.G. Star formation properties of a large sample of irregular galaxies // *Astron. J.* – 2004. – V. 128. – P. 2170–2205. [5]. Izotov Y.I., Guseva N.G., Tsvetan T.X.T. Green Pea Galaxies and Cohorts: Luminous Compact Emission Lines Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey // *Astrophys. J.* – 2011. – V. 728, N 2. – P. 161–178. [6]. Izotova I., Parnovsky S., Izotov Y. Star formation rate in starburst galaxies // *New astronomy reviews.* – 2000. – V.44. – P. 283–285. [7]. Kennicutt R.C., Jr. Star formation in galaxies along the Hubble sequence // *Annu.Rev.Astron.Astrophys.* – 1998. – V. 36. – P. 189–230. [8]. Kennicutt R.C., Hao C.-N., Calzetti D., et al. Dust-corrected Star Formation Rates of Galaxies.I. Combinations of H α and Infrared Tracers // *Astrophys. J.* – 2009. – V. 703, N 2. – P. 1672–1695. [9]. Martin D.C., Fanson J., Schiminovich D., et al. The GALEXY EVOLUTION EXPLORER: a space ultraviolet survey mission // *Astrophys. J.* – 2005. – V. 619. – L.1– L6. [10]. Morrissey P., Schiminovich D., Barlow T. et al. The on-orbit performance of the GALEXY EVOLUTION EXPLORER // *Astrophys. J.* – 2005. – V. 619. – L.7– L10. [11]. Sargsyan L.A., Weedman D.W. Star Formation Rates for Starburst Galaxies from Ultraviolet, Infrared, and Radio Luminosities // *Astrophys.J.* – 2009. – V.701, No 2. – P.1398–1414. [12]. Schmitt H.R., Calzetti D., Armus L. et al. Multiwavelength star formation indicators: observations // *Astrophys.J. Suppl.Ser.* – 2006. – V. 164. – P. 52–80. [13]. Изотова И.Ю., Парновский С.Л. Эмиссионные галактики из обзора SDSS DR4: статистические исследования текущего звездообразования // *Кинематика и физика небесных тел.* – 2008. – Т.24, № 4. – с.249–262. [14]. Изотова И.Ю., Парновский С.Л. Тьюнник А.А. Изолированные галактики: излучение в дальнем инфракрасном диапазоне, скорость и эффективность звездообразования // *Кинематика и физика небесных тел.* – 2006. – Т.22, № 3. – С. 187–203.

Надійшла до редколегії 20.06.11

УДК 531.51; 531- 4

К. Ропотенко, гол. спеціаліст

ЕНЕРГІЯ ВАКУУМУ, СПЕКТР ДЕ СІТТЕРА І ПОВЕРНЕННЯ ПУАНКАРЕ

Показано, що добре відоме співвідношення між ентропією системи і її енергетичним спектром, коли його застосувати до раннього Всесвіту, визначає сучасну енергію вакууму і часовий масштаб, на якому ця енергія може проявитися. І навпаки, якщо сучасна енергія вакууму задана, співвідношення визначає ентропію раннього Всесвіту.

It is shown that a well-known relation between entropy of a system and its energy spectrum being applied to the early universe determines the present vacuum energy and the time scale on which this energy can manifest itself. And conversely, given the present vacuum energy, the relation determines the entropy of the early universe.

Вступ. Як відомо, сучасні астрономічні дані свідчать на користь прискореного розширення Всесвіту, що може бути спричинене вакуумом з густиною енергії $\rho_0 \sim 10^{-47} \text{ ГеВ}^4$. Це становить відому, але до цього часу нерозв'язану, проблему космологічної постійної (енергія вакууму пов'язана з космологічною постійною Λ як $\rho = \Lambda/8\pi G$). Два питання, пов'язані з цією проблемою, є такі [1]:

Чому енергія вакууму так мала? Тобто чому $\rho_0 \sim 10^{-123} \rho_P$?

Тут ρ_P - густина енергії Планка, $\rho_P \sim 10^{76} \text{ ГеВ}^4$ і $\rho_P \sim M_P^4$, де M_P - маса Планка, $M_P \sim 10^{19} \text{ ГеВ}$.

Чому енергія вакууму проявилась саме в сучасну епоху?

Як відомо, світ Фрідмана, у якому домінує вакуумна форма матерії, це світ де Сіттера. Якщо прискорене розширення Всесвіту спричинене дією вакууму, то наш Всесвіт у майбутньому стане статичним світом де Сіттера. У цій доповіді ми спробуємо показати, що зазначені дві проблеми тісно пов'язані і мають спільне рішення, якщо ми припустимо, що ранній інфляційний Всесвіт є термодинамічною флуктуацією майбутнього світу де Сіттера. Як наслідок, ми знайдемо співвідношення між енергією вакууму в сучасну епоху і ентропією раннього Всесвіту. Таким чином, ми пов'яжемо між собою дві важливі космологічні величини. Пошук подібних співвідношень є одним із ключів до проблеми космологічної постійної [1]. З іншого боку, оскільки значення ентропії раннього Всесвіту відоме тільки у певних межах, це дасть змогу уточнити її значення.

Енергетичний спектр світу де Сіттера. Як відомо [2], статичний світ де Сіттера є термодинамічною системою з температурою Гіббонса-Хокінга:

$$T_{GH} = \frac{H}{2\pi},$$

де H - постійна Хаббла, і ентропією $S = \frac{\pi M_P^2}{H^2}$.

Величиною, яка допоможе нам пов'язати сучасну енергію вакууму з ентропією раннього Всесвіту є середня відстань між енергетичними рівнями світу де Сіттера. Згідно з означенням [3]:

$$\Delta E = \delta E \cdot e^{-S(E)},$$

де δE - середня флуктуація енергії в системі. Щоб застосувати це співвідношення до світу де Сіттера, потрібно знайти δE . Оскільки світ де Сіттера є розв'язком рівнянь Ейнштейна для матерії з ненульовим тиском, перший закон термодинаміки для світу де Сіттера має вигляд [4]:

$$dE = T_{GH} dS - p dV,$$

де тиск p пов'язаний з густиною енергії ρ співвідношенням $p = -\rho = -\frac{3H^2}{8\pi G}$ і V - координатний об'єм Хаббла, $V = \frac{4\pi}{3H^3}$.

Згідно з означенням [3], середньоквадратична флуктуація енергії $\langle (\delta E)^2 \rangle = C_V^2 T$, де C_V - теплоємність системи при сталому тиску $C_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V$.

Оскільки для світу де Сіттера $C_V = \frac{\pi M_P^2}{H^2}$, то $\delta E \sim M_P$.

Таким чином, середня відстань між рівнями енергії світу де Сіттера дорівнює

$$\Delta E = M_P e^{-S(E)}.$$

Згідно з правилом Бора цій енергії відповідає певна частота. Єдиною величиною з розмірністю частоти у світі де Сіттера є постійна Хаббла, яка визначає темп розширення світу. Отже, ми можемо покласти [5]:

$$M_P e^{-S(H_i)} \sim H_f. \quad (1)$$

Зауважимо, що значення постійної Хаббла з лівого і правого боку цього співвідношення не співпадають. Зліва H_i - це задана початкова величина. Ми будемо вважати, що H_i - це постійна Хаббла в епоху раннього інфляційного Всесвіту. справа H_f - це шукана величина: вона відповідає світу, темп розширення якого є такий же, як середня відстань між рівнями енергії раннього інфляційного світу Всесвіту. Загальноприйнято, що найімовірніші значення H_i займають проміжок від величини Планка $\sim 10^{19}$ ГеВ до величини теорій великого об'єднання $\sim 10^{13}$ ГеВ. Цей проміжок значень H_i відповідає проміжку значень ентропії $S_i \sim 1 - 10^{12}$ ($H_i \sim 10^{19} - 10^{13}$ ГеВ). Важливим є те, що якщо ми візьмемо значення $S_i \sim 10^{2.15}$ ($H_i \sim 10^{17.8}$ ГеВ) із цього проміжку і підставимо в (1), то отримаємо $H_f \sim 10^{-42}$ ГеВ і $\rho_f \sim 10^{-47}$ ГеВ⁴. Ці значення співпадають зі значеннями постійної Хаббла H_0 і густини енергії вакууму ρ_0 в сучасну епоху. Однак, чи ρ_f є густиною енергії саме вакууму?

Повернення Пуанкаре. Спектр (10) визначає новий часовий масштаб

$$t_f \sim M_P^{-1} e^{S(H_i)} \quad (2)$$

Це співвідношення може бути переписане як

$$t_f \sim t_P \cdot \Omega,$$

де $t_P \sim M_P^{-1}$ - час Планка, який є час переходу від одного квантового стану до іншого, і Ω - загальна кількість станів у ранньому інфляційному світі де Сіттера, $\Omega = e^{S(H_i)}$. Важливим є те, що час t_f експоненціально залежить від ентропії. Така залежність є характерною особливістю часу повернення Пуанкаре. Згідно з теоремою Пуанкаре [5], час повернення Пуанкаре T_r - це час, необхідний замкнутій консервативній системі щоб повернутись в окіл своєї початкової точки у фазовому просторі. Якщо прискорене розширення нашого Всесвіту спричинене дією вакууму, то у майбутньому наш Всесвіт стане статичним світом де Сіттера. Згідно з Хокінгом і Гіббонсом [2], такий світ де Сіттера є замкнутою термодинамічною системою, до якої може бути застосовна теорема Пуанкаре. Таким чином ми можемо ототожнити t_f з часом повернення Пуанкаре для світу де Сіттера:

$$t_f \equiv T_r$$

Можна вважати, що історія Всесвіту є переходом від ранньої епохи де Сіттера, в якій густина енергії вакууму була дуже великою, до майбутньої епохи де Сіттера, яка характеризується дуже малою густиною енергії вакууму. З іншого боку, це є перехід від дуже малої до дуже великої ентропії. Це узгоджується з космологічною стрілою часу. Близько століття тому Больцман запропонував розв'язок проблеми "теплової смерті" Всесвіту, згідно з яким наш Всесвіт є рідкісна флуктуація стану термодинамічної рівноваги. Нещодавно Dyson, Kleban і Susskind [6] запропонували тлумачити майбутній світ де Сіттера як такий рівноважний стан. Тоді інші світи можуть виникати як флуктуації цього стану. Наші оцінки узгоджуються з цим припущенням. Якщо P_i є ймовірністю такої флуктуації, то час T_r може бути визначений із співвідношення $\frac{t_P}{T_r} = P_i$.

Згідно з оцінками інфляційної космології [8]: $P_i \sim e^{-S(H_i)}$.

Таким чином, час повернення Пуанкаре:

$$T_r = t_P e^{S_i},$$

що співпадає з (2), як і повинно бути. Оскільки для $S_i \sim 10^{2.15}$ час $t_f \sim 10^{17}$ сек, ми можемо сказати, що наш Всесвіт повертається до стану термодинамічної рівноваги і ми всі є учасниками цього процесу. Оскільки майбутній стан нашого Всесвіту - це стан з домінуванням вакууму, ми можемо сказати, що через час T_r світ знову повертається до вакуумного стану і, отже, $\rho_f \sim 10^{-47}$ ГеВ⁴ характеризує саме вакуумний стан. Хоча проміжок можливих значень S_i є природнім і порівняно вузьким, ми все ж вибрали навмисно значення $S_i \sim 10^{2.15}$, щоб отримати сучасне значення енергії вакууму. Тому співвідношення (1) фактично дає змогу знайти значення ентропії раннього інфляційного

Всесвіту за допомогою значення густини енергії вакууму в сучасну епоху. Тобто замість того, щоб питати: "Чому густина енергії вакууму сьогодні становить $\rho_0 \sim 10^{-47} \text{ ГеВ}^4$?", ми повинні запитати: "Чому ентропія раннього інфляційного Всесвіту становила $S_i \sim 10^{2.15}$?"

1. *Nobbenhuis S.* Categorizing different approaches to the cosmological constant problem // *Found.Phys.* – 2006.– Vol. 36. – P. 613–680. 2. *Gibbons G.W., Hawking S.W.* Cosmological event horizons, thermodynamics, and particle creation// *Phys.Rev.D.* – 1977.- Vol. 15. – P. 2738–2751. 3. *Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. ч.1. – М.: Наука, 1976. 4. *Padmanabhan T.* Classical and quantum thermodynamics of horizons in spherically symmetric spacetimes // *Class.Quant.Grav.* – 2002. – Vol. 19. – P. 5387. 5. *Ropotenko K.* A note on vacuum energy from the de Sitter spectrum // *Class.Quant.Grav.* – 2007. – Vol. 24. – P. 5721. 6. *Хуанг К.* Статистическая механика. – М.: Мир, 1966. 7. *Dyson L., Kleban M. and Susskind L.* Disturbing implications of a cosmological constant // *JHEP.* – 2002 – Vol. 10. – P. 011. 8. *Линде А.* Инфляционная космология и физика элементарных частиц. – М.: Наука, 1990.

Надійшла до редколегії 30.06.11

УДК 524.1+524.7

Т. Богдан, канд. пед. наук, Б. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук, проф.,
О. Кобзар, канд. фіз.-мат. наук, В. Марченко, канд. фіз.-мат. наук,
О. Суцзов, ст. викладач

ЦЕНТАВР А ЯК ДЖЕРЕЛО КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ НАДВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ

Розглянуто поширення космічних променів надвисоких енергій різного хімічного складу в галактичному та позагалактичному магнітних полях. Було досліджено можливість кореляції деяких подій, зареєстрованих обсерваторією AUGER, з радіогалактикою Центавр А. Показано, що деякі з цих космічних променів дійсно можуть походити з області Центавр А.

Propagation of different chemical composition of UHECR in galactic and extragalactic magnetic fields was simulated. The simulation for the ultra high energy events, registered by the AUGER observatory in the sky region near Centaurus A was performed. It is shown that some of these events actually could originate from Centaurus A.

1. Вступ. Проблема прискорення космічних променів надвисоких енергій (КПНВЕ) є однією з найактуальніших в астрофізиці високих енергій. Найбільш популярними кандидатами на роль прискорювачів КПНВЕ є достатньо близькі (до 75 Мпк) активні ядра галактик, які виявляють кореляцію із зареєстрованими обсерваторією AUGER подіями з енергією понад 60 ЕеВ [1] (рис. 1). Більше того, останні дані спостережень обсерваторії AUGER свідчать про певну кореляцію між напрямками приходу космічних променів та радіогалактикою типу FRI Центавр А [2]. В роботі [3] показано, що фізичні умови в Центаврі А можуть забезпечити прискорення КПНВЕ до спостережуваних енергій. Завданням нашої роботи є дослідження впливу галактичного та позагалактичного магнітних полів на траєкторію руху КПНВЕ та на кореляцію вибраних подій з радіогалактикою Центавр А.

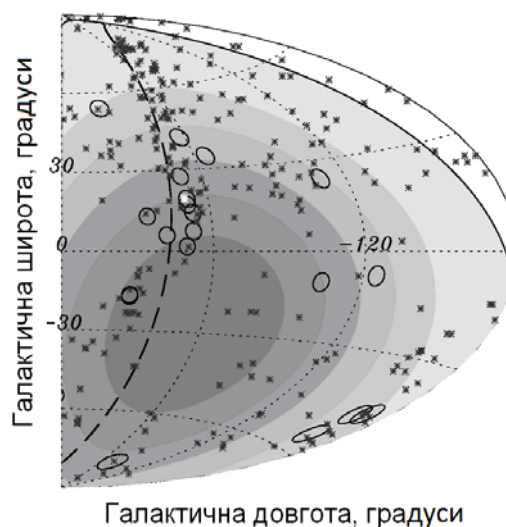


Рис. 1. Карта подій з енергією понад 60 ЕеВ, зареєстрованих обсерваторією AUGER (кільця) та активні ядра галактик з каталогу VCV на відстані до 75 Мпк (зірочки) [1]. Центавр А позначено білою зірочкою.

2. Галактичне та позагалактичне магнітні поля. В роботі для опису галактичного магнітного поля використовується модель Проуза – Шміда [4], модифікована Кахелерізом [5]. В цій моделі дискова компонента поля описується формулами (в полярних координатах):

$$B_r = B(r, \theta) \sin(\rho),$$

$$B_\theta = B(r, \theta) \cos(\rho),$$

де ρ (пітч-кут) – кут між вектором індукції поля в даній точці та перпендикуляром до радіус-вектора r в цій точці. Для функції $B(r, \theta)$ використовують наступну форму запису:

$$B(r, \theta) = B(r) \cos \left(\theta - \frac{1}{\operatorname{tg}(\rho)} \ln \left(\frac{r}{\xi_0} \right) \right) \exp \left(-\frac{z}{h} \right).$$

В моделі [5] прийнято такі значення параметрів: $\rho = -8^\circ$, $h = 0,2$ кпк, – напівтовщина галактичного диску, $R = 8,5$ кпк – відстань від центра Галактики до Сонця, $d = -0,5$ кпк – відстань від Сонячної системи до найближчої точки інверсії напрямку поля. Параметр $\xi_0 = (R + d) \exp \left(-\frac{\pi}{2} \rho \right)$ враховує орієнтацію спіральних рукавів Галактики у вибраній системі координат.

$$B(r) = B_0 \frac{R}{r} \quad \text{для } r > 4 \text{ кпк}, \quad B(r) = B_0 \frac{R}{4 \text{ кпк}} = \text{const} \quad \text{для } r < 4 \text{ кпк},$$

причому поле нормувалось таким чином, щоб отримати значення локального магнітного поля 2 мкГс [5]. Для позагалактичного магнітного поля було використано найпростішу модель, яка передбачає розбиття позагалактичного простору на кубічні комірки. У межах кожної комірки магнітне поле задається однорідним, проте його напрям змінюється від однієї комірки до іншої випадковим чином.

Для обмеження величини магнітного поля використовувався критерій [6]:

$$B \sqrt{l_0} \leq 10^{-9} \text{ Гс} \cdot \text{Мпк}^{1/2},$$

де B – максимальна індукція магнітного поля в комірці, l_0 – розмір комірки.

3. Вплив магнітних полів на рух космічних променів. Рух зарядженої частинки в магнітному полі здійснюється під дією сили Лоренца. Розрахунок траєкторії частинки з енергією E в галактичному магнітному полі проводився численним розв'язанням рівнянь руху:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{qc^2}{E} [\vec{v} \times \vec{B}], \quad \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$$

методом Рунге – Кутта.

Рух космічних променів в позагалактичному полі подібний до дифузії, оскільки відхилення мають випадковий характер. За цієї умови результуюче відхилення променя від початкового напрямку пропорційне квадратному кореню з пройденого шляху:

$$\theta = \theta_0 \sqrt{N},$$

де N – кількість пройдених комірок, $\theta_0 = l_0 / R_L$ – відхилення на одній комірці (R_L – ларморівський радіус).

4. Результати розрахунків. На рис. 2 представлено положення подій, зареєстрованих обсерваторією AUGER в області радіогалактики Центавр А (кільця, числа біля них вказують енергію зареєстрованого космічного променя в Еев), та розраховані положення відповідних джерел з урахуванням галактичного поля (заповнені кружки) та міжгалактичного поля (концентричні кола).

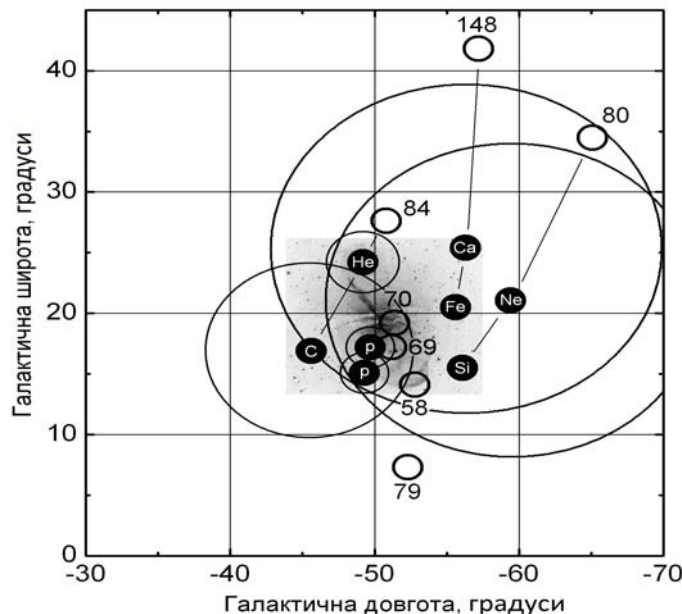


Рис. 2. Положення подій, зареєстрованих обсерваторією AUGER в області радіогалактики Центавр А (кільця, числа біля них вказують енергію зареєстрованого космічного променя в Еев), та розраховані положення відповідних джерел з урахуванням галактичного поля (заповнені кружки) та міжгалактичного поля (концентричні кола).

Кількісні значення відхилень залежать від типу частинки, її енергії та положення відповідної події на небесній сфері. Наприклад, для протонів з енергією ~ 80 EeV відхилення становлять $\sim 2^\circ$ в галактичному полі та менше 1° в міжгалактичному. Результуючі відхилення, спричинені міжгалактичним магнітним полем, для всіх типів частинок, які розглядалися в роботі, приведено в табл. 1. Числові значення приведено в градусах з урахуванням похибки детекторів AUGER ($\sim 1^\circ$).

Таблиця 1

Максимальні відхилення космічних променів в міжгалактичному магнітному полі

Енергія, EeV	Кутові відхилення для космічних променів різних типів (градуси)						
	p	He	C	O	Si	Ca	Fe
58	2,0	3,6	10,4	13,9	24,3	34,7	45,1
69	1,8	3,1	8,8	11,7	20,4	29,2	37,9
70	1,8	3,0	8,7	11,5	20,1	28,7	37,3
79	1,6	2,7	7,7	10,2	17,8	25,5	33,1
80	1,6	2,7	7,6	10,1	17,6	25,1	32,7
84	1,6	2,6	7,3	9,6	16,8	24,0	31,1
148	1,2	1,7	4,2	5,5	9,6	13,6	17,7

5. Висновки. Згідно з застосованими моделями галактичного та позагалактичного магнітних полів радіогалактики Центавр А може бути джерелом щонайменше п'яти подій, зареєстрованих обсерваторією AUGER. Два космічні промені могли б походити з області Центавр А, якщо б вони були протонами, один – якщо б це було ядро елементів від гелію до вуглецю та дві події корелюють з радіогалактикою Центавр А у випадку більш важких ядер (Ca – Fe).

1. *The Pierre Auger Collaboration. Abraham, J. et al. Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects // Science. – 2007. – Volume 318, Issue 5852 – P. 938–943.* 2. *The Pierre Auger Collaboration. Abraham, J. et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter // Astroparticle Physics. – 2010. – Volume 34, Issue 5. – P. 314 – 326.* 3. *Kachelrieß, M.; Ostapchenko, S.; Tomás, R. High energy radiation from Centaurus A // New Journal of Physics. – 2009. – Volume 11, Issue 6. – P. 065017.* 4. *Prouza M., Smida R. The Galactic magnetic field and propagation of ultra-high energy cosmic rays // Astron. Astrophys. – 2003. – 410. – P. 1–10.* 5. *Kachelrieß, M.; Serpico, P. D.; Teshima, M. The Galactic magnetic field as spectrograph for ultra-high energy cosmic rays // Astroparticle Physics. – 2007. – Volume 26, Issue 6. – P. 378–386.* 6. *Globus N.; Allard D.; Parizot E. Propagation of high-energy cosmic rays in extragalactic turbulent magnetic fields: resulting energy spectrum and composition // Astronomy and Astrophysics. – 2008. – Volume 479, Issue 1. – P. 97–110.*

Надійшла до редколегії 01.07.11

УДК 523.947; 523.98:523.985-125

М. Пішкало, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.

СОНЯЧНА КОРОНА І ПРОГНОЗ АМПЛІТУДИ 24-ГО ЦИКЛУ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

За спостереженнями корони під час повних сонячних затемнень у мінімумі активності 11–23 сонячних циклів проведено дослідження залежності амплітуди сонячного циклу від таких кількісних характеристик форми і структури сонячної корони як індекси фотометричної і геометричної стиснутості корони і протяжність полярних променевих систем уздовж лімба. За значеннями вказаних індексів під час мінімуму 24-го циклу сонячної активності зроблено прогноз амплітуди циклу. 24-й цикл очікується слабшим за попередній 23-й цикл, число Вольфа у максимумі циклу становитиме 83–113.

Investigation of the solar cycle amplitude dependence on such quantitative parameters of shape and structure of the solar corona as indexes of photometrical and geometrical flattening and extension of polar coronal rays along the solar limb have been made. Observation of the solar corona during total solar eclipses in solar cycles 11–23 were used. The amplitude of solar cycle 24 was predicted on the basis of the parameters values at the cycle minimum. Solar cycle 24 is expected to be weaker than previous cycle 23. The Wolf number in the cycle maximum will amount to 83–113.

Вступ. Згідно з теорією сонячного динамо типу Бєбкока-Лейтона [4, 5], величина полоїдального (полярного) магнітного поля Сонця в мінімумі активності визначає величину тороїдального поля у максимумі активності. Тороїдальне поле пов'язане з активними областями і сонячними плямами і є максимальним у максимумі циклу активності. На цій законності ґрунтується метод передвісників прогнозування амплітуди сонячного циклу, коли певна характеристика сонячної активності в полярних регіонах у мінімумі циклу визначає, яким буде максимум циклу.

Форма і структура сонячної корони, що спостерігається під час повних сонячних затемнень, змінюється із рівнем сонячної активності. У мінімумі активності корона характеризується двома яскравими променями-стрімерами, орієнтованими уздовж екватора, у максимумі активності вона складається із великої кількості орієнтованих по всьому лімбу переважно радіальних яскравих променів. Саме тому різні індекси і величини, що характеризують форму і структуру корони в мінімумі циклу активності, можуть бути використані як передвісники амплітуди циклу.

У даній роботі за спостереженнями корони під час повних сонячних затемнень у мінімумі 11–23 циклів сонячної активності проведено дослідження залежності амплітуди сонячного циклу від величини таких кількісних характеристик форми і структури сонячної корони як індекси фотометричної і геометричної стиснутості корони і протяжність полярних променевих систем уздовж лімба. За значеннями вказаних індексів під час мінімуму 24-го циклу сонячної активності зроблено прогноз амплітуди циклу.

Дані. Індекс фотометричної стиснутості сонячної корони $a+b$ був введений Людendorфом у 1928 р. [7] (див. також [10]), індекс геометричної стиснутості H – Нікольським у 1956 р. [1]. Протяжність полярних променевих систем уздовж лімба L визначається у градусній мірі як сумарна довжина дуги по лімбу, яку займають полярні променеві системи із променями-щіточками в північній і південній півкулях Сонця. У таблиці 1 зібрані значення вказаних параметрів для сонячної корони, що спостерігалася під час повних сонячних затемнень поблизу мінімуму

© Пішкало М., 2012

11–24 циклів. Ці величини є кількісними характеристиками форми і структури корони. Вони були взяті із опублікованих робіт (зокрема, [1, 3, 6]) або ж безпосередньо отримані під час виконання даного дослідження. Значення числа Вольфа (міжнародне відносне число сонячних плям) у максимумі активності циклу взято із сайту NGDC (the National Geophysical Data Center; www.ngdc.noaa.gov).

Результати та обговорення. На рис. 1–3 наведено залежності числа Вольфа в максимумі циклу W_{\max} від протяжності полярних променевих систем сонячної корони уздовж лімба (індекс Π) та індексів геометричної (індекс H) і фотометричної (індекс $a+b$) стиснутості сонячної корони в мінімумі циклу. Верхні і нижні панелі відповідно демонструють вказані залежності для тих затемнень, що відбулися в інтервалі ± 1.5 року і ± 0.5 року від мінімуму активності. Прямі пунктирні лінії відображають апроксимацію точок лінійною залежністю. Мінімуми і максимуми активності були обраховані як екстремуми місячного числа Вольфа, двічі згладженого ковзаючим усередненням по 13-ти точках. Місячні числа Вольфа були взяті на сайті <http://sidc.oma.be>.

Рівняння прямих ліній на нижніх панелях Рис. 1–3 мають такий вигляд:

$$W_{\max}(\Pi) = 103.1 + 0.098 \cdot \Pi,$$

$$W_{\max}(H) = -68.92 + 92.72 \cdot H,$$

$$W_{\max}(a + b) = -65.45 + 658.3 \cdot (a + b).$$

Якщо у ці рівняння підставити середні значення відповідних параметрів по затемненнях 2008 і 2009 рр. ($\Pi = 102$, $H = 1.815$, $a+b = 0.225$, див. табл. 1), то отримаємо що максимальне число Вольфа у 24-му циклі становитиме: $W_{\max}(H) = 99$, $W_{\max}(\Pi) = 113$, $W_{\max}(a+b) = 83$.

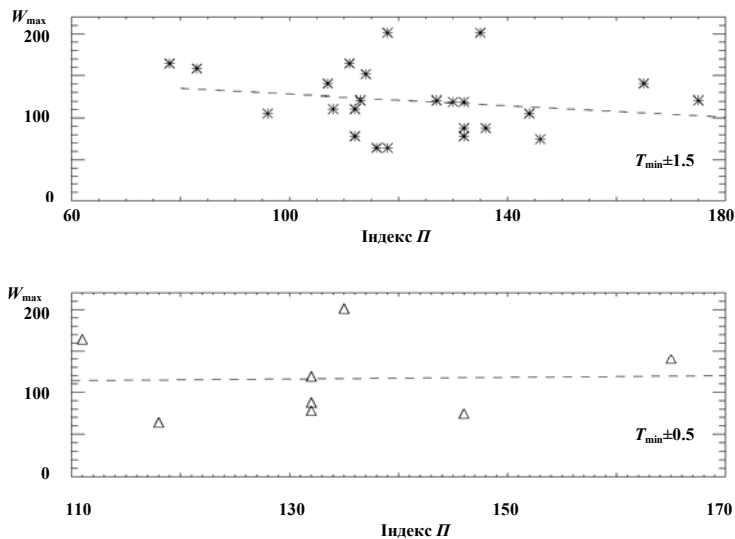


Рис. 1. Залежність числа Вольфа в максимумі циклу W_{\max} від протяжності полярних променевих систем сонячної корони уздовж лімба (індекс Π) в мінімумі циклу. Верхня і нижня панелі відповідно – для затемнень, що відбулися 1.5 і 0.5 року до чи після мінімуму активності

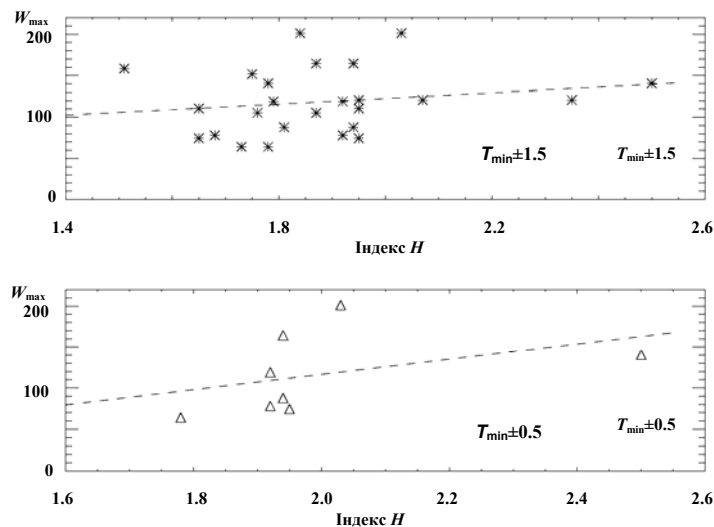


Рис. 2. Залежність числа Вольфа в максимумі циклу W_{\max} від індексу геометричної стиснутості сонячної корони (індекс H) в мінімумі циклу. Верхня і нижня панелі відповідно – для затемнень, що відбулися 1.5 і 0.5 року до чи після мінімуму активності

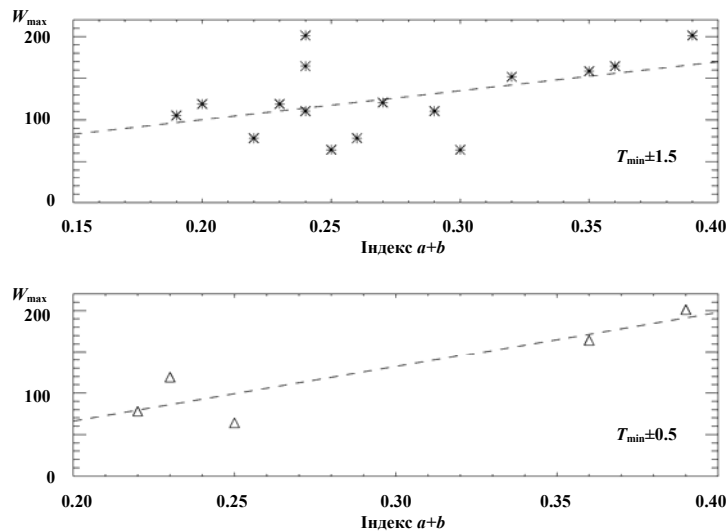


Рис. 3. Залежність числа Вольфа в максимумі циклу W_{max} від індексу фотометричної стиснутості сонячної корони (індекс $a+b$) в мінімумі циклу. Верхня і нижня панелі відповідно – для затемнень, що відбулися 1.5 і 0.5 року до чи після мінімуму активності

Таблиця 1

Значення числа Вольфа в максимумі циклу активності та значення індексу фотометричної ($a+b$) і геометричної (H) стиснутості сонячної корони та протяжності полярних променевих систем уздовж лімба (Π) під час повних сонячних затемнень у мінімумі циклу

Цикл	W_{max}	Затемнення	Індекс H	Індекс Π	Індекс $a+b$
11	140.5	29.08.1867	2.50	1.65	-
11	140.5	18.08.1868	1.78	107	-
12	74.6	29.07.1878	1.95	146	-
12	74.6	11.01.1880	1.65	-	-
13	87.9	01.01.1889	1.81	136	-
13	87.9	21.12.1889	1.94	132	-
14	64.2	28.05.1900	1.73	116	0.30
14	64.2	17.05.1901	1.78	118	0.25
15	105.4	28.04.1911	1.87	144	-
15	105.4	21.08.1914	1.76	96	0.19
16	78.1	20.09.1922	1.68	112	0.26
16	78.1	10.09.1923	1.92	132	0.22
17	119.2	31.08.1932	1.79	130	0.20
17	119.2	14.02.1934	1.92	132	0.23
18	151.8	09.07.1945	1.75	114	0.32
19	201.3	30.06.1954	2.03	135	0.39
19	201.3	20.06.1955	1.84	118	0.24
20	110.6	20.07.1963	1.65	108	0.29
20	110.6	30.05.1965	1.95	112	0.24
21	164.5	23.10.1976	1.94	111	0.36
21	164.5	13.10.1977	1.87	78	0.24
22	158.5	22.09.1984	1.51	83	0.35
23	120.8	03.11.1994	2.07	127	0.27
23	120.8	24.10.1995	2.35	175	0.27
23	120.8	09.03.1997	1.95	113	0.27
24	-	01.08.2008	1.75	110	0.21
24	-	22.07.2009	1.88	94	0.24
24	-	11.07.2010	1.52	62	0.24

Тобто, всі три кількісні характеристики сонячної корони поблизу мінімуму 24-го циклу вказують на те, що 24-й цикл буде слабшим за попередній 23-й цикл. Варто відзначити, що із трьох досліджених нами характеристик найменший прогноз дає індекс фотометричної стиснутості корони $a+b$, ймовірно, цей прогноз можна вважати і найвірогіднішим, виходячи з того, що лінійна залежність $W_{max}(a+b)$ є найкращою і найобґрунтованішою із усіх трьох подібних залежностей. Так, для затемнень, що відбулися ± 1.5 і ± 0.5 року від мінімуму активності, коефіцієнт кореляції між величинами W_{max} і Π становить -0.19 і 0.03 , відповідно; між величинами W_{max} і H – 0.18 і 0.41 , між величинами W_{max} і $a+b$ – 0.46 і 0.90 .

Отримане нами прогнозоване значення максимуму 24-го циклу добре узгоджується із прогнозами, що базуються на використанні спостережених значень полярного магнітного поля Сонця поблизу мінімуму 24-го циклу [2, 8, 9].

Висновки. Проведене дослідження дозволяє сформулювати наступні висновки:

- Такі кількісні характеристики форми сонячної корони, що спостерігається під час повних сонячних затемнень поблизу мінімуму циклу активності, як індекси фотометричної і геометричної стиснутості корони і протяжність полярних променевих систем уздовж лімба, можуть слугувати передвісниками амплітуди циклу.
- Форма сонячної корони в мінімумі 24-го циклу вказує на те, що 24-й цикл сонячної активності буде дещо слабшим за попередній 23-й цикл (амплітуда у числах Вольфа 83–113 і 120 одиниць, відповідно).
- Індекс фотометричної стиснутості сонячної корони краще, ніж індекс геометричної стиснутості корони чи протяжність полярних променевих систем, інформує про майбутню амплітуду циклу.

1. *Никольский Г.М.* О форме солнечной короны // *Астрон. журн.* – 1956. – Т. 33, № 1. – С. 84–86. 2. *Пишкало Н.И.* Прогноз максимума 24-го цикла солнечной активности // *Космична наука і технологія.* – 2010. – Т. 16, № 3. – С. 32–38. 3. *Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве.* Под ред. проф. С.К. Всехсвятского. – Киев: Изд-во Киев. ун-та, 1965.–С. 73–117. 4. *Babcock H.W.* The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle // *Astrophys. J.* – 1961. – Vol. 133. – P. 572–587. 5. *Leighton R.B.* A magneto-kinematic model of the solar cycle // *Astrophys. J.* – 1969. – Vol. 156. – P. 1–26. 6. *Loucif M.L., Koutchmy S.* Solar cycle variations of coronal structures // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* – 1989. – Vol. 77. – P. 45–66. 7. *Ludendorff H.* Über die Abhängigkeit der Form der Sonnenkorona von der Sonnenfleckenhäufigkeit // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys. – Math. Klasse.*–1928. – Т. 16. – P. 185–214. 8. *Pesnell W.D.* Predictions of solar cycle 24 // *Solar Phys.* – 2008. – Vol. 252. – P. 209–220. – DOI:10.1007/s11207-008-9252-2. 9. *Pishkalo M.I.* Prediction of amplitude of solar cycle 24 based on polar magnetic field of the sun at cycle minimum // *Sun and Geosphere.* – 2010. – Vol. 5, No 2. – P. 47–51. 10. *Pishkalo M.I.* Flattening Index of the Solar Corona and the Solar Cycle // *Solar Phys.* – 2011. – Vol. 270. – P. 347–362.

Надійшла до редколегії 15.11.11

УДК 524.1+524.7

Р. Гнатик, студент

ХІМІЧНИЙ СКЛАД КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ НАДВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ

В роботі досліджується хімічний склад космічних променів надвисоких енергій (КПНВЕ). Останні результати експериментального вимірювання енергетичного спектру та хімічного складу КПНВЕ, представлені двома найкращими детекторами AUGER і HIRES, виявились суперечливими. Зокрема, дані HIRES узгоджуються з домінуванням протонів в потоці КПНВЕ для всіх енергій, тоді як дані AUGER вказують на зростаючий внесок важких ядер при найвищих енергіях. Ми розрахували залежність від енергії глибини максимального розвитку зливи X_{max} і ширини розподілу X_{max} для потоку КПНВЕ, який складається з суміші протонів, ядер гелію і ядер заліза. Беручи до уваги модифікаційний фактор, тобто зміну спектру генерації КПНВЕ внаслідок їх взаємодії з реліктовим випромінюванням, ми відновлюємо найкраще співвідношення елементів в загальному потоці для випадку даних AUGER і HIRES

In this paper we study the chemical composition of Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECRs). Recent results of the measurement of the energy spectrum and chemical composition of UHECRs presented by HIRES and AUGER are contradictory. HIRES data are consistent with proton-dominated flux of UHECRs, while AUGER data suggest increasing contribution of heavy nuclei at highest energy. We calculate the energy dependence of the depth of the shower maximum development X_{max} and the width of the X_{max} distributions for UHECR flux composed of mixture of proton, helium nuclei and iron nuclei. Taking into account the modification factor, i.e. modification of generation spectrum of UHECRs by their interaction with CMB, we find the best fit composition in the case of HIRES and AUGER data.

1. Вступ. Джерела та механізми прискорення космічних променів надвисоких енергій (КПНВЕ) залишаються однією з найактуальніших задач сучасної астрофізики. Із загальних фізичних міркувань, зокрема, з умови утримання їх магнітним полем нашої Галактики, слідує, що космічні промені з енергіями понад 1 ЕєВ повинні мати позагалактичне походження. На жаль, напередодні сотой річниці відкриття космічних променів (В. Гесс, 1912 р.) досі залишаються невідомими джерела та механізми прискорення КПНВЕ. І це при тому, що за останні десятиліття було реалізовано ряд експериментів з реєстрації КПНВЕ. Зокрема, експерименти Fly's Eye (Око мухи), YAKUTSK, Акепо-AGASA, HiRes, AUGER, TA дали важливу інформацію про загальний потік, енергетичний спектр, хімічний вміст та анізотропію КПНВЕ [1]. Важливо відмітити, що максимальна енергія зареєстрованих досі КПНВЕ становить $3 \cdot 10^{20}$ еВ, що приблизно на 8 порядків перевищує очікувану енергію протона в експерименті LHC (7 TeB), тому дослідження КПНВЕ є надзвичайно важливими і для фізики елементарних частинок та фундаментальних взаємодій.

2. Теоретичні моделі космічних променів надвисоких енергій Описану вище сукупність спостережуваних даних щодо спектру, хімічного вмісту та анізотропії КПНВЕ не вдається самоузгоджено пояснити в рамках однієї теоретичної моделі. Найбільш успішними в поясненні спостережуваних даних зараз вважаються дві моделі: протонна модель та модель суміші протонів та важких ядер (ядерна модель).

Протонна модель, запропонована Березинським та ін [3–5], передбачає, що космічні промені найвищих енергій в усьому діапазоні енергій від 10^{18} еВ до 10^{20} еВ це, в основному, протони. Особливості спектру, такі як провал (dip), та ГЗК-обрізання пояснюються взаємодією космічних променів з реліктовим випромінюванням, яка приводить до народження електрон-позитронних пар (область провалу) та народження піонів (область ГЗК-обрізання). Протонна модель дуже добре узгоджується з даними експериментів HiRes та TA як щодо форми енергетичного спектру так і хімічного вмісту. Недоліком протонної моделі вважається відсутність проявів у спектрі переходу від галактичного до позагалактичного компонента в діапазоні енергій 10^{17} еВ – 10^{18} еВ, та неузгодженість із даними AUGER про хімічний вміст, якщо останні підтвердяться.

В ядерній моделі вважається, що перехід від домінування галактичного до позагалактичного компонента відбувається в області провалу ($E \sim 5 \cdot 10^{18}$ еВ) [2]. Позагалактичний компонент – суміш протонів, ядер гелію та інших важких елементів аж до заліза. Сумарний спектр в області 10^{18} еВ – 10^{20} еВ пояснюється комбінацією спектрів галактичних та позагалактичних космічних променів. Ця модель непогано описує дані експерименту AUGER, але не узгоджується з даними експериментів HiRes та TA. Ще однією проблемою цієї моделі є необхідність прискорення галактичних космічних променів до дуже високих енергій – 10^{19} еВ, що суперечить можливостям галактичних джерел (залишки наднових, пульсари).

3. Вплив втрат енергії КП в наслідок взаємодії з реліктом на енергетичний спектр. При поширенні космічних променів через міжзоряний простір вони взаємодіють з реліктовим випромінюванням. Внаслідок цього спектр набуває певних особливостей:

а) ГЗК обрізання, яке пригнічує протонний потік для енергій більше $5 \cdot 10^{19}$ eV за рахунок утворення піонів, при взаємодії космічних променів з реліктовими фотонами: $p + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow N + \pi + \text{all.}$;

б) провал для енергій $5 \cdot 10^{17} - 10^{19}$ eV в потоці протонів, який виникає внаслідок утворення електрон-позитронних пар: $p + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow p + e^+ + e^-$;

в) обрізання спектру важких ядер (від He до Fe) внаслідок фоторозщеплення.

Коректне врахування всіх процесів приводить до модифікації первісного спектру, випроміненого джерелом (спектр генерації), яка описується модифікаційним фактором:

$$\eta(E) = \frac{J_{\text{obs}}(E)}{J_{\text{gen}}(E)}$$

Конкретний вид модифікаційного фактора для різних компонентів потоку КПНВЕ, який використовується нами в роботі, розрахований в [3,5] та приведений на рис. 1.

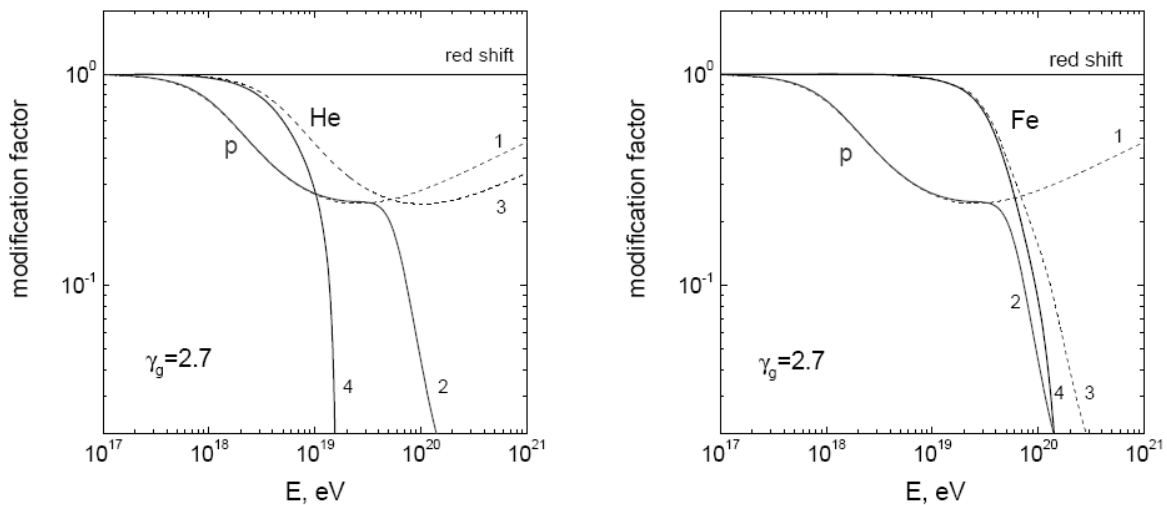


Рис. 1. Модифікаційний фактор для протонів та гелію (зліва) та заліза (справа)

4. Розрахунок X_{max} для суміші протонів, гелію і заліза з врахуванням модифікаційного фактору. Розглянемо потік, який складається з суміші протонів та ядер гелію. Очевидно, що для суміші двох елементів – водню та гелію – середня глибина максимуму розвитку злив на даній енергії рівна:

$$X_{\text{max}}^{p+He} = \frac{J_p \cdot X_{\text{max}}^p + J_{He} \cdot X_{\text{max}}^{He}}{J_p + J_{He}}$$

де J_p – потік протонного компонента космічних променів з врахуванням модифікаційного фактору, J_{He} – потік відповідного гелієвого компонента. Модифікаційний фактор враховується наступним чином:

$$J_p = J_p^0 \cdot \eta_p$$

$$J_{He} = J_{He}^0 \cdot \eta_{He}$$

де η_p та η_{He} – модифікаційний фактор протонного та гелієвого компонента відповідно; J_p^0 та J_{He}^0 – немодифіковані потоки протонного та гелієвого компонента. Для типового космічного вмісту

$$\frac{J_{He}}{J_p + J_{He}} = 0.1 = \alpha$$

отримуємо наступну формулу:

$$X_{\text{max}}^{p+He} = \frac{(1-\alpha) \cdot \eta_p \cdot X_{\text{max}}^p + \alpha \cdot \eta_{He} \cdot X_{\text{max}}^{He}}{(1-\alpha) \cdot \eta_p + \alpha \cdot \eta_{He}}$$

Відповідний графік цієї залежності приведений на рис. 2.

Для суміші протонів та заліза (з долею заліза α в загальному потоці) застосовуємо аналогічну формулу:

$$X_{\text{max}}^{p+Fe} = \frac{(1-\alpha) \cdot \eta_p \cdot X_{\text{max}}^p + \alpha \cdot \eta_{Fe} \cdot X_{\text{max}}^{Fe}}{(1-\alpha) \cdot \eta_p + \alpha \cdot \eta_{Fe}}$$

Розрахунки X_{\max} для суміші протонів та ядер заліза при трьох різних відносних долях заліза в потоці α : $\alpha=0.1$, $\alpha=0.2$, $\alpha=0.3$ приведені на рис. 2.

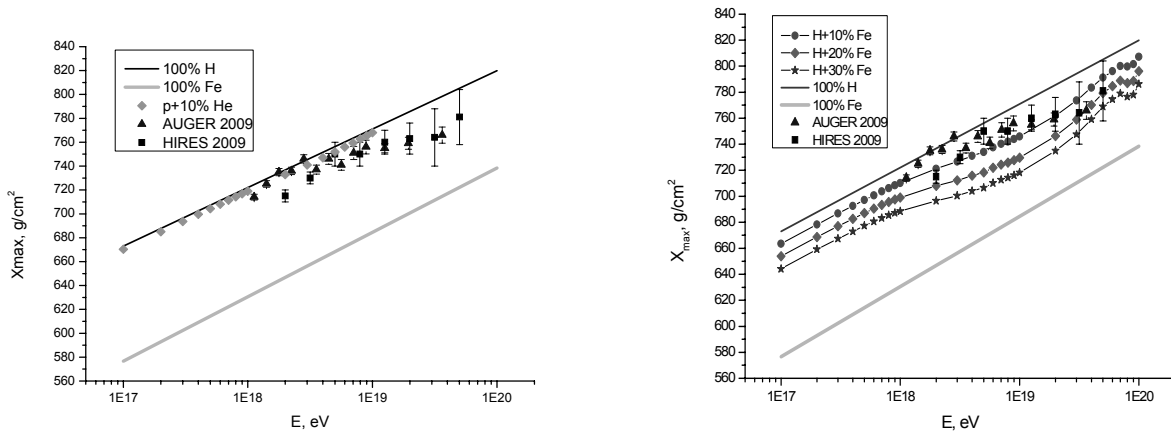


Рис. 2. Середня глибина розвитку зливи для суміші протонів та ядер гелію (зліва) та суміші протонів та ядер заліза (справа)

Для розрахунку суміші з трьох компонент аналогічно отримуємо:

$$X_{\max}^{p+He+Fe} = \frac{X_{\max}^p \cdot \gamma \cdot \eta_p + X_{\max}^{He} \cdot \beta \cdot \eta_{He} + X_{\max}^{Fe} \cdot \alpha \cdot \eta_{Fe}}{\gamma \cdot \eta_p + \beta \cdot \eta_{He} + \alpha \cdot \eta_{Fe}}$$

Розрахунки X_{\max} для наступних значень α (доля заліза), β (доля гелію) та γ (доля водню): $\beta=0.1$, а γ приймає значення 0.1, 0.2 та 0.3 ($\alpha=1-\beta-\gamma$) представлені на рис. 3. Звідси слідує, що найкращою комбінацією для пояснення даних AUGER є 20-30 відсотків заліза.

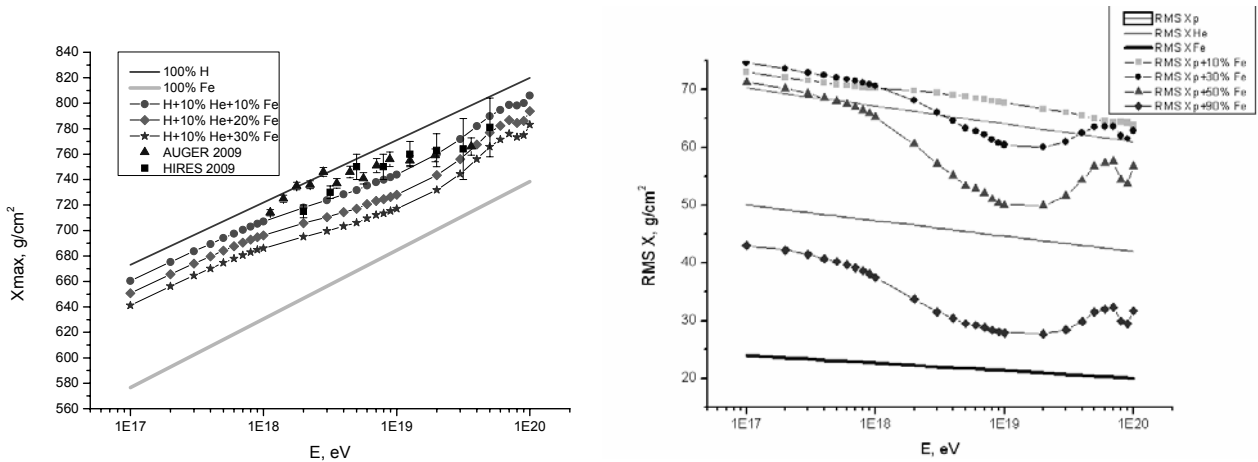


Рис. 3. Середня глибина розвитку зливи для суміші протонів та ядер гелію і заліза (зліва) та ширина X_{\max} для суміші протонів та ядер заліза (справа)

Розрахуємо поведінку σ для різних моделей. При розрахунку σ для суміші водню та заліза використовується наступна формула [6]:

$$\sigma^2 = (1 - \alpha) \cdot \sigma_p^2 + \alpha \cdot \sigma_{Fe}^2 + \alpha \cdot (1 - \alpha) \cdot (\langle X_{\max} \rangle_p - \langle X_{\max} \rangle_{Fe})^2$$

Врахування модифікаційного фактора приводить до залежності коефіцієнта α від енергії, через залежність від енергії модифікаційного фактора кожного компонента. Явний вигляд залежності α від енергії такий:

$$\alpha = \frac{\eta_{Fe}}{\eta_{Fe} + \frac{(1 - \alpha_0)}{\alpha_0} \cdot \eta_p} \quad \text{де} \quad \alpha_0 = \frac{J_{Fe}^0}{J_{Fe}^0 + J_p^0}$$

Залежність σ від енергії для суміші протонів та заліза для чотирьох значень α_0 : 0.1, 0.3, 0.5 та 0.9 подано на рис. 3. І ці дані вказують на необхідність залізного компонента (біля 50 відсотків) в загальному потоці КРНВЕ. Однак важливо відмітити, що, хоча якісно суміш протонів та заліза відповідає даним спостережень AUGER, кількісного співпадіння отримати не вдається. Подальші спостереження з покращенням статистики флуоресцентних детекторів необхідні для уточнення хімічного вмісту КРНВЕ.

5. Висновки. В нашій роботі проведено дослідження хімічного вмісту КПНВЕ. Проаналізовано сучасні спостережувані дані отримані на детекторах HiRes, AUGER та TA. Оскільки дані детектора AUGER свідчать про перехід від протонного до ядерного компонента із зростанням енергії, нами розраховані середні глибини розвитку злив X_{\max} та ширина розподілу $X_{\max} - \sigma$ як функції енергії КПНВЕ для потоків, що складаються з протонного, гелієвого та залізного компонентів. Новим елементом в цих розрахунках стало врахування модифікаційного фактора для коректного опису вкладу кожного компонента в загальний потік. Розрахована таким чином поведінка X_{\max} та σ показує зростання ролі важкого компонента на високих енергіях, однак, хорошого кількісного співпадіння немає. Причиною може бути недостатня статистика спостережуваних даних. Про це також свідчить і різні дані отримані експериментами HiRes-TA та AUGER.

1. *Abbasi, R. et al.* Measurement of the flux of ultra high energy cosmic rays by the stereo technique // *Astroparticle Physics*. -2009. – V. 32, p. 53–60. 2. *Allard, D.; Busca, N. G.; Decerprit, G. et al.* Implications of the cosmic ray spectrum for the mass composition at the highest energies // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. – 2008. – Issue 10 – pp. 033. 3. *Aloisio, R.; Berezhinsky, V.; Blasi, P. et al.* A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays // *Astroparticle Physics*. – 2007. – V. 27, Issue 1 – p. 76–91. 4. *Berezhinsky, V.* Propagation and origin of ultra high-energy cosmic rays // *Advances in Space Research*. – 2008. – V. 41, Issue 12, p. 2071–2078. 5. *Berezhinsky, V.; Gazizov, A.; Grigorieva, S.* On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays // *Physical Review D*. – 2006. – V. 74, Issue 4, id. 043005. 6. *Unger M. for the Pierre Auger Collaboration* Analysis of Longitudinal Air Shower Profiles measured by the Pierre Auger Observatory // arXiv:1103.5857v1 [astro-ph.HE] .

Надійшла до редколегії 30.06.11

УДК 524.8

О. Александров, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.,
В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф., С. Коваль, студент

АСИМПТОТИЧНІ ФОРМУЛИ ДЛЯ ПОДІЙ СИЛЬНОГО МІКРОЛІНЗУВАННЯ З УРАХУВАННЯМ ТЕМНОЇ МАТЕРІЇ

Отримані "пост-лінійні" поправки до добре знаної формули, яка у наближенні прямолінійної каустики дає сумарне підсилення двох критичних зображень точкового джерела у гравітаційно-лінзовій системі. Розглянуто окіл каустики-складки у присутності неперервної темної матерії (ТМ). Показано, що кінцеві вирази для критичних розв'язків і коефіцієнтів підсилення мають ту ж саму функціональну структуру, що і за відсутності ТМ.

We obtain "post-linear" corrections to the well-known linear caustic approximation for the total amplification of two critical images of a point source in a gravitation lens system. The main attention is paid to the case of the fold caustic in presence of a smooth dark matter (DM) component. We show that the structure of final expressions for the solutions and amplification factors is preserved as for the absence of DM.

1. Вступ. Серед різноманітних ефектів гравітаційного лінзування значну увагу привертають так звані події сильного мікролінзування, які ще називають подіями з великим підсиленням (ПВП), Під час такої події блиск джерела значно підсилюється протягом невеликого проміжку часу. ПВП мають місце як при мікролінзуванні квазарів, так і при спостереженнях зірок. Теоретичний розгляд такої події базується на ототожненні її з подією перетину джерелом каустики гравітаційно-лінзової системи. Особливий інтерес до таких подій викликаний тим, що вони несуть динамічну інформацію про джерело – вивчаючи криві блиску, особливо у різних спектральних діапазонах, можна зробити важливі висновки про розміри та структуру джерела, а також про розподіл матерії в гравітаційній лінзі.

Аналіз таких подій базується на тому, що лінзований потік F випромінювання від джерела (у вузькому спектральному діапазоні) дається таким виразом

$$F(Y) = \iint K(y) I(y - Y) dy_1 dy_2, \quad (1)$$

Тут Y – радіус-вектор центра джерела; внаслідок відносного руху джерела і лінзи $Y(t)$ – лінійна вектор-функція часу. $I(z)$ – розподіл яскравості по поверхні джерела (у власній системі координат), $K(y)$ – коефіцієнт підсилення яскравості точкового джерела у точці з координатами y_i . Мікрозображення не спостерігаються окремо, і тому коефіцієнт підсилення дорівнює сумі підсилень окремих зображень; $K(y) = \sum_i K_i$. Каустики відокремлюють області

на площині джерел, яким відповідають різні кратності зображень. Коли точкове джерело наближається до каустики з внутрішнього боку, два його зображення наближаються до критичної кривої, і блиск кожного з них формально прямує до нескінченності. Ці зображення називають критичними. Коли ж джерело перетинає каустику, то критичні зображення зникають. Блиск інших (некритичних) зображень під час ПВП можна вважати постійним. Відповідно до цього $K(y) = K_0 + K_{cr}$, $K_0 = const.$, K_{cr} – сумарне підсилення двох критичних зображень.

Інше фундаментальне співвідношення, що застосовується в цьому контексті – це так зване наближення прямолінійної каустики, в рамках якого:

$$K_{cr}(y) \sim \theta(y_2) / \sqrt{y_2}, \quad (2)$$

де $\theta(y_2)$ – функція Хевісайда. Саме формули (1,2) складають основу теоретичного аналізу ПВП у великій кількості публікацій [1–6].

З іншого боку ряд авторів зауважували, що формула (2) дає надто грубе наближення і потребує уточнення [7,8]. Для окремих зображень при макролінзуванні формула (2) була уточнена в роботах [9,10]. Випадок мікролінзування потребував розгляду більш високих наближень при отриманні розв'язків лінзового рівняння та при визначенні K_{cr} [11].

В роботах [12–14] уточнений вираз K_{cr} було застосовано для розрахунків кривих блиску протяжних джерел з

різними $I(z)$. Також в роботах [13,14] на прикладі реальних спостережень відомого ПВП на кривій блиску квазара Q2237+0305C за даними групи OGLE було продемонстровано, що знайдені поправки є статистично значущими.

Зазначимо, що в роботах [11–14] розглядалася дещо спрощена ситуація – припускалося, що під час ПВП на промені зору нема неперервної матерії. Але, згідно сучасних уявлень домінуючий внесок до загальної густини матерії в галактиках та їх скупченнях створює небаріонна темна матерія. Мета цього короткого повідомлення полягає в узагальненні результатів робіт [11–14] на випадок присутності темної матерії на промені зору.

2. Критичні розв'язки загального лінзового рівняння. Нормоване рівняння гравітаційного лінзування зиставляє кожній точці x в площині зображень точку y в площині джерела і має такий вид:

$$y = x - \nabla\Phi(x), \quad (3)$$

де $\Phi(x)$ – потенціал гравітаційного лінзування. У загальному випадку одному положенню точкового джерела відповідає декілька зображень $X_{(i)}(y)$ –розв'язків рівняння (3).

Потенціал $\Phi(x)$ задовольняє рівнянню $\Delta\Phi = 2k$, де $k(x)$ – густина неперервної матерії на промені зору, нормована на так звану критичну густину.

Коефіцієнт підсилення кожного окремого зображення дорівнює

$$K_i(y) = 1/|J(X_{(i)}(y))|,$$

де $J(x) \equiv |D(y)/D(x)|$ – якобіан відображення площини зображень на площину джерел.

Нагадаємо, що критичні криві відображення (3) визначаються рівнянням $J(x) = 0$.

Каустика – це образ критичної кривої при відображенні (3). Стійкі критичні точки диференційованих відображень двовимірних многовидів бувають лише двох типів: складки і зборки, причому ПВП частіше зв'язане зі складками. У цій роботі ми обмежуємося розглядом складок.

У стандартному підході до розгляду околу каустики, потенціал поблизу точки p_{cr} критичної кривої апроксимується поліномом Тейлора. При цьому лінзове відображення можна дещо спростити, обертаючи систему координат на площині джерел так, щоб вісь абсцис була дотичною до каустики. Вважаємо, що розглядувана точка p_{cr} знаходиться в початку координат площини зображень, а її образ – в початку координат площини джерела; при цьому $|y_2|$ визначає відстань до дотичної до каустики, а y_1 – зсув уздовж цієї дотичної.

Один з підходів до пошуку наближених критичних розв'язків рівняння (3) полягає в розкладанні координат зображень в ряд за степенями деякого параметра t , що характеризує близькість до каустики [15] (див. також [14]). Якщо покласти $y_i = t^2 \tilde{y}_i$, то, як показано в цих роботах, критичні розв'язки рівняння (3) є аналітичними функціями параметра, при цьому $x_1 = t^2 \tilde{x}_1$, $x_2 = t \tilde{x}_2$, де $\tilde{x}_1(t)$ і $\tilde{x}_2(t)$ – функції нульового порядку. Підставляючи ці вирази у тейлорівський розклад рівняння (3), та обмежуючись членами до другого порядку включно, отримуємо такі рівняння:

$$\begin{aligned} \tilde{y}_1 &= 2(1 - k_0) \tilde{x}_1 - a_2 \tilde{x}_2^2 + t(2b_1 \tilde{x}_1 \tilde{x}_2 - d \tilde{x}_2^3) + t^2(a_1 \tilde{x}_1^2 - 3c_1 \tilde{x}_1 \tilde{x}_2^2 + g \tilde{x}_2^4), \\ \tilde{y}_2 &= -b_2 \tilde{x}_2^2 + t(-2a_2 \tilde{x}_1 \tilde{x}_2 + c_2 \tilde{x}_2^3) + t^2(b_1 \tilde{x}_1^2 - 3d \tilde{x}_1 \tilde{x}_2^2 + f \tilde{x}_2^4). \end{aligned} \quad (4)$$

Тут $k_0 = k(0)$ – густина матерії в початковій точці, і введені такі позначення:

$$\begin{aligned} a_1 &= -\Phi_{,111}/2, & a_2 &= \Phi_{,122}/2, & b_1 &= -\Phi_{,112}/2, & b_2 &= \Phi_{,222}/2, \\ c_1 &= \Phi_{,1122}/6, & c_2 &= -\Phi_{,1222}/6, & d &= \Phi_{,1222}/6, & g &= -\Phi_{,12222}/24, & f &= -\Phi_{,22222}/24. \end{aligned}$$

Коли густину k можна вважати сталою, то $a_1 = a_2 = a$, $b_1 = b_2 = b$, $c_1 = c_2 = c$. Таким чином, система (4) у порівнянні з раніше дослідженим випадком $k(x) \equiv 0$ містить чотири додаткові параметри.

Розв'язки рівнянь (4) шукаємо з точністю до другого порядку у вигляді:

$$\tilde{x}_1 = x_{10} + x_{11}t + x_{12}t^2, \quad \tilde{x}_2 = x_{20} + x_{21}t + x_{22}t^2. \quad (5)$$

Вводячи позначення $R^2 = a_2^2 + b_1 b_2$, $\sigma = 1 - k_0$, $\varepsilon = \pm 1$, знаходимо у нульовому наближенні:

$$x_{10} = \frac{1}{2\sigma} \cdot \left(\tilde{y}_1 - \frac{a_2}{b_2} \tilde{y}_2 \right), \quad x_{20} = \varepsilon \sqrt{-\frac{\tilde{y}_2}{b_2}}. \quad (6)$$

Два знаки параметру ε відповідають двом критичним розв'язкам. У першому наближенні маємо:

$$x_{11} = -\frac{\varepsilon}{2b_2^2 \sigma^2} \sqrt{-\frac{\tilde{y}_2}{b_2}} \cdot \left\{ b_2 R^2 \tilde{y}_1 + [\sigma \cdot (b_2 d + a_2 c_2) - R^2 a_2] \tilde{y}_2 \right\}, \quad x_{21} = -\frac{1}{2} \frac{a_2 b_2 \tilde{y}_1 - (a_2^2 - c_2 \sigma) \tilde{y}_2}{b_2^2 \sigma}. \quad (7)$$

У другому порядку:

$$x_{12} = -\frac{1}{8} \frac{(a_1 b_2^2 - 3a_2 b_1 b_2 - 2a_2^3)}{b_2^2 \sigma^3} \tilde{y}_1^2 - \frac{1}{4} \frac{3c_1 + 2b_1^2 - a_1 a_2}{b_2} \cdot \frac{\tilde{y}_1 \tilde{y}_2}{\sigma^3} - \frac{1}{4b_2^2 \sigma^3} \left(7a_2^2 b_1 - \sigma(b_1 c_2 + 6a_2 d) + 4 \frac{a_2^4 - a_2^2 c_2 \sigma}{b_2} \right) \tilde{y}_1 \tilde{y}_2 - \frac{1}{8} \left[\frac{4g\sigma^2 + \sigma(4b_1 d - 6a_2 c_1) - 4a_2 b_1^2 + a_1 a_2^2}{b_2^2 \sigma^3} + \frac{\sigma(16a_2^2 d + 6a_2 b_1 c_2) - 11a_2^3 b_1 - \sigma^2(4a_2 f + 6c_2 d)}{b_2^3 \sigma^3} \right] \tilde{y}_2^2 - \frac{1}{8b_2^4 \sigma^3} \cdot (12a_2^3 c_2 \sigma - 6a_2^5 - 6a_2 c_2^2 \sigma^2) \tilde{y}_2^2 \quad (8)$$

i

$$x_{22} = \varepsilon \sqrt{\frac{\tilde{y}_2}{b_2}} \cdot \left\{ -\frac{5a_2^4 - 10\sigma(a_2 b_2 d + a_2^2 c_2) + \sigma^2(5c_2^2 + 4fb_2) + 5b_1 b_2 a_2^2}{8b_2^3 \sigma^2} \cdot \tilde{y}_2 - \frac{R^2}{8b_2 \sigma^2} \cdot \frac{\tilde{y}_1^2}{\tilde{y}_2} + \frac{3}{4} \cdot \frac{a_2^3 + b_1 b_2 a_2 - \sigma(b_2 d + a_2 c_2)}{b_2^2 \sigma^2} \tilde{y}_1 \right\} \quad (9)$$

Для якобіана лінзового відображення, обрахованого у точках, де знаходяться зображення, знаходимо

$$J = tJ_0 + t^2 J_1 + t^3 J_2, \quad (10)$$

$$J_0 = 4\varepsilon\sigma\sqrt{-b_2 \tilde{y}_2}, \quad J_1 = 4 \frac{R^2 - \sigma c_2}{b_2} \tilde{y}_2,$$

$$J_2 = \frac{\varepsilon}{\sigma} \sqrt{\frac{\tilde{y}_2}{b_2}} \cdot \left\{ \frac{\tilde{y}_1^2}{2\tilde{y}_2} R^2 + \frac{\tilde{y}_1}{b_2} \cdot [3a_2^3 + 5a_2 b_1 b_2 - 2a_1 b_2^2 - \sigma(3b_2 d + 3a_2 c_2)] - \frac{\tilde{y}_2}{2b_2^2} \cdot [(11a_2^2 b_1 b_2 - 4a_1 a_2 b_2^2 - 30\sigma a_2 b_2 d + 7(a_2^2 - \sigma c_2)^2) + \sigma b_2(12\sigma f + 12b_2 c_1 + 4b_1 c_2)] \right\}.$$

Нарешті, для сумарного коефіцієнта підсилення двох критичних зображень отримуємо:

$$K_{cr} = \frac{1}{2} \frac{\Theta(y_2)}{\sigma \sqrt{|b| y_2}} \left[1 + P y_2 + Q y_1 - \frac{\kappa}{4} \frac{y_1^2}{y_2} \right], \quad (11)$$

$$P = \frac{1}{8\sigma^2 |b_2|^3} \left\{ 15a_2^4 + 27a_2^2 b_1 b_2 - 4a_1 a_2 b_2^2 + 8b_1^2 b_2^2 + 6\sigma [2b_2(b_2 c_1 - b_1 c_2) - 5a_2(b_2 d + a_2 c_2)] + 3\sigma^2(4b_2 f + 5c_2^2) \right\} \quad (12)$$

$$Q = -\frac{1}{4\sigma^2 b_2^2} \cdot (2a_1 b_2^2 + \sigma(3b_2 d + 3a_2 c_2) - 5a_2 b_1 b_2 - 3a_2^3), \quad \kappa = \frac{1}{2\sigma^2 |b_2|} \cdot R^2. \quad (13)$$

3. Висновки. Формули (5-10) дають наближенні розв'язки рівняння (3), а вирази (11-13) відповідне поле коефіцієнту підсилення, коли точкове джерело знаходиться поблизу каустики-складки. Примітною особливістю знайдених виразів є те, що їх функціональна залежність від координат y_i залишилася тією ж самою, яка мала місце при $k(x) \equiv 0$. Відмінності зосередженні лише в виразах для коефіцієнтів – за наявності неперервної матерії, ці вирази містять чотири додаткові параметри. Це, в свою чергу, тягне незмінність формул для коефіцієнта підсилення протяжних джерел [12-14] (за умови відповідної заміни коефіцієнтів P, Q, κ та врахування $\sigma \neq 1$). При моделюванні спостережуваних кривих блиску коефіцієнти, що обговорюються, виступають як невідомі підгінні параметри. Їх явні вирази через параметри тейлорівського розкладу лінзового відображення мають значення лише на наступному етапі, при моделюванні розподілу маси у лінзі, зокрема темної матерії.

1. Grieger B., Kayser R., Refsdal S. Gravitational micro-lensing as a clue to quasar structure // Astron. Astrophys. – 1988. – Vol. 194. – P. 54–64.
 2. Mineshige S., Yonehara A. Gravitational Microlens Mapping of a Quasar Accretion Disk // Publ. Astron. Soc. Japan. – 1999. – Vol. 51. – P. 497–504.
 3. Bogdanov M.B., Cherepashchuk A.M. Reconstruction of the strip brightness distribution in a quasar accretion disk from gravitational microlensing data // Astron. Reports. – 2002. – Vol. 46, № 8. – P. 626–633. 4. Bogdanov M.B., Cherepashchuk A.M. The brightness distribution over a stellar disk derived from observations of microlensing by a binary system // Astron. Reports. – 2002. – Vol. 46, № 12. – P. 996–1001. 5. Bogdanov M.B., Cherepashchuk A.M. Analysis of a high-amplitude event in component A of the gravitational lens QSO 2237+0305 // Astron. Reports. – 2004. – Vol. 48, № 4. – P. 261–266. 6. Dominik M. Revealing stellar brightness profiles by means of microlensing fold caustics // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2005. – Vol. 353, Is. 1. – P. 118–132. 7. Fluke C.J., Webster R.L. Investigating the geometry of quasars with microlensing // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1999. – Vol. 302. P. 68–74. 8. Pejcha O., Heyrovsky D. Extended-source effect and chromaticity in two-point-mass microlensing // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 690 P. 1772–1796. 9. 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. 10. Congdon A.B., Keeton C.R.,

Nordgren C.E. Analytic relations for magnifications and time delays in gravitational lenses with fold and cusp configurations // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2008. – Vol. 389. – P. 398–406. 11. Александров О.М. Аналітична теорія гравітаційного линзування: асимптотичні формули в околі каустики і квадратичне наближення // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 2007. – № 44. – С. 21–29. 12. Александров О., Жданов В. Коефіцієнт підсилення блиску малого гаусівського джерела поблизу каустики гравітаційної лінзи / О. Александров // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 2009. – № 45. – С. 4–8. 13. 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. 14. 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; arXiv:1006.5903. 2010. 15. 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.

Надійшла до редколегії 29.06.11

УДК 523.68; 523.683; 520.8; 52.126; 52.128; 52.13; 52.14

П. Козак, канд. фіз.-мат. наук, О. Рожило інженер,
Ю. Тарануха, канд. фіз.-мат. наук

КІНЕМАТИЧНІ ПАРАМЕТРИ МЕТЕОРІВ ЗА РЕЗУЛЬТАТАМИ БАЗИСНИХ ТЕЛЕВІЗІЙНИХ СПОСТЕРЕЖЕНЬ В ПЕРІОД ОСІНЬОГО РІВНОДЕННЯ 2001 РОКУ

Наводяться результати кінематичної обробки двохсторонніх телевізійних спостережень метеорів в період осіннього рівнодення 2001 року. Для спостережень використовувалися телевізійні установки "інтроскоп", оснащені високочутливими передавальними телевізійними трубками типу супер-ізокон Лі-804, та фотографічними об'єктивами Юпітер-3. Спостереження проводилися 21–22 вересня 2001 року з двох пунктів, розміщених на відстані 54 км. За час спостережень було зареєстровано 18 базисних метеорів. Приводяться кінематичні параметри метеорів та обговорюється проблема точності обробки спостережних даних. Результати спостережень порівнюються з робочим списком радіантів метеорних потоків метеорологічного центру даних міжнародного астрономічного союзу. Надійно встановлені метеорні потоки із списку – Денні капла Леоніди та Жовтневі Капракорніди – що мали бути активні під час спостережень, не були підтверджені жодними із 18 метеорів. Інший встановлений потік Вересневих епсилон Персеїд може бути підтверджений чотирма метеорами, однак дуже ненадійно через суттєві відхилення контрольних параметрів. Також було підтверджено кілька міні-потоків, в тому числі один – сігма Орїоніди – з можливим розширенням часу його активності на три доби.

Results of kinematical processing of double-station TV meteor observations during a period of Autumn Equinox of 2001 are presented. "Introskop" TV systems equipped by high sensitive transmitting TV tubes of super-isocon type (Li-804), and photographic lenses Jupiter-3 had been used for the observations. The observations were carried out on September 21–22, 2001 simultaneously from two points placed at the distance of 54 km. We have registered 18 double-station meteors for the observational period. Kinematical parameters of meteors are presented, and the problem of precision of the observational data is discussed. The observational results are compared with the working list of meteor shower radiants of Meteor Data Center of International Astronomical Union. Established meteor showers from the list: Dayt. Kappa Leonids and October Capricornids, which had to be active during observational periods were confirmed by no one of 18 meteors. Another established shower named September epsilon Perseids could be confirmed by four meteors, but not surely because of significant deviations of control parameters. Also we have confirmed a few mini-showers, including one: sigma Orionids with possible enhancement of its activity time for three days.

Вступ. Накопичення достовірної інформації про метеори, метеорні потоки та їх асоціації дозволяє доповнювати загальну картину будови Сонячної системи з боку її найменшої за масами та найчисленнішої складової після пилу. Частинки з масами від 10–14 г [4, 12] і до десятків грамів можуть спостерігатися масово лише при їх взаємодії з атмосферами планет, зокрема з атмосферою Землі, при цьому спостереження можна проводити як в радіо-, так і в оптичному діапазоні. В той час, як бази даних менш точних радіолокаційних спостережень містять мільйони орбіт [6], офіційний каталог фотографічних спостережень Метеорологічного Центру Даних Міжнародного Астрономічного Союзу (Meteor Data Center of International Astronomical Union: MDC IAU) нараховує 4581 орбіту [21, 10]. Крім того, існує ряд каталогів кінематичних параметрів метеорів, створених за результатами телевізійних спостережень – в Україні: 57 метеорів [8, 15] та 80 метеорів [5], в Японії: 263 метеори [23] та 48 метеорів [7]; у Чехії: 817 [11] (у оновленій Інтернет версії – 841) та ін. Така відносно невелика кількість каталогізованих метеорів обумовлена складністю процесу спостереження – адже для отримання повної інформації про метеор його слід зареєструвати одночасно з двох пунктів, рознесених на відстань 50–100 км. Останнім часом завдяки ентузіазму любителів метеорологічної астрономії, фінансової підтримки корпорації SonotaCo [17], та взаємодії з Міжнародною Метеорологічною Організацією [9] було отримано в режимі автоматичного спостереження великі масиви метеорних багатосторонніх спостережних даних: 19274 метеори за 2007 рік [18], 19436 метеорів за 2008 рік [19] та 25940 метеорів за 2009 рік [20], однак через повністю автоматизований метод обробки точність обчислення їх характеристик залишається невизначеною. Результати таких спостережень також беруться до уваги MDC IAU для уточнення параметрів відомих метеорних потоків. Загальна кількість таких потоків в робочому списку на сьогодні складає 366, з них 64 надійно встановлених [10]. Крім базисних спостережень використовуються також односторонні спостереження Європейської мережі любителів метеорологічної астрономії, які зареєстрували за допомогою відеокамер за більше ніж 10 років 450 000 метеорів [16], та підтвердили існування 9 великих метеорних потоків, 44 малих, та відкрили, за їх версією, 12 нових малих потоків. Таким чином, збільшення бази даних кінематичних параметрів метеорів і на сьогодні є актуальною задачею, оскільки така інформація відображає внутрішню структуру метеорних роїв, та дозволяє встановити їх генетичний зв'язок з іншими тілами Сонячної системи.

Спостережна апаратура. Для спостережень використовуються телевізійні системи "Інтроскоп", побудовані на базі високочутливих передавальних трубок типу супер-ізокон Лі-804. Телевізійні камери були оснащені ширококутними фотографічними об'єктивами Юпітер-3 (F = 50 мм, F/1.5). Телевізійні системи працюють з частотою 25 кадрів/сек, із через-строковою розгорткою. Час визначається за допомогою таймерів, які вдруковують показники часу безпосередньо в телевізійний кадр з точністю 0.01 сек. Абсолютна часова прив'язка здійснюється за допомогою ефірного прийому сигналів точного часу з точністю ~ 0.1–0.5 сек. Відеозображення реєструються в аналоговому вигляді за допомогою відеоманітофонів типу VHS або S-VHS. Оцифровка кадрів, що містять метеори, встановлення їх базисності та подальша цифрова обробка здійснюється в лабораторних умовах.

Формат оцифрованих кадрів у відеопослідовності складає 768×576 пікселів, 256 градацій інтенсивності. Оскільки метеор являє собою динамічний об'єкт, а телевізійна камера працює в через-строковому режимі, то для уникнення накладання двох зображень метеора, які формуються в парних і непарних полях, рознесених в часі на 0.02 сек, відеопослідовності з метеорами (зазвичай файли у форматі AVI) програмно розбиваються на парні та непарні поля кадру. Кутовий розмір поля приблизно складає $23^{\circ}.5 \times 19^{\circ}$, розмір пікселя $\sim 4'$. Кінематична обробка метеорних зображень реалізується за допомогою оригінальних методів обробки [1, 2, 3] та розробленого в нашому відділі програмного забезпечення "Falling Star" [13, 14].

Спостереження. В даній роботі представлено результати двохсторонніх телевізійних спостережень метеорів протягом однієї ночі 21–22 вересня 2001 року, тобто під час осіннього рівнодення. Спостереження проводилися з двох спостережних пунктів Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка, розміщених на відстані 54 км одна від одної. Спостереження проводилися з 18.00 год. 21 вересня до 2 год. 22 вересня за UTC. Загалом за 8 годин спостережень було зареєстровано 35 метеорів у пункті А (камера направлена в зеніт), і 63 метеори у пункті В (камера направлена за азимутом на пункт А і на висоту, що відповідає перетину оптичних осей на висоті 100 км). Загальна кількість базисних метеорів склала 18.

Обробка спостережних даних. Методика обробки метеорних телевізійних спостережень неодноразово описувалася раніше [1, 2, 3]. Приділимо лише увагу попередньому перегляду зображень та підходу до оцінки точності обробки. Похибка обчислень кінематичних характеристик метеора – геометричних параметрів його траєкторії в атмосфері Землі (висоти появи та зникнення, зенітний кут радіанта, екваторіальні координати радіанта, геоцентрична швидкість та ін.) та геліоцентричних елементів орбіти (велика піввісь, ексцентриситет, нахил, аргумент перигелію, довгота висхідного вузла) залежить від трьох основних факторів. По-перше, від геометрії траєкторії кожного індивідуального метеора по відношенню до розміщення та орієнтації спостережних камер, по-друге від характеристик спостережної апаратури, по-третє від методики обробки. Перший фактор найбільш вагомий і складається з кількох складових. Методика базисної обробки використовує формулу триангуляційного трикутника, тому не передбачає можливості опрацювання метеора, який летить паралельно, або майже паралельно прямій, що проходить через обидві спостережні точки – похибка обчислення координат радіанта і швидкості в цьому випадку прямує до нескінченності. Замала базисна відстань призводить до збільшення похибок усіх геометричних характеристик. Також, метеор, що рухається під малим кутом до оптичної осі однієї з камер спостережень, буде складний для обчислення радіанта, а відтак і модуля швидкості.

Крім того, суттєву роль відіграє якість зображення метеора в кадрі. Дуже слабкі метеори, або занадто яскраві ускладнюють визначення положення метеорної частинки (голови метеора), що призводить до великих похибок при обчисленні швидкості метеора, і як наслідок – великої півосі і ексцентриситету орбіти. Положення метеора на краю кадру, або мала кількість опорних зір навколо зображення також погіршує точність обчислень. Усі згадані фактори призводять в тому чи іншому ступені до накопичення значних похибок в обчисленні метеорних параметрів, а відтак впливають на фактор ризику помилитися при класифікації метеора як приналежного то певного метеорного потоку. Для того, щоб оцінити ступінь довіри до точності обчислення параметрів, спочатку готується таблиця якості зображення метеора. До неї входять деякі характеристики метеора, які можна оцінити за попереднім переглядом зображень – кількість кадрів з зображенням голови метеора, наявність в кадрі точки появи, максимуму блиску та кінця метеора, а також деякі величини, що стають доступними після базисної обробки, наприклад початковий кут між напрямком руху метеора та напрямком на точку спостереження. Крім того, для врахування інших згаданих факторів вводиться деяка п'ятибальна оцінка якості зображення метеора та зірок в кадрі.

При цьому максимальну оцінку має зображення достатньо довгого метеора, середньої яскравості з симетричною та репрезентативною вибіркою опорних зір. Результати якості зображень метеорів приведені в табл. 1, де N_e – порядковий номер метеора; N – кількість кадрів розвитку метеора, в яких можна визначити положення голови метеора, за яким розраховується швидкість; B_M_E (Beginning, Maximum, End) – літерне позначення, що вказує на присутність в кадрі початку, максимуму блиску та кінця метеора відповідно; γ – початковий кут між векторами швидкості метеора та напрямку на пункт спостереження; M – оцінка якості зображення метеора. Відповідні розподіли оцінок M за обома пунктами приведені на рис. 1, зліва.

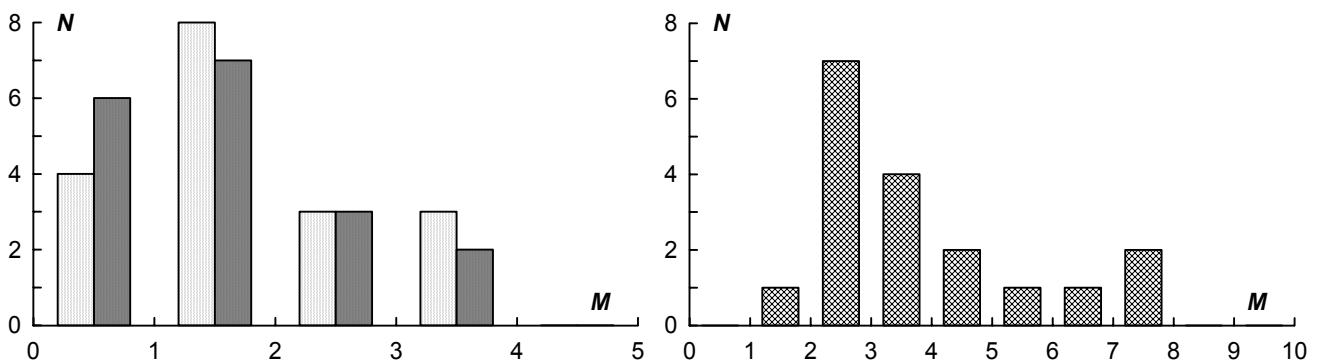


Рис. 1. Розподіли оцінок M якості метеорних зображень за обома пунктами спостережень (зліва), пункт А – світла штриховка, пункт В – темна, та їх сумарних оцінок (справа)

Як видно з рис. 1, превалюють метеори дуже слабкі (їх зоряна величина може сягати $+7^m$) і складні в обробці – нема жодного метеора з максимальною оцінкою. В ряді випадків можлива комбінація неякісного зображення метео-

ра за одним з пунктів спостереження, та якісного за іншим. У цьому випадку розрахунок модуля швидкості проводиться за кращим зображенням, а низька якість іншого хоч і погіршує точність, однак не є критичною. Для перевірки такої можливості була побудована гістограма сумарної оцінки якості - рис. 1, справа. У випадку комбінації "хороших" ($M = 4$) та "поганих" ($M = 1$) зображень одного метеора за різними пунктами спостереження максимум гістограми повинен знаходитись біля $M \approx 5$. Однак з гістограми видно, що максимум лежить біля 2.5–3 (при максимальному значенні 10), що говорить про критично низьку якість більшості метеорних зображень за обома пунктами.

Таблиця 1

Таблиця якості метеорних зображень за обома пунктами спостережень

№	N		B_M_E		γ, град.		M	
	A	B	A	B	A	B	A	B
1	10	7	BME	B	56.60	59.65	4	3
2	9	9	BME	B	69.53	80.26	2	1
3	5	7	B	BME	59.90	36.39	1	2
4	12	10	BME	BME	29.72	41.44	4	4
5	14	7	BME	B	74.50	44.75	2	1
6	5	10			87.94	68.87	1	3
7	5	6	B	BME	63.04	66.23	1	2
8	14	9	BME	BM	15.88	46.83	2	1
9	7	7	M	BME	40.74	49.05	3	3
10	8	13	BME	BME	40.77	44.82	2	2
11	13	19	M	ME	40.41	21.96	4	4
12	5	5	ME	BME	12.90	18.13	3	2
13	13	10	BME	BM	35.55	66.40	2	1
14	6	4	BME	BME	26.82	0.97	2	1
15	3	4	BME	BME	28.93	17.40	2	2
16	14	5	BME	B	16.57	16.13	3	2
17	3	3	ME	BME	33.94	15.28	1	1
18	6	4	BME	BME	20.79	17.09	2	2

Даний факт вказує на те, що точність обчислення кінематичних параметрів метеорів буде досить низькою, а відтак і імовірність впевненої належності метеора до певного метеорного потоку досягти буде важко.

Для прикладу наведемо зображення метеора №4, який має за відеопослідовностями з обох пунктів оцінку "4", та метеора №17 з обома оцінками "1", рис. 2. Очевидно, зображення метеора №17 без спеціальної підготовки важко навіть помітити в кадрах.

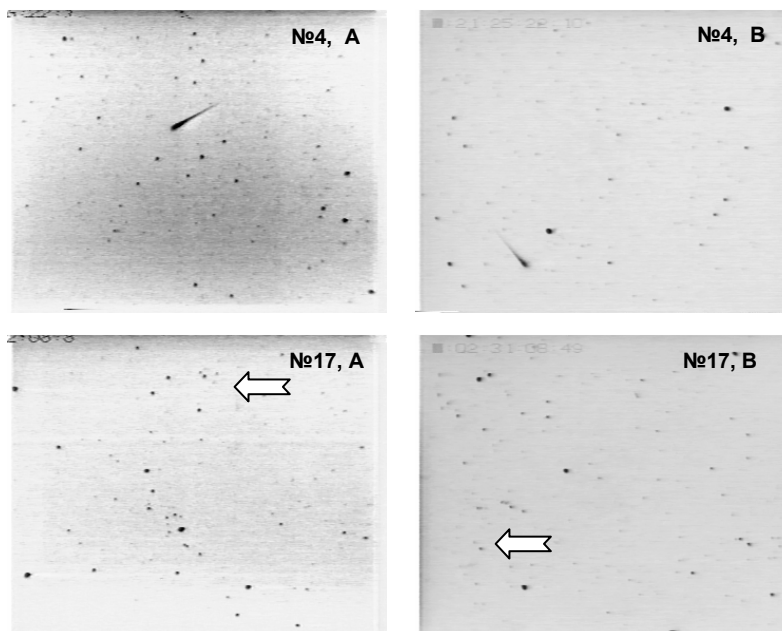


Рис. 2. Зображення двох метеорів за різними пунктами спостереження: метеор №4 – оцінка придатності для якісного опрацювання "4", та метеор №17 – найнижча оцінка "1".

Щодо співвідношення довжини метеора відносно розмірів кадру, то ситуація така, що для більшості метеорів є можливість повністю розрахувати траєкторію частинки. 5 метеорів присутні в обох кадрах, тобто є можливість порівняти видимі висоти появи та зникнення; 10 метеорів повністю присутні в одному з кадрів і для них також можна розрахувати висоти появи та зникнення, і лише 3 метеори обмежуються полем зору оптичної системи. Причому, тут

унікальним є метеор №6 – в жодному з кадрів немає ні його висоти появи, ні максимуму блиску, ні зникнення. Тобто траєкторію можна встановити для ~83% метеорів.

Величина кута γ між векторами швидкості та напрямом на пункт спостереження (див. табл. 1) варіюється приблизно в межах $\sim 30^\circ\text{--}70^\circ$, хоча в 5-и метеорів кут менший 30° за обома пунктами спостереження, а метеор №14 для пункту В є практично стаціонарним.

Результати обробки. Основні параметри метеорів, отримані в результаті обробки, представлені в табл. 2, де введени наступні позначення: D – день вересня 2001 р., UT – всесвітній час, t – час існування метеора, L – довжина траєкторії, H_b , H_e – висоти появи та зникнення відповідно, v_∞ – швидкість метеора перед вльотом в атмосферу, σ_v – похибка швидкості, Z_R – зенітний кут радіанта, α_{GR} , δ_{GR} – пряме сходження та схилення геоцентричного радіанта відповідно, v_G – модуль швидкості без гравітаційного впливу Землі, a , e , i , ω , Ω – елементи геліоцентричної орбіти: велика піввісь, ексцентриситет, нахил, аргумент перигелію та довгота висхідного вузла відповідно. Як видно з табл. 2, середній час існування метеора складає ~ 0.35 сек., а середня довжина траєкторії – 18 км, тобто метеори дуже слабкі.

Таблиця 2

D	UT	t	L	H_b	H_e	v_∞	σ_v	Z_R	α_{GR}	δ_{GR}	v_G	a	e	i	ω	Ω
Д	Г:Х:С	с	км	км	км	км/с	км/с	°	°	°	км/с	а.о.		°	°	°
21	18:28:49	>0.39	>22	117.5	<105	58.3	0.8	54.3	50.89	57.99	57.26	19.2	0.96	108.5	234.8	178.5
21	18:50:46	0.34	6.3	106.5	104.8	17.7	2.3	70.0	199.86	30.87	13.84	1.4	0.41	14.8	111.4	178.5
21	19:30:37	0.26	7.6	102.5	99.9	43.4	2.1	65.8	28.93	8.41	41.96	3.7	0.98	7.9	152.7	358.5
21	20:26:22	0.46	23.7	111.2	95.8	49.6	0.1	30.0	28.17	68.54	48.38	12.2	0.93	85.0	225.2	178.6
21	20:37:32	0.54	12.0	103.5	94.2	23.2	0.8	38.9	269.5	54.04	20.41	4.2	0.76	30.3	182.2	178.6
21	21:57:26	>0.38	>20.8	>108	<107	61.9	0.2	88.3	86.97	-2.18	60.87	1.9	0.49	132.9	14.7	358.6
21	21:59:13	0.22	12.2	113.8	108	61.5	0.2	54.1	101.8	57.45	60.45	5.1	0.81	120.0	157.0	178.6
21	22:11:31	0.54	36.2	134.8	101	54.8	18.3	20.0	334.2	62.71	53.62	-0.6	2.44	67.3	212.8	178.7
21	22:49:39	0.26	13.8	110.9	101.4	50.9	1.5	43.2	108.04	73.75	49.71	2.8	0.64	94.0	166.0	178.7
21	22:52:55	0.50	10.6	87.3	80.4	20.5	0.4	42.7	351.21	7.32	17.21	1.8	0.62	5.6	262.3	178.8
21	22:56:17	>0.74	>17	>94.4	82.7	27.1	0.9	46.5	21.61	1.42	24.73	1.1	0.75	8.2	132.9	358.6
21	23:19:50	0.18	9.7	109.5	100.3	60.2	0.5	19.1	49.89	46.77	59.17	9.1	0.94	121.2	261.1	178.7
21	23:34:44	0.50	13.5	102.0	91.6	28.1	0.4	39.1	308.9	62.70	25.76	3.3	0.71	40.5	208.9	178.7
22	0:28:05	0.22	59.3	111.0	101.8	50.2	2.2	22.7	65.93	38.52	49.00	0.8	0.64	159.7	200.5	178.7
22	0:34:48	0.14	8.3	110.9	106.3	67.2	3.1	26.2	72.66	37.77	66.23	4.8	0.82	152.0	228.9	178.7
22	1:28:46	0.54	33.0	132.2	119.4	63.6	0.5	23.5	60.36	26.85	62.65	3.2	0.86	167.2	259.5	178.8
22	1:32:09	0.10	6.7	109.2	104.0	80.2	1.0	38.3	102.21	33.53	79.43	-1.0	1.90	162.8	154.2	178.8
22	1:56:29	0.22	12.2	111.0	103.1	60.3	2.5	24.2	96.93	46.38	59.29	1.5	0.35	138.5	156.7	178.8

Швидкість визначалась за обома пунктами [3], а потім усереднювалась з ваговими коефіцієнтами. У якості вагових коефіцієнтів можуть вибиратися або кількість точок для визначення швидкості на кожному зображенні, або величина кута γ , або значення, обернене до величини дисперсії швидкості, отриманої по кожному з пунктів індивідуально. Серед 18 метеорів лише один виявився з критично великою похибкою обчислення середнього значення швидкості – №8, однак він має дуже низькі оцінки за табл. 1, чим і пояснюється така велика похибка. Відповідно і значення висоти появи 134.8 км не можна вважати надійним. Для метеорів, які частково знаходяться за межами кадру за обома пунктами відповідні величини позначені символами ">", "<".

Належність до метеорних потоків. Спостереження протягом вересня цікаві тим, що в цей час відсутні потужні метеорні потоки, і відтак кількість вересневих спостережень не надто велика. Якщо поглянути на робочий список метеорних потоків MDC IAU, які активні протягом вересня – див. табл. 3 – то побачимо загалом 27 потоків, з яких 5 надійно встановлених: Аурігиди (Aurigids), Вересневий епсилон Персеїди (Sept. epsilon Perseids), Денні каппа Леоніди (Dayt. kappa Leonids), Денні Секстантіди (Dayt. Sextantids), Жовтневі Капрікорніди (October Capricornids) [10].

Враховуючи, що 12 потоків мали бути активні протягом спостережень, проведемо аналіз параметрів метеорів з табл. 2 з метою підтвердження існуючих та пошуку можливих нових міні-потоків. Загалом класифікація належності метеора до того чи іншого потоку являє собою досить складну задачу, див. наприклад [22]. Очевидно, що вектори швидкості поточкових метеорів (координати радіанта і модулі швидкості), а відповідно і елементи їх орбіт, еволюціонують з часом, причому величина їх розсіяння буде пропорційна часові існування потоку. Тому в кінцевому випадку рішення про належність метеорної частинки до певного потоку буде залежати від меж параметрів, вибраних за критерії порівняння. Наприклад, при обробці масових спостережень [17] було застосовано підхід, де використовувалась кластерний аналіз, причому в якості параметрів порівняння було використано екваторіальні координати геоцентричних радіантів метеорів та їх швидкості, а також періоди їх активності – тобто параметри, представлені в MDC IAU [10].

Екваторіальні координати геоцентричного радіанта, а вірніше просторову різницю положення радіанта метеора і потоку, ми для селекції використовували і в даній роботі, а також модуль швидкості метеора. Щодо часу активності потоків – залишимо певний діапазон до можливого його розширення, особливо зважаючи на те, що для 4-х верес-

сневих метеорних потоків – див. табл. 3: ню Еріданіди (Nu Eridanids), Вересневі йота Кассіопейди (September iota Cassiopeiids), Денні пі Леонід (Daytime pi Leonids), бета Великої Ведмедиці (beta Ursae Majorids) – час активності не визначений взагалі. Зважаючи однак, що чітких просторових меж положення радіанта для вересневих потоків немає, додатково до згаданих параметрів, для більшої надійності, будемо ще використовувати кутові елементи орбіти метеорів – в першу чергу нахил орбіти та аргумент перигелію, а також довготу висхідного вузла на предмет можливого зміщення на 180°.

Таблиця 3

Час дії активних метеорні міні-потоків у другій половині вересня, та час спостережень

Метеорні потоки / дата	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
Aurigids	<																	
beta Gruids																		
September Lyncids																		
beta Capricornids																		
Nu Eridanids																		
September iota Cassiopeiids									+									
epsilon Eridanids																		
Sept. epsilon Perseids																		
Sept. gamma Sagittariids																		
nu Draconids									+									
Sept. beta Cassiopeiids																		
Daytime pi Leonids																		
South. delta Piscids									+									
omega Piscids									?									
Sept. mu Arietids																		
kappa Aquariids																		
beta Aurigids									?	??								
Dayt. kappa Leonids																		
Sept. alpha Orionids																		
Dayt. delta Leonids																		
North. delta Piscids																		
beta Ursae Majorids																		
Dayt. gamma Virginids																		
Dayt. Sextantids																		
October Capricornids																		
October delta Aurigids																		
sigma Orionids									?									
Кількість базисних метеорів									13	5								

Загальні результати порівняльного аналізу представлені в табл. 3. Назви метеорних активних потоків приведено оригінальною мовою згідно MDC IAU [10]. Метеорні потоки, підкреслені сірим фоном в колонці назв (загалом 5 потоків) є, так званими, надійно встановленими потоками. Інші потоки можуть бути або незалежними, або частинами інших встановлених потоків, частинами один одного, тобто частинами спільного слабкого потоку, можуть не існувати взагалі, тобто представляти собою спорадичні метеори.

До розгляду бралися усі вересневі міні-потоки, а в табл. 3 зображені світло-сірою штриховкою потоки, активні протягом 8 днів від початкової та кінцевої дати спостереження (приблизно встановлені максимуми активності потоків підкреслені темнішим фоном). Потоки, активність яких знаходиться поза межами згаданого інтервалу, відображені в табл. 3 стрілочками. Значками "+" позначені метеори, які, за нашими оцінками, є достатньо надійно ототожненими з відповідним метеорним потоком, значок "?" означає схожість з метеорними потоками за деякими параметрами, але розбіжність за іншими.

Перший потік, який ми вважаємо достатньо надійно підтверджений одним метеором №4 – це Вересневі йота Кассіопейди. Дане ототожнення корисне тим, що підтверджує метеорний потік, який не визначений строго у часі активності. З іншого боку, для таких потоків не приведені елементи орбіти, тому порівняння відбувалося лише за просторовим відхиленням радіанта ΔR та різницею в модулі швидкості Δv . Вони склали $4^{\circ}.87$ та $1^{\circ}.62$ км/с відповідно, що непогано узгоджується з точністю обробки наших спостережень. Інший метеорний потік, який ми вважаємо достатньо надійно підтверджується, на жаль лише одним метеором №5 – Нью драконіди. Метеор №5 зареєстрований під час активності потоку – 21 вересня, і підтверджується крім згаданих параметрів також за кутовими елементами орбіти Δi , $\Delta \omega$ та $\Delta \Omega$. Для нього $\Delta R = 6^{\circ}.17$, $\Delta v = 0.11$ км/с, $\Delta i = 2^{\circ}.30$, $\Delta \omega = 7^{\circ}.16$, $\Delta \Omega = 7^{\circ}.60$ (всі відхилення даються по модулю). Дуже гарне співпадання отримане для метеорного потоку Південних дельта Пісцид та метеора №11: $\Delta R = 4^{\circ}.18$, $\Delta v = 1.77$ км/с, $\Delta i = 1^{\circ}.91$, $\Delta \omega = 1^{\circ}.94$, $\Delta \Omega = 5^{\circ}.37$. Метеор також зареєстровано під час дії потоку (див. табл. 3).

Три інші метеорні потоки – омега Пісциди, бета Аурігиди та сігма Оріоніди – підтверджені значно слабше (умовно підтверджені) через суттєві відхилення деяких параметрів. Для потоку омега Пісцид – один метеор №10: $\Delta R = 18^{\circ}59$, $\Delta v = 4.19$ км/с, $\Delta i = 4^{\circ}.15$, $\Delta \omega = 11^{\circ}.67$, $\Delta \Omega = 12^{\circ}.24$. Для потоку бета Аурігид – три метеори №7: $\Delta R = 17^{\circ}52$, $\Delta v = 6.05$ км/с, $\Delta i = 28^{\circ}.04$, $\Delta \omega = 2^{\circ}.03$, $\Delta \Omega = 1^{\circ}.64$ (метеор зареєстровано під час активності потоку); №17: $\Delta R = 15^{\circ}82$, $\Delta v = 12.93$ км/с, $\Delta i = 14^{\circ}.78$, $\Delta \omega = 4^{\circ}.83$, $\Delta \Omega = 1^{\circ}.77$; №18: $\Delta R = 8^{\circ}46$, $\Delta v = 7.21$ км/с, $\Delta i = 9^{\circ}.46$, $\Delta \omega = 2^{\circ}.25$, $\Delta \Omega = 1^{\circ}.80$ відповідно (метеори зареєстровано під час активності потоку). Для сігма Оріонід – знову один метеор №6: $\Delta R = 1^{\circ}27$, $\Delta v = 4.13$ км/с, $\Delta i = 5^{\circ}.13$, $\Delta \omega = 19^{\circ}.35$, $\Delta \Omega = 1^{\circ}.35$. Останній метеор передусь на 5 днів своєму потенційно батьківському потоку, що може свідчити або про розширення меж даного потоку, або про помилковість припущення щодо належності даного метеора до згаданого потоку.

Цікавим є метеор №15 – він має схожість за деякими параметрами з чотирма метеорними потоками, представленими в табл. 4.

Таблиця 4

Модулі відхилення параметрів метеора №15 від деяких близьких у часі потоків

Метеорний потік	Δt	ΔR	Δv	Δi	$\Delta \omega$	$\Delta \Omega$
Aurigids	16	13.5	0.5	5.0	119.9	20.7
Sept. epsilon Perseids	+	17.6	1.7	13.0	13.1	6.7
beta Aurigids	+	11.4	0.3	4.0	69.9	1.7
October delta Aurigids	6	14.8	1.3	22.0	1.9	12.3

В табл. 4 прийняті позначення: Δt – час в добах між часом реєстрації метеора та ближчою межею метеорного потоку ("+" означає, що метеор був в межах дії потоку), інші позначення та одиниці виміру – аналогічні приведеним вище. Найближче даний метеор за своїми параметрами до потоків Вересневих епсилон Персеїд та Жовтневих дельта Аурігид (для двох інших критично великі відхилення в аргументі перигелію), однак відхилення в кутових елементах, в першу чергу радіанти та нахилі орбіти, є досить високим для того, щоб віднести даний метеор до якогось потоку.

Висновки. Приведемо деякі висновки ототожнення метеорів з відомими метеорними потоками, однак слід зважати на малу статистику даних для повного обґрунтування висновків. Три надійно встановлених метеорних потоки, які мали бути активні протягом часу спостережень – Денні каппа Леоніди, Вересневі епсилон Персеїди та Жовтневі Капрікорніди – нами не були підтверджені жодним з 18-и метеорів. Щодо першого з них, очевидно, він і не повинен бути підтверджений нічними спостереженнями, метеори з другого та третього метеорного потоку мали б бути присутніми. З інших 9-и активних на час спостережень міні-потоків впевнено (з хорошою відповідністю контрольних параметрів) підтверджено 2: ню Драконіди і Південні дельта Пісциди, хоча кожен лише одним метеором. Також надійно підтверджений метеорний потік з невизначеним часом дії – Вересневі йота Кассіопеїди (метеор зареєстровано 21-го вересня). Ще 2 метеорних потоки з 9-и активних підтверджені менш надійно: омега Пісциди одним метеором та бета Аурігиди – трьома. Також слабо підтверджений одним метеором потік сігма Оріонід, однак метеор був зареєстрований на 4 дні раніше початку активності потоку у відповідності до MDC IAU [10].

1. Козак П.М. Проблема ідентифікації зірок у кадрі при цифровій обробці телевізійних спостережень метеорів // Вісник Астрономічної школи. – 2001. – Т. 2, № 1. – С. 21–24. 2. Козак П.Н. Анализ методов и точность определения экваториальных координат при цифровой обработке телевизионных наблюдений метеоров // Кинематика и физика небесных тел. – 2002. – Т. 18, № 5. – С. 471–480. 3. Козак П.Н. Векторный метод определения параметров траектории и элементов гелиоцентрической орбиты метеора для телевизионных наблюдений // Кинематика и физика небесных тел. – 2003. – Т. 19, № 1. – С. 62–76. 4. Козак П.М., Кручиненко В.Г., Кручицкий Г.М., Івченко В.М., Козак Л.В., Білокриницька Л.М., Тарануха Ю.Г., Рожило О.О. Трансформація спорадичної маломасової метеороїдної складової в аерозоль верхньої атмосфери Землі // Космічна наука і технологія. – Т. 16, № 4. – 2010. – С. 13–21. 5. Козак П.М., Рожило О.О., Тарануха Ю.Г., Кручиненко В.Г. Кінематичні характеристики вересневих метеорів за базисними телевізійними спостереженнями 2003 року // Космічна наука і технологія. – Т. 17, № 4. – 2011. – С. 51–62. 6. Brown P., Weryk R.J., Wong D.K., Jones J. The Canadian Meteor Orbit Radar Meteor Stream Catalogue. - Earth, Moon, and Planets. – Vol. 102, Nos 1–4. – 2008. – P. 209–219. 7. Fujiwara Y., Ueda M., Sugimoto M., Sagayama T., Satake M., Furoue A. TV observations of the 1998 Giacobonid meteor shower in Japan // Proc. Int. Conf. Meteoroids 2001 (ed. B.Warmbein). – Kiruna (Sweden). – 2001. – P. 123–127. 8. Hajdukova M., Kruchinenko V.G., Kazantsev A.M., Taranucha Ju.G., Rozhilo A.A., Eryomin S.S., Kozak P.N. Perseid meteor stream 1991-1993 from TV observations in Kiev // Earth, Moon and Planets. – 1995. – Vol. 68. – P. 297–301. 9. International Meteor Organization: <http://www.imo.net>. 10. Jopek T.J. "Meteor Data Center of International Astronomical Union". – 2009. – <http://www.astro.amu.edu.pl/~jopek/MDC2007>. 11. Koten P., Spurny P., Borovicka J., Stork R. Catalogue of video meteor orbits. Part 1 // Publ. of the Astron. Inst. of the Academy of Sc. of the Czech Republic. – 2003. – No 91. – P. 1–32. 12. Kozak P.M., Kruchynenko V.G. Formation of the aerosol of space origin in Earth's atmosphere // NASA Technical Report. – CP-2011-216469. – 2011. – P.181–191. 13. Kozak P. "Falling Star": Software for Processing of Double-Station TV Meteor Observations. – Earth, Moon, and Planets, – Vol. 102, N 1–4. – 2008, pp. 277–283. 14. Kozak P. "Falling Star": Software for Processing of Double-Station TV Meteor Observations. – Advances in Meteoroid and Meteor Science. – Editors: Trigo-Rodrigues J.M., Rietmeijer F.J.M., Llorka J., Janches D., Springer, 2008, pp. 277–283. 15. Kruchinenko V.G., Kazantsev A.M., Taranukha Yu.G., Kozak P.M., Yeryomin S.S., Rozhlyo O.O., Smertyuk L.M. Catalogue of Perseid shower meteors on TV observations in Kyiv during 1991-1993 // Вісник Київського університету, Астрономія. – 1997. – Вип. 34. – С. 94–117. 16. Molau S., Rentdel J. A Comprehensive List of Meteor Showers Obtained from 10 Years of Observations with the IMO Video Meteor Network. – WGN: the Journal of the IMO. – 2009. – P. 90–121. 17. SonotaCo A meteor shower catalog based on video observations in 2007–2008. - WGN, the Journal of the IMO. – 37:2. – 2009. – P. 55. 18. SonotaCo Network Simultaneously Observed Meteor Data Sets SNM2007A", <http://sonotaco.jp/doc/SNM/>. 19. SonotaCo Network Simultaneously Observed Meteor Data Sets SNM2008A", <http://sonotaco.jp/doc/SNM/>. 20. SonotaCo Network Simultaneously Observed Meteor Data Sets SNM2009B", <http://sonotaco.jp/doc/SNM/>. 21. Svoren J., Porubcan V., Neslusan L. Current Status of the photographic meteoroid orbits database and a call for contributions to a new version. – Earth, Moon, and Planets. – V. 102, Nos 1–4. – 2008. – P. 11–14. 22. Vereš P., Tóth J. Analysis of the SonotaCo video meteor orbits // WGN, the Journal of the IMO XX:X (200X) 1. – <http://arxiv.org/abs/1103.4276v1>. 23. Ueda M., Fujiwara Y., Sugimoto M., Kinoshita M. Results of double-station TV observations during 1998 and 1999 // Proc. Int. Conf. Meteoroids 2001 (ed. B.Warmbein). – Kiruna (Sweden). – 2001. – P. 325–330.

ПРЯМІ ВИМІРЮВАННЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ В ТІНІ Й ПІВТІНІ СОНЯЧНИХ ПЛЯМ ПО 146 СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЯХ

На основі аналізу ешельних зєсман-спектрограм, отриманих на ГСТ АО КНУ, у двох сонячних плямах виявлено на глибинах $h = 40\text{--}60$ км вузький шар з різко неоднорідним магнітним полем. Тут магнітні поля, виміряні по різних спектральних лініях, дуже сильно відрізняються (в межах $600\text{--}2400$ Гс). Залежність вимірних значень від фактора Ланде вказує на те, що основною причиною цієї розбіжності є поверхнева неоднорідність магнітного поля. Результати можна пояснити двокомпонентною моделлю магнітного поля, причому в області півтіні плям, де спектральні прояви двокомпонентності є більш суттєвими, величина магнітного поля у сильній компоненті в межах $1500\text{--}4000$ Гс при факторі заповнення $5\pm 20\%$.

A narrow layer with essentially inhomogeneous magnetic field was found on height $40\text{--}60$ km in two sunspots using the Zeeman spectrograms obtained on horizontal solar telescope of Astronomical observatory of Kyiv Taras Shevchenko University. Magnetic fields here, measured by different spectral lines, are very different (in range $600\text{--}2400$ G). Dependence of results from Lande factor indicates that main cause of this disparity is surface-inhomogeneous magnetic field. The measurements can be explained in a frame of two-component model. In area of sunspot penumbra, where spectral manifestations of two-component structure are more substantial, the magnetic field strength in strong component is in range $1500\text{--}4000$ G, and filling factor – $5\pm 20\%$.

Вступ. Сонячні плями є добре відомими проявами сонячної активності на фотосферному рівні. Незважаючи на те, що вони вивчаються спектральними методами більше 100 років, є низка проблем, актуальних і для сучасних досліджень. Одна з них – поверхнева і висотна неоднорідність магнітного поля. Тінь і півтінь плями мають тонкоструктурні елементи з характерним розміром ≤ 100 км, фізичні умови в яких практично невідомі [10]. Висотний градієнт магнітного поля у плямах найчастіше від'ємний, але іноді буває і додатним, навіть у плямах без спалахів [4]. Непрямим свідченням того, що різні сонячні плями мають суттєво відмінні термодинамічними умови, є дуже неоднозначна ("розсіяна") калібровочна залежність магнітографа, отримана ще А.Б.Сєверним [8].

Висотну неоднорідність магнітного поля у плямах можна вивчати двояко:

а) використовувати при вимірюваннях багато спектральних ліній з різними висотами формування (прямий метод);

б) використовувати небагато ліній (одну або кілька), але застосовувати для інтерпретації спостережень інверсні методи [9], які дозволяють будувати напівемпіричні моделі висотного розподілу магнітного поля і термодинамічних умов.

Інверсні методи є більш сучасними і тонкими і дозволяють отримати просторове розділення по висоті на рівні ≈ 10 км, тоді як прямі методи більш грубі – вони інтегрують фізичні параметри атмосфери в межах ефективної функції вкладу кожної лінії, а це $50\text{--}100$ км для помірних по силі ліній і дещо менше – для слабких ліній.

Досвід використання інверсних методів показує [6], що тут також є свої проблеми. Можна, наприклад, добре узгодити теоретичні і спостережені профілі в одній спектральній лінії, але коли використовувати багато ліній, (особливо і нейтральних елементів, і іонів), дані по деяких лініях погано узгоджуються. Доводиться тоді використовувати багатокомпонентні моделі, однак це часто призводить до неоднозначних результатів, оскільки зростає кількість вільних параметрів. У цьому відношенні, прямі вимірювання магнітного поля по багатьох спектральних лініях є більш простими і однозначними; саме такі вимірювання аналізуються нижче.

Представлені нижче результати є наслідком розвитку досліджень, започаткованих раніше в роботах [1,2]. Зокрема, в роботі [1] викладено методичні основи вимірювань і подано результати лише для однієї сонячної плями, але по кількох спектральних лініях. В роботі [2] вивчається також одна сонячна пляма, але по 24 спектральних лініях. У даній роботі вивчається магнітне поле у двох сонячних плямах по 146 спектральних магніточутливих лініях.

Матеріал спостережень та результати прямих вимірювань. Були вивчені магнітні поля у двох великих сонячних плямах, які спостерігались на Сонці 25 березня 1991 р. та 22 липня 2004 р. У вказані дати це були найбільші плями на сонячному диску, їх діаметр (з північню) був близько $60''$. Ешельні спектри плям отримані одним із авторів (В. Л.) на ГСТ АО КНУ [5]. З аналізатором кругової поляризації, що дозволяє аналізувати профілі Стокса $I \pm V$. Спектри сфотографовано на фотопластинки ORWO WP3.

Всього було проаналізовано вимірювання у 146 спектральних лініях, що мають довжини хвиль від 5462.50 до 6430.85 Å. Лінії підбиралися так, щоб у них не було інтенсивних ліній-сусідів (бленд), а також не надміру мала еквівалентна ширина W . У досліджену вибірку попали лінії з еквівалентними ширинами в межах $W = 18\text{--}183$ mÅ, потенціалами збудження нижнього терма $\chi = 0.27\text{--}8.09$ eV, та факторами Ланде $g = 0.50\text{--}2.50$. Виявилось, що у вибірці ліній FeI було 80 (54.7%), NiI – 17 (11.6%) SiI – 11 (7.5%), TiI – 6 (4.1%), MnI – 5 (3.4%). Було також по 4 лінії CaI, CrI, ScII та FeII, по 3 лінії VI та NaI і по одній лінії CoI, CrII, CuI, BaII та SiII.

Напруженість магнітного поля визначалась на 12 ділянках сонячної поверхні, що відповідають різним смужкам мозаїки В. Й.Скоморовського. Відстань між серединами цих ділянок – $6''$, що відповідає 4.3 Мм на Сонці. Типові похибки вимірювань ± 100 Гс для ліній з ефективним фактором Ланде $g = 1.5$; ці похибки оцінювались по інструментальним зміщенням телуричних ліній [1].

Як і в роботі [2], не було виявлено статистично достовірного зв'язку вимірних значень магнітного поля від потенціала збудження нижнього терма χ , однак було знайдено залежність від висоти формування лінії (Рис. 1). Тут є очевидними такі особливості: а) від'ємний висотний градієнт магнітного поля, на рівні $dB/dh = -2.2$ Гс/км, та б) дуже велике розсіяння значень вимірюваного поля в діапазоні висот $40\text{--}60$ км. Щодо висотного градієнта в інших місцях плям, то він був знайдений у межах $0\text{--}4$ Гс/км, що узгоджується з даними інших авторів.

Однак є досить цікавим інший ефект (який виявлено вперше) – великий розкид вимірних напруженостей в глибоких шарах плям, на висотах $40\text{--}60$ км (згідно [3]). Тут розбіжність даних по різних лініях наближається до 2000 Гс, що в $5\text{--}10$ разів більше за типові похибки вимірювань.

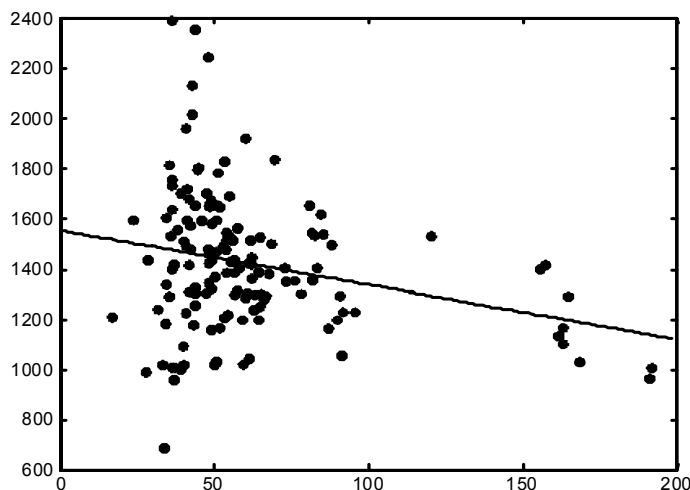


Рис. 1. Результати вимірювань магнітного поля у плямі 25 березня 1991 р.: по осі абсцис – висота формування лінії (в км) згідно [3], по осі ординат – напруженість магнітного поля (в Гс)

Щоб з'ясувати причину цієї розбіжності, вимірювання в діапазоні висот 40–60 км були розглянуті окремо. Також і в цьому діапазоні не виявлено достовірної залежності від потенціала збудження нижнього терма ліній, що вказує на незначний вплив термодинамічних ефектів. Однак була виявлена залежність вимірювань від фактора Ланде (Рис. 2). Ця залежність вказує на існування у плямах просторово нероздільних (субтелескопічних) магнітних структур з магнітним полем, сильнішим за виміряне прямим методом [7]. Присутність таких структур є більш помітною в північній сонячній плямі. На це вказує збільшення по абсолютній величині відношення dB/dg саме в північній плямі, де $B = 500\text{--}800$ Гс (Рис. 3). Це дозволяє оцінити величину відповідного магнітного поля на основі моделювання зеєманівського розщеплення у лініях з різними факторами Ланде.

Модельні розрахунки. Залежність, подібну поданій на Рис. 2, можна отримати лише при двохкомпонентній структурі магнітного поля. При однокомпонентному полі фактор Ланде враховується автоматично і ніякої залежності від нього взагалі не повинно бути. Однак при двохкомпонентній структурі поля різко зростає число вільних параметрів і тому доводиться вводити певні спрощуючі припущення. Були використані такі основні припущення: а) магнітне поле є поздовжнім, зеєманівська π -компонента відсутня; б) профілі ліній можна апроксимувати гауссіанами; в) ширини спектральних ліній є однаковими у слабкій і сильній компонентах поля і г) термодинамічні ефекти відсутні (на це вказує відсутність залежності від λ).

Розрахунками показали, що фактична величина локальних магнітних полів має однаковий порядок ($\sim 10^3$ Гс) як у тіні, так і в північній плямі. Істотно змінюється при цьому тільки фактор заповнення. У північній плямі фактор заповнення площі сильною компонентою в межах $5\div 20\%$. Величина магнітного поля у сильній компоненті від 1500 до 4000 Гс, тоді як у фоновій компоненті – від 0 до 240 Гс.

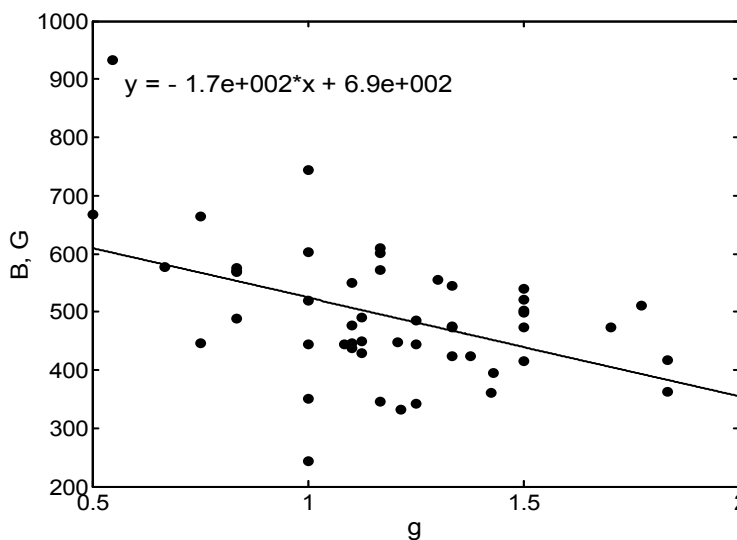


Рис. 2. Залежність виміряних магнітних полів (подані по осі ординат) від фактора Ланде g ліній (вісь абсцис) лише для ліній, що формуються в діапазоні висот 40–60 км.

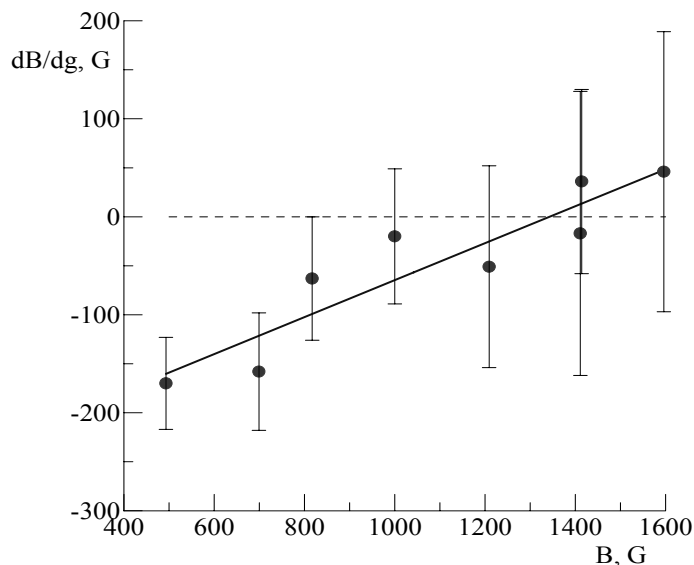


Рис. 3. Емпіричний зв'язок нахилів dB/dg апроксимуючих прямих на залежностях, подібних до поданої на рис. 2, і виміряного магнітного поля B .

Висновки. Основним підсумком даного дослідження є виявлення у плямах на великих глибинах ($h = 40-60$ км) шару з різко неоднорідним магнітним полем. Тут магнітні поля, виміряні по різних спектральних лініях, дуже сильно відрізняються (в межах $600 \div 2400$ Гс). Залежність вимірених значень від фактора Ланде вказує на те, що основною причиною цієї розбіжності є поверхнева неоднорідність магнітного поля. Результати можна пояснити двохкомпонентною моделлю магнітного поля, причому в області північні плям, де спектральні прояви двохкомпонентності є більш суттєвими, величина магнітного поля у сильній компоненті в межах $1500-4000$ Гс при факторі заповнення $5 \div 20\%$.

1. Венгліньський Є., Лозицький В., Сліпченко О. Вимірювання сонячних магнітних полів методом комп'ютерного сканування зєман-спектрограм // Вісник Київського національного університету ім. Т.Шевченка. Астрономія. – 2006. – Вип. 43. – С. 4–7. 2. Венгліньський Є.Р., Лозицький В.Г., Сліпченко О.С. Висотні зміни вертикального градієнта магнітного поля у сонячній плямі // Вісник Київського університету імені Тараса Шевченка. Астрономія. – 2007. – Вип. 44. – С. 5–8. 3. Гуртовенко Э.А., Костык Р.И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов // Киев: Наук. думка, 1989. – 200с. 4. Гусейнов М.Дж. О величине вертикального градиента напряженности магнитного поля в тени пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1978. – Т. 58. – С.31–34. 5. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лозицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1980. – Вип. 22. – С.48–56. 6. Курочка Е.В., Лозицкий В.Г. Модель тени солнечного пятна на основе спектроскопических наблюдений в областях 6300 Å и 5250 Å // Труды Уссурийской астрофизической обсерватории. – 2009. – Т. 12. – С. 122–135. 7. Лозицкий В.Г. Сильные магнитные поля в мелкомасштабных структурах и вспышках на Солнце. Дисс. доктора ф.-м. наук: 01.03.03 – Киев, 2003. – 299с. 8. Северный А.Б. Некоторые инструментальные вопросы измерения магнитных полей Солнца и звезд // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. – 1977. – Т. 56. – С. 142–148. 9. Landi Degl'Innocenti E., Landi Degl'Innocenti M. Response function for magnetic lines // Astr. Astroph. – 1977. – V. 56. – P.11–115. 10. Solanki S.K. Sunspots: An overview // The Astron. Astroph. Rev. – 2003. – V. 11. – P.153 – 286. – ISSN 0935–4956.

Надійшла до редколегії 09.11.11

УДК 524.7-82

А. Василенко, асп.

ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ЯДРА АКТИВНОЇ ГАЛАКТИКИ NGC 1194

Оброблено результати спостережень активної сейфертівської галактики проміжного типу Sy 1.9 NGC 1195, отримані космічною місією XMM-Newton. Після застосування відповідних моделей випромінювання акреційного диску рентгенівського спектру у діапазоні 2.5–11.0 кеВ, визначені параметри акреційного диску, такі як розмір внутрішньої стабільної орбіти та кут нахилу до променя зору. Профіль емісійної лінії нейтрального заліза Fe K α на енергії 6.4 кеВ вказує на те, що надмасивна чорна діра у ядрі галактики не обертається.

Results of XMM-Newton observations of an active galactic nucleus of intermediate type Sy 1.9 NGC 1195 are analyzed. Parameters of the accretion disk, such as a size of the innermost stable orbit and an inclination are determined on the basis of standard models of X-ray spectrum in 2.5–11.0 keV energy band. We point out that the profile of an emission line on 6.4 keV of neutral iron Fe K α shows that supermassive black hole in the core of the galaxy doesn't rotate.

Вступ. Галактика NGC 1194 є сейфертівською галактикою проміжного типу 1.9 [8]. Червоне зміщення $z=0.0136$, що відповідає відстані ~ 55 Мпс. Галактика є джерелом мазерного випромінювання H_2O з піковим потоком 148 мЯн [1,2], але загальне сильне радіо випромінювання відсутнє (2,5 мЯн на 1.4 ГГц, 0.6 мЯн на 8.5 ГГц). Для аналізу рентгенівського випромінювання використовувались дані, отримані камерою EPIC PN під час спостереження супутником XMM-Newton 19.02.2006, тривалістю 14202 сек (ID 0307000701). Після редукації даних використовувалось 12530 сек.

Це спостереження вже оброблялось [7, 11], але лише основних рисах. Завданням роботи було визначення параметрів акреційного диску та спіну надмасивної чорної діри (далі – НДМЧ) у центрі галактики. Через це, серед наявних моделей пакету XSPEC був проведений пошук найкращої комбінації моделей для акреційного диску навколо НМЧД та таких моделей, які враховували складний профіль емісійної лінії заліза Fe K α (в залежності від спіну НМЧД). Виявилось, що для опису спектру підходять дві складені моделі. Одна

включає у себе гаусівський профіль лінії (zgauss) та враховує релятивістський ефект розмиття континууму від тонкого акреційного диску навколо НМЧД Шварцшильда (rdblur). Її параметри наведені в Табл. 1, відповідний вигляд спектру – на Рис. 2. Друга включає у себе модель емісійної лінії Fe K α , яка випромінюється релятивістським акреційним диском навколо НМЧД Шварцшильда (diskline [4]), але без врахуванням релятивістських ефектів розмиття континууму. Параметри останньої наведені в Табл. 2, вигляд спектру – На Рис. 3. Обидві моделі містять компоненту поглинання теплим середовищем wabs та regrav [10], яка вказує на те, що спектр континууму формується як спектр відбиття від холодного (не іонізованого) акреційного диску.

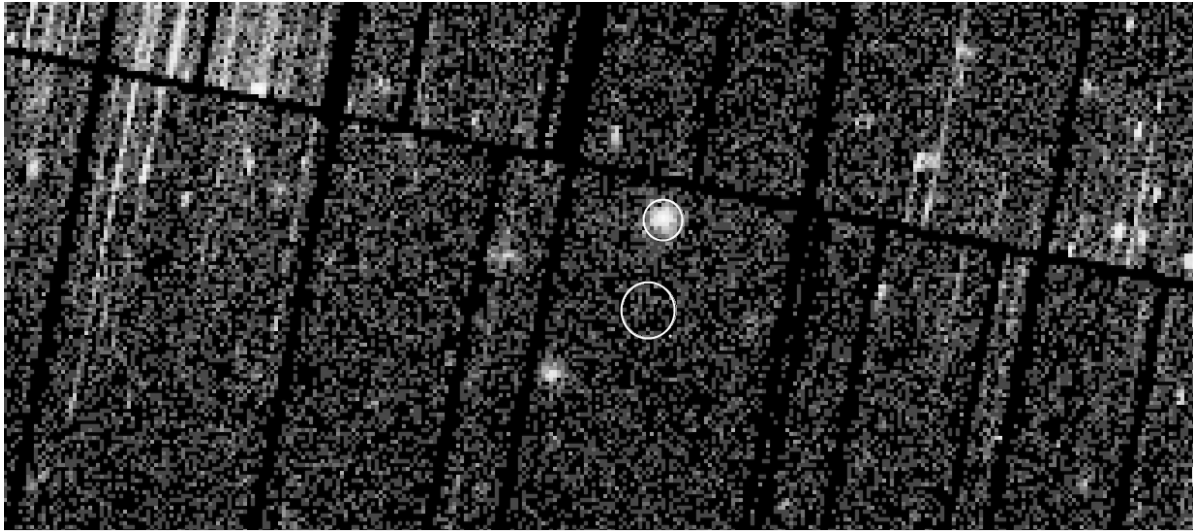


Рис.1 Рентгенівське зображення галактики NGC 1194, камера EPIC PN. Верхнім кружечком позначено область джерела, нижнім – фон

Таблица 1

Результати моделювання спектру з врахуванням моделі акреційного диску, без релятивістського профілю лінії Fe K α

Модель	Параметри	Розмірність	Величина
phabs	nH	10 ²²	7.04·10 ⁻² (frozen)
zwabs	nH	10 ²²	2.70±1.27
	Redshift		0.0136
rdblur	Betor10		1.74±0.18
	Rin(M)		7.27±3.63
	Rout(M)		400(frozen)
	Incl	deg	8.03±6.84
pegrav	PhoIndex		1.01
	Rel_refl		64.80±5.95
	Redshift		0.0136
	norm		(9.64 1.44)·10 ⁻⁶
zgauss	Line E	keV	6.486±0.027
	Sigma	keV	(27.1 ^{+9.9} _{-4.1})·10 ⁻²
	Redshift		0.0136
	norm		(1.85±0.54)·10 ⁻⁵
zgauss	Line E	keV	7.123±0.089
	Sigma	keV	(3.07±0.84)·10 ⁻¹
	Redshift		0.0136
	norm		(1.80±0.61)·10 ⁻⁵
$\chi^2/\nu = 45.82/47 (0.97)$			

Примітка: PhoIndex-показник степені, Redshift-червоне зміщення, norm-нормування (фотонів*см⁻²*с⁻¹*кеВ⁻¹).

Перша і друга моделі містять у собі параметри акреційного диску, які нас цікавлять, а саме радіус найменшої стабільної орбіти Rin(M) (в одиницях R=G·M/c², де M – маса центрального тіла), кут до променя зору Incl та степеневий показник коефіцієнта випромінювання Betor10 (вказує на область формування лінії Fe K α . Якщо має величину більше 3, то реєструється лінія Fe K α , яка утворюється в межах внутрішньої стабільної орбіти). Для обох моделей всі вони у межах похибок співпадають. Помітна різниця є лише в значеннях енергій ліній, але які співпадають на межі похибок. Це пояснюється тим, що модель diskline дає асиметричний профіль внаслідок врахування доплерівського зміщення через обертання диску та врахування гравітаційного червоного зміщення, у той час як для опису профілю Fe K α у першій моделі використовувалась згортка rdblur*zgauss, де zgauss дає симетричну форму лінії.

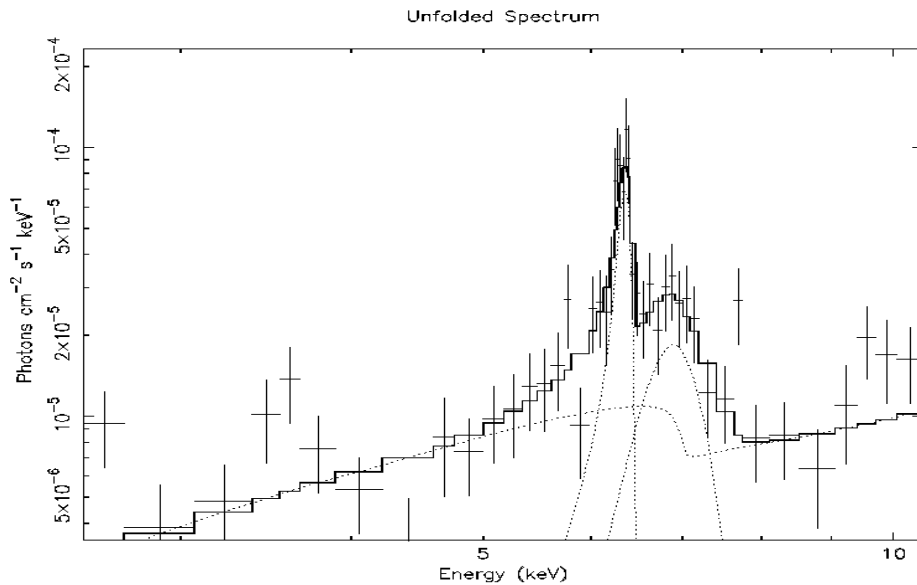


Рис.2 Спектр, апроксимований з врахуванням моделі акреційного диску. Пунктирними лініями показані компоненти моделі: континууму та двох емісійних ліній Fe

Таблиця 2

Результати моделювання спектру з врахуванням релятивістського профілю лінії Fe K_α.

Модель	Параметри	Розмірність	Величина
pexrav	PhoIndex		1.19±0.04
	Rel_refl		42.45±4.71
	redshift		0.0136
	norm		(1.85±0.26)·10 ⁻⁵
phabs	nH	10 ²²	7.04·10 ⁻² (frozen)
zwabs	nH	10 ²²	3.58±1.29
diskline	redshift		0.0136
	Line E	keV	6.388±0.020
	Betor10		1.62±0.22
	Rin(M)		7.39±1.4
	Rout(M)		400(frozen)
	Incl	deg	8.02±4.88
zgauss	Norm		(1.69±0.48)·10 ⁻⁵
	Line E	keV	6.961±0.097
	Sigma	keV	0.419±0.093
	Redshift		0.0136
	norm		(1.82±0.70)·10 ⁻⁵
χ²/ν=46.71/44 (1.062)			

Примітка: PhoIndex-показник степені, Redshift-червоне зміщення, norm-нормування (фотонів*см⁻²*с⁻¹*keV⁻¹).

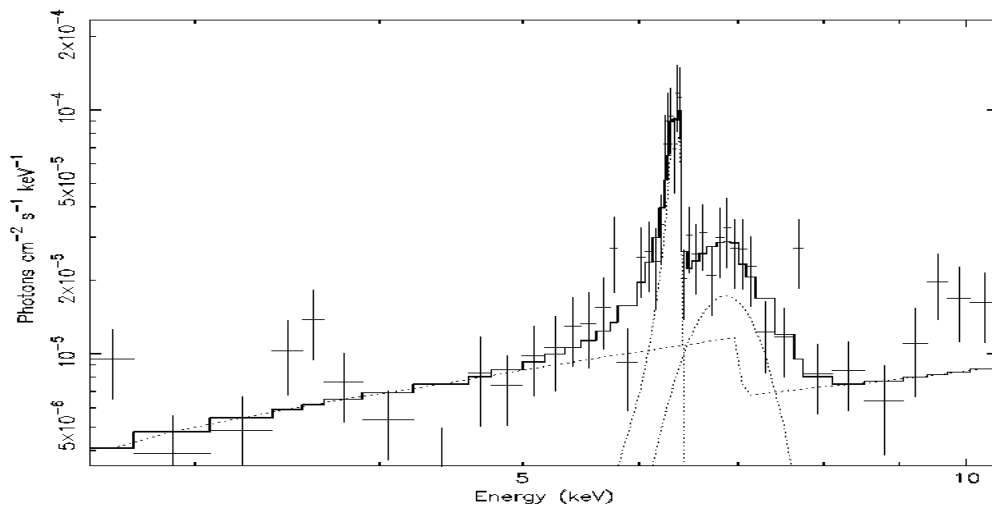


Рис.3 Спектр, апроксимований з врахуванням релятивістського профілю лінії Fe K_α. Пунктирними лініями показані компоненти моделі: континууму та двох емісійних ліній Fe.

Результати та їх обговорення. Обидві моделі показали наявність в центрі галактики NGC 1194 НМЧД типу Шварцшильдівської. А це відповідає тому, що ця лінзовидна галактика раннього типу S0a має невелике радіовипромінювання та відсутність будь-яких проявів радіоджетів. Останнє, згідно спін-парадигми [6] свідчить про можливість існування в ядрі галактики НМЧД, яка не обертається. У такому випадку внутрішня стабільна орбіта акреційного диску має бути досить близько від НМЧД, що підтверджується параметрами обох моделей: $(7.27 \pm 3.63)R$ для першої та $(7.39 \pm 1.4)R$ для другої. Отримані значення близькі до теоретичного значення $6R$. При застосуванні моделі з гаусівськими профілями ліній, знайдені велика ширина та еквівалентна ширина ліній – для Fe K $_{\alpha}$ $27.1^{+9.9}_{-4.1}$ eV та 910 ± 59 eV відповідно; для Fe XXV або blend Fe K $_{\alpha\beta}$ – 307 ± 84 eV та 550^{+79}_{-42} eV відповідно. Знайдені значення кута між нормаллю акреційного диску до променя зору $8.03 \pm 6.84^{\circ}$ та $8.02 \pm 4.88^{\circ}$ (для першої та другої моделі відповідно) знаходяться у відповідності до класифікації NGC 1194 як Сейфертівської активної галактики 1-го типу. Еквівалентна ширина першої лінії є великою, і якщо, згідно до сучасних уявлень [5], лінія 6.4 keV Fe K $_{\alpha}$ формується в межах внутрішньої стабільної орбіти навколо НМЧД, то це узгоджується з отриманим результатом. Потік від NGC 1194 у рентгенівському діапазоні 2.5–11.0 keV, згідно опрацьованого спостереження, склав $1.251 \pm 0.002 \cdot 10^{-12}$ ерг/см²/сек, світність $5.025 \pm 0.005 \cdot 10^{41}$ ерг/сек, що є типовими значеннями для такого типу галактик. Світність у лінії Fe K $_{\alpha}$ = $3.4098 \cdot 10^{40}$ ерг/сек. Варто відзначити також те, що застосування до опису континууму спектру моделі рехрав (наявність холодної матерії) підтверджується тим, що ядро NGC 1194 має мазерний водний диск [9].

Рентгенівські спостереження галактики NGC 1194 з більшою експозицією могли б дати більш точні, надійніші фізичні характеристики її активного ядра.

1. Braatz J.A., Wilson A.S., Henkel C. A survey for H₂O megamasers in active galactic nuclei. I. Observation. // *Astroph. J. Suppl. Ser.* – 1996. – Vol. 106. – P. 51–64. 2. Braatz J.A., Wilson A.S., Henkel C. A survey for H₂O megamasers in active galactic nuclei. II. A comparison of detected and undetected galaxies. // *Astroph. J. Suppl. Ser.* – 1997. – Vol. 110. – P. 321–346. 3. Dickey J.M., Lockman F.J. H I in the Galaxy // *A&A.* – 1990. – Vol. 28. – P. 215–261. 4. Fabian A.C., Rees M.J., Stella L., et al. X-ray fluorescence the inner disc in Cygnus X-1 // *MNRAS.* – 1989. – Vol. 238. – P. 729–736. 5. Fabian A.C., Iwasawa K., Reynolds C.S., et al. Broad iron lines in active galactic nuclei // *PASP.* – 2000. – Vol. 112. – P. 1145–1161. 6. Garofalo D., Evans D.A., Sambruna R.M. The evolution of radio loud active nuclei as a function of black hole spin // *MNRAS.* – 2010. – Vol. 406. – P. 975–986. 7. Greenhill L.J., Tilak A. Prevalence of high X-ray obscuring columns among AGNs that host H₂O masers // *Astroph. J.* – 2008. – Vol. 686. – P. 13–16. 8. Kirhakos S.D., Steiner J.E. X ray and infrared selected AGN.-II. Optical spectroscopy // *Astron. J.* – 1990. – Vol. 99, Num. 6. – P. 1722–1739. 9. Kuo C.Y., Braatz J.A., Condon J.J., et al. The megamaser cosmology project. III. Accurate masses of seven supermassive black holes in active galaxies with circumnuclear megamaser disks // *Astroph. J.* – 2011. – Vol. 727. – P. 20–35. 10. Magdziarz P., Zdziarski A. Angle-dependent compton reflection of X-rays and gamma-rays // *MNRAS.* – 1995. – Vol. 273, Issue 3. – P. 837–848. 11. Teng Liu, Jun-Xian Wang The difference in narrow Fe K $_{\alpha}$ line emission between Seyfert 1 and Seyfert 2 galaxies // *Astroph. J.* – 2010. – Vol. 725. – P. 2381–2391. 12. Сторінка доступу – <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/>.

Надійшла до редколегії 09.02.12

УДК 524.1+524.7

B. Hnatyk (Dr.), I. Sushch (PhD student)

RADIO EMISSION FROM VELA SUPERNOVA REMNANT

The radio emission from the Vela Supernova remnant (SNR) was simulated in the framework of our new model [3], which explains peculiarities of the X-ray emission of the Vela SNR by the essential influence on the dynamics of the remnant of the evaporation of clouds, which give the dominant input into the interstellar medium (ISM). The obtained volume integrated flux density and morphology of the Vela SNR are in a good agreement with observations, what confirms the new model of the Vela SNR.

Розглянуто радіо-випромінювання від залишку Наднової (ЗН) Вітрила в рамках нашої нової моделі [3], що пояснює особливості рентгенівського випромінювання ЗН суттєвим впливом на динаміку залишку випаровування хмар, які вносять домінуючий вклад в середню густину міжзоряного середовища (МЗС) навколо залишку. Отримані інтегральна густина радіо-потіку і морфологія залишку добре узгоджуються зі спостережними даними, що є незалежним підтвердженням нової моделі ЗН Вітрила.

1. Introduction. Vela Supernova remnant (SNR) is one of the most studied and closest to the Earth SNRs. The age and the distance to the Vela SNR are well determined what makes it a perfect object for the investigation of the physical processes. It is also accompanied by Vela pulsar and its pulsar wind nebula (PWN) Vela X what makes it even more interesting. The age of the Vela SNR is determined as the age of the pulsar and is about $1.1 \cdot 10^4$ years [1]. The distance to the remnant is determined from the VLBI parallax measurements of the Vela pulsar and is around 287 pc [2].

Vela SNR is one of the brightest sources on the sky in radio and X-ray bands. The X-ray emission appears to be dimmer but more extended in the south west (SW) part in comparison to the north east (NE) part. This is explained within the assumption that Vela SNR progenitor supernova exploded on the border of the stellar wind bubble of the nearby Wolf-Rayet (WR) star in the binary system γ^2 Velorum [3]. According to this model Vela SNR is expanding into media of different densities.

The X-ray emission from the Vela SNR is distributed all over the SNR without any evidence of the main shock. This peculiarity is naturally explained by the expansion in a very inhomogeneous cloudy interstellar medium (ISM) [3]. In this case the emission comes mainly from the heated and evaporated matter of clouds. The explosion energy of the supernova within this model is $E = 1.4 \cdot 10^{50}$ ergs.

In this paper the synchrotron radio emission from the Vela SNR is simulated in the framework of the same model which assumes the supernova explosion on the border of the stellar wind bubble and the cloudy ISM.

2. Radio emission from the spherical SNR in the cloudy ISM. Synchrotron radio emission from the remnant expanding in the cloudy ISM is different from the one in the homogeneous ISM. The interaction of the main shock with clouds causes formation of secondary shocks on which the sufficient electron acceleration takes place. This leads to the close to uniform distribution of relativistic electrons inside the SNR. Thus, the luminosity of the SNR will grow towards the center where more electrons are situated on the line of sight. It differs from usual shell-type SNRs where relativistic electrons are concentrated in the shell of the remnant.

In the first approximation relativistic electrons are uniformly distributed within the remnant. The energy spectrum of electrons $N_e(\gamma)$ is assumed to follow the power-law:

$$\frac{dN_e}{d\gamma} = K_e \gamma^{-p},$$

where γ is the electron Lorentz factor, K_e is a constant and p is an electron spectral index.

Then the overall (volume integrated) synchrotron luminosity density at frequency from the spherical SNR can be calculated as [4]:

$$S_\nu = \left(\frac{4}{3}\pi R^3\right) K_e \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin\alpha}{mc^2(p+1)} \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} - \frac{1}{12}\right) \left(\frac{2\pi mc}{3qB \sin\theta}\nu\right)^{\frac{(p-1)}{2}},$$

and integrated flux density is $F_\nu = S_\nu / 4\pi D^2$, where B is the magnetic field, R is the radius of the SNR, q is the electron-charge, m is the electron mass, c is the speed of light, D is the distance to the SNR, and θ is the angle between the magnetic field and electron velocity. It is assumed that electron velocities are isotropically distributed and a spherically averaged value $\sin\theta = \sqrt{2/3}$ can be used.

The luminosity density depends on three parameters, namely radius of the SNR R , magnetic field inside the SNR B and constant K_e , which is related to the density of relativistic electrons. The radius of the remnant can be calculated straightforward from the value of the distance to the remnant and its angular size. For the estimation of the magnetic field one can use the equilibrium condition of the magnetic pressure and the thermal pressure of particles. Then, if the number density and the temperature are known the value of the magnetic field can be calculated (see [5,6] for details). And finally to calculate one should know a total energy in relativistic electrons and a size the remnant [5,6]. Therefore and can be estimated as following: $B = \sqrt{8\pi n k_B T}$ and

$$K_e = \frac{E_e}{\frac{4}{3}\pi R^3 mc^2 \int_{\gamma_{\min}}^{\infty} \gamma^{-p+1} d\gamma}$$

where n is a number density of particles, k_B is a Boltzmann constant, T is an average temperature of plasma inside the SNR, E_e is a total energy in relativistic electrons which can be assumed as 10^{-3} of the whole explosion energy E_{SN} and $mc^2 \gamma_{\min}$ is assumed to be 1 GeV.

3. Radio Emission from Vela SNR. The observed X-ray morphology of the Vela SNR can be described as the combination of two hemispheres with different radii [3]. According to the assumption that the progenitor supernova was exploded on the border of the stellar wind bubble [3] SW and NE parts of the remnant are expanding into different media with different densities causing the asymmetry. For the modeling of the synchrotron emission we use a model described in [3] which states that Vela SNR consists of two hemispheres with radii pc and pc of NE and SW parts, correspondingly.

We assume that the explosion of the supernova was spherically symmetrical. This means that the total energy in relativistic electrons in SW and NE parts of the remnant are the same and equal. This causes that densities of relativistic electrons are different in SW and NE parts. From the equations presented in the previous section one can calculate magnetic fields (using values of particle number densities and temperatures obtained in [3]), and electron densities in SW and NE parts of the remnant. These values are gathered in the Table 1.

Table 1

Physical parameters in SW and NE parts of the Vela SNR calculated in this paper

SNR part	$B, \mu\text{G}$	$n_e, \times 10^{-6} \text{cm}^{-3}$	$K_e, \times 10^{-6} \text{cm}^{-3}$
SW	23	0.7	1.0
NE	35	1.5	2.1

Using obtained values for magnetic fields and electron densities in SW and NE parts of the remnant and assuming the electron spectral index, which is consisting with a radio spectral index presented in [7] (the relation between the electron spectral index and radio spectral index is), one can calculate the volume integrated flux density from the whole SNR F_ν at different frequencies. On the Fig.1 we show the simulated flux density (solid line) together with the observational results obtained in [7] (black circles). As it is seen from the plot the obtained flux density is in a good agreement with observations. Note, that in [7] the observation of the whole region is presented including PWN Vela X while in this paper only flux from the Vela SNR is modeled. It means that comparing with observation data one should not take into account the observed flux from Vela X.

The asymmetry is also revealed in the radio morphology of the Vela SNR. According to [7] apart of the Vela X peak four other local peaks of the radio emission are distinguished, namely, peaks of Vela Y, Vela Z and two peaks of Vela W. These peaks can be well explained in the framework of the model of asymmetrical Vela SNR shape. On Fig. 2 we show the simulated brightness temperature map of the Vela SNR at 408 MHz. The emission is modeled in 3D where every volume unit is taken as a separate emitter and then it is projected on the observation plane, i. e. how it is seen in equatorial (RADec) coordinates. The position of the remnant in the space matches the geometry described in [3]. In this simulated brightness temperature map two local maximums can be easily allocated. The one in NE part, the hottest one, matches locations of the Vela Y and Vela Z peaks and the one in SW part matches the locations of two Vela W peaks. The value of the brightness temperature is also in a good agreement with observation data presented in [7].

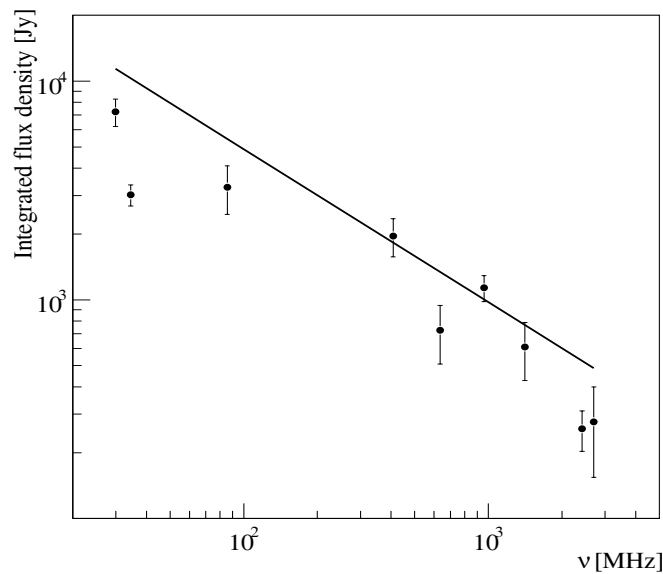


Fig. 1. Integrated flux density spectrum.
The straight line represents simulations presented in this paper. Points represent observational data [7]

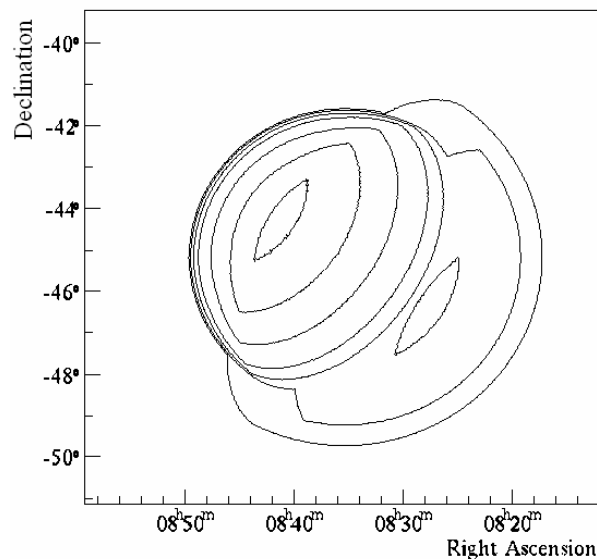


Fig. 2. Simulated brightness temperature map of the Vela SNR at 408 MHz.
The contours are labeled in K and contour values are: 2, 8, 14, 20, 30, 40 and 50 K

5. Conclusions. The radio emission from the Vela SNR was simulated within the hydrodynamical model presented in [3]. Both the flux values and the morphology are in a good agreement with the experimental data giving additional observational support for proposed in [3] new model of Vela SNR.

[1] Reichley, P. E., Downs, G. S., Morris, G. A. Time-of-Arrival Observations of Eleven Pulsars // *ApJ*. – 1970. – Volume 159. – P. 35. [2] Dodson, R. et al. The Vela Pulsar's Proper Motion and Parallax Derived from VLBI Observations // *ApJ*. – 2003. – Volume 596. – P. 1137 [3] Sushch, I., Hnatyk, B., Neronov, A. Modeling of the Vela complex including the Vela supernova remnant, the binary system γ^2 Velorum, and the Gum nebula // *A&A*. – 2011. – Volume 525. – A154. [4] Rybicki, G. B., Lightman, A. P. Radiative Processes in Astrophysics // New York: Wiley. – 1979. [5] Malkov, M.A., Drury, L. Nonlinear theory of diffuse acceleration of particles by shock waves // *Reports on Progress in Physics*. – 2001. – Volume 64. – P. 429. [6] Berezhko E.G. Cosmic Ray Acceleration by Supernovae Shocks // *Adv. Space Res.* – 2008. – Volume 41. – P. 429. [7] Alvarez, H., et al. The radio spectral index of the Vela SNR // *A&A*. -2001. – Volume 372. – P. 636.

УДК 524.7

В. Маслюх, асп., Б. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук, проф.
Л. Ставаж, канд. фіз.-мат. наук, М. Островські, д-р фіз.-мат. наук

АНАЛІЗ МАП ЖОРСТКОСТІ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІД КЛАСТЕРІВ ГАЛАКТИК HYDRA A, HERCULES A ТА MS 0735.6+7421

Найімовірнішим механізмом, що не допускає охолодження газу у кластерних потоках, є нагрівання активним ядром центральної галактики кластеру. Рентгенівські зображення з високою роздільною здатністю виявляють, що спалахи активного ядра галактики утворюють у остигаючому ядрі кластеру складну структуру великомасштабних ударних хвиль та порожнин. Ми проаналізували мапи жорсткості рентгенівського випромінювання від кластерів галактик Hydra A, Hercules A та MS 0735.6+7421, побудовані нами із архівних спостережень рентгенівської обсерваторії Chandra. Наш аналіз містить порівняння мап жорсткості із мапами радіоінтенсивності для цих кластерів. Ми знайшли та дослідили у цих об'єктах нові деталі взаємодії спалаху від активного ядра галактики та внутрішньокластерного середовища.

The most promising mechanism responsible for preventing gas from cooling in cluster flows is heating by a central AGN. High-resolution X-ray images reveal that AGN outbursts creates a complex structure of the large-scale shocks and cavities in the cooling core. We analyze the hardness maps of the X-ray emission from the Hydra A, Hercules A and MS 0735.6+7421 galaxy clusters obtained by us from the archival observations of the Chandra X-ray Observatory. Our analysis includes comparison of the hardness maps to the radio intensity maps of these clusters. We find out and investigate in these objects the new interaction details between the AGN outburst and the intracluster medium.

Вступ. На сьогодні активне ядро у центральній галактиці кластеру розглядається як найкраща кандидатура для вирішення так званої "проблеми потоків охолодження" ("cooling flow problem" у англійській літературі) у кластерах галактик, що полягає у існуванні певного, не зрозумілого до сих пір, механізму, який не дозволяє суттєвій кількості міжгалактичного газу поблизу центру мас кластеру охолонути до температури, нижчої за одну третину віріальної температури міжгалактичного газу цього кластеру, хоча його характерний час охолодження через рентгенівське випромінювання (вільно - вільні переходи) значно менший часу існування кластеру галактик (детальніше дивись, наприклад, [9]). Рентгенівські спостереження відносно близьких кластерів галактик, виконані з високою роздільною здатністю сучасними орбітальними рентгенівськими обсерваторіями Chandra та XMM-Newton, виявили, що спалахи активного ядра центральної галактики кластеру призводять до утворення складних структур із великомасштабних ударних хвиль та порожнин і так званому "остигаючому ядрі" ("cooling core") кластеру [12].

Деталі петлі зворотнього зв'язку, відповідального за баланс між процесами нагрівання та охолодження газу у остигаючому ядрі, є до сих пір нез'ясованими.

Найпотужніші спалахи активного ядра центральної галактики кластерного масштабу є у MS 0735.6+7421 (червоне зміщення $z=0,22$; основні результати вивчення спалахів у цьому об'єкті представлені у публікаціях [6] та [13]), Hercules A ($z=0,154$; публікації [4] та [7]) та Hydra A ($z=0,0538$; публікації [3], [5], [8] та [10] – [12]) кластерах галактик.

Спостереження та аналіз даних. Нами були опрацьовані спостереження із архіву даних рентгенівської Обсерваторії Chandra (Chandra Data Archiv, <http://cxc.harvard.edu/cda/>) (спостереження Hydra A кластеру ObsID4969 та ObsID4970 сумарною експозицією ~ 200 кілосекунд; спостереження Hercules A кластеру ObsID5796 та ObsID6257 сумарною експозицією ~ 100 кілосекунд; спостереження MS 0735.6+7421 кластеру ObsID4197, ObsID10468 – ObsID10470, ObsID10822, ObsID10918 та ObsID10922 сумарною експозицією ~ 500 кілосекунд) з використанням програмного забезпечення CIAO 4.3 та CALDB 4.4.3.

Опрацювання містило повне первинне фільтрування даних спостережень за стандартною методикою, описаною у інтернет-документації середовища CIAO (<http://cxc.harvard.edu/ciao/>). Отримані зображення потім склалися у мозаїку, що об'єднує усі спостереження кожного об'єкта. Мапи інтенсивності та жорсткості були побудовані із використанням алгоритму біннування зваженою теселяцією Вороного (weighted Voronoi tessellation binning algorithm) розробленим у [1] та [2].

Результати аналізу. Спалахи кластерного масштабу активного ядра центральної галактики у Hydra A кластері інтенсивно вивчався у різних роботах [3], [5], [8] та [10] – [12]), що оцінюють його сумарну енергію $\sim 0,6 \cdot 10^{61}$ ерг, вік $1,4 \cdot 10^8$ років, а діаметр утвореної великомасштабної ударної хвилі ~ 210 кпк [8], [12]. На рис. 1 показано побудовані нами мапи жорсткості остигаючого ядра Hydra A кластеру в порівнянні із різними мапами з інших робіт.

Спалах кластерного масштабу активного ядра центральної галактики у Hercules A кластері вивчений, порівняно із попереднім кластером, значно менше у силу своєї більшої віддаленості, й було оцінено, що його сумарна енергія $\sim 3 \cdot 10^{61}$ ерг, вік $0,6 \cdot 10^8$ років, а діаметр утвореної великомасштабної ударної хвилі ~ 160 кпк [7]. На рис. 2 показано побудовані нами мапи жорсткості остигаючого ядра Hercules A кластеру в порівнянні із різними мапами з інших робіт.

Спалах кластерного масштабу активного ядра центральної галактики у MS 0735.6+7421 кластері був нещодавно інтенсивно спостережуваний орбітальною рентгенівською обсерваторією Chandra, оскільки він є найпотужнішим знаним на сьогодні спалахом кластерного масштабу, й було оцінено, що його сумарна енергія $\sim 6 \cdot 10^{61}$ ерг, вік $1,0 \cdot 10^8$ років, а діаметр утвореної великомасштабної ударної хвилі ~ 240 кпк [6]. На рис. 3 показано побудовані нами мапи жорсткості остигаючого ядра MS 0735.6+7421 кластеру в порівнянні із різними мапами з інших робіт.

4. Висновки. У цій роботі було вперше отримано мапи жорсткості для Hercules A кластеру, а також мапи жорсткості із високою роздільною здатністю для Hydra A та MS 0735.6+7421 кластерів у порівнянні з іншими роботами.

Виявлено тонку структуру потоків плазми у ядрі Hydra A кластеру. Подібні потоки побачено у MS 0735.6+7421 кластері.

На противагу до випадків Hydra A та MS 0735.6+7421 кластерів, у Hercules A кластері чітко видно ознаки надлишку жорсткого випромінювання з обмеженого ударною хвилею кластерного масштабу регіону, описаного у [7].

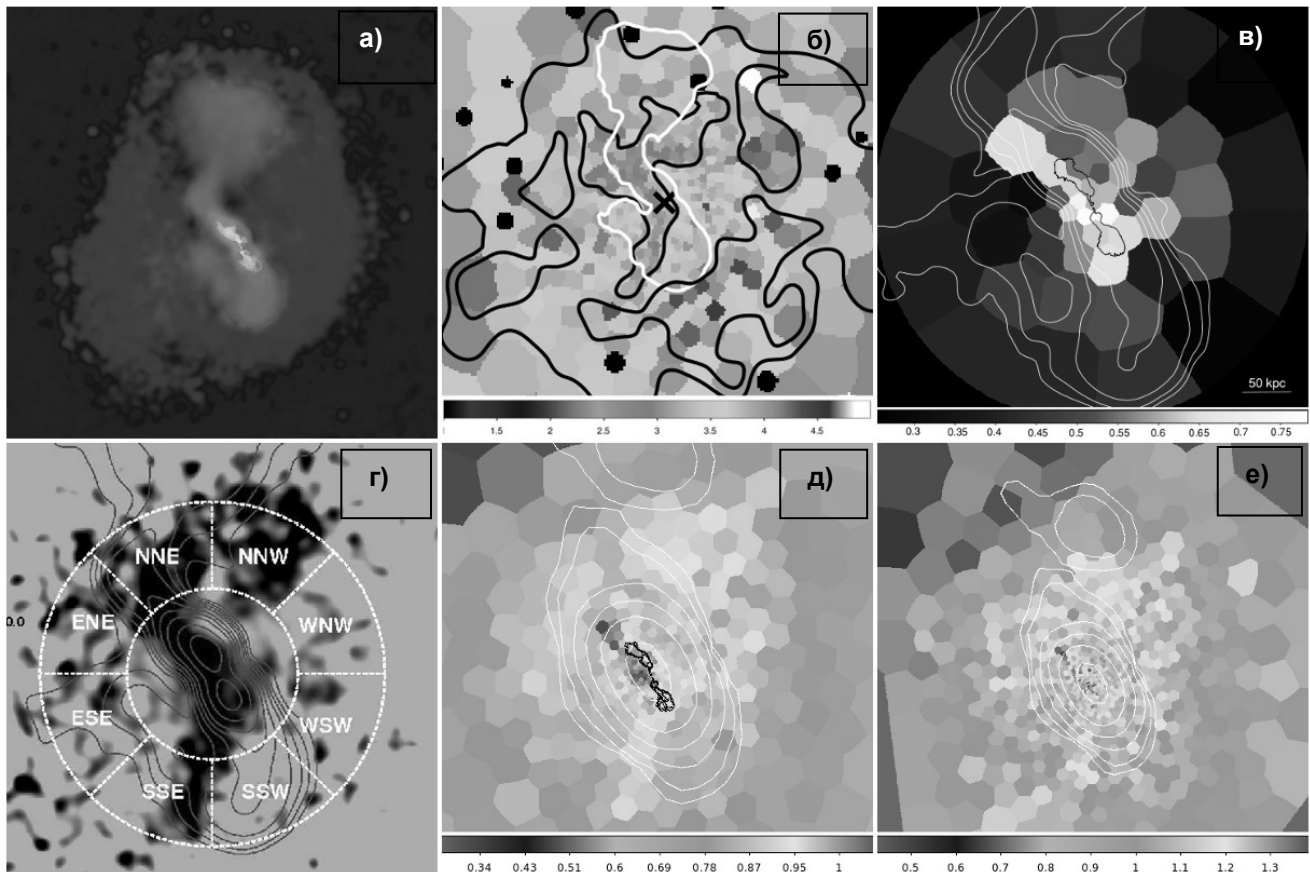


Рис. 1. Hydra A кластер галактик:

а) композитне зображення із [12] – залишкова мапа інтенсивності рентгенівського випромінювання показана темно-сірим кольором і мапа інтенсивності радіо випромінювання показана світло-сірим та білим кольорами; б) мапа температури з [10] створена з використанням адаптивного бінування у 2500 відліків на просторовий бін – одиницями шкали є кеВи, радіо контури білі, контури температури – чорні; в) мапа металічності із [5] створена з використанням адаптивного бінування у 22500 відліків на просторовий бін – одиницями шкали є dex, радіо контури білі та чорні; г) мапа жорсткості (1,5-7,5 кеВ до 0,3-1,5 кеВ) з [3] створена з використанням згладження з фіксованою шкалою – радіо контури темно-сірі; д) та е) мапи жорсткості (0,3-1,2 кеВ до 1,2-7,5 кеВ та 0,3-1,2 кеВ до 1,2-3,0 кеВ) отримані у цій роботі з використанням адаптивного бінування у 900 та 400 відліків на просторовий бін – радіо контури білі та чорні.

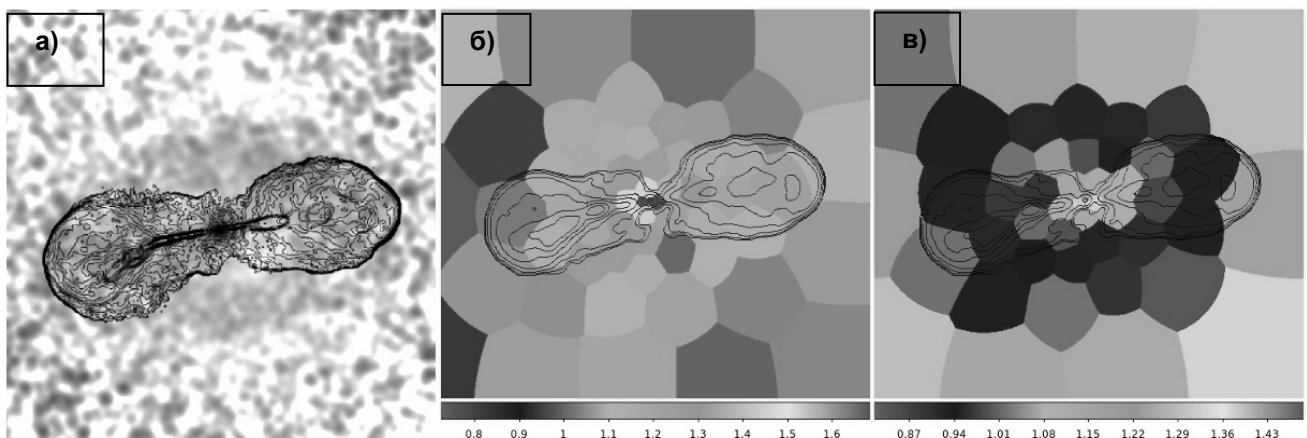


Рис. 2. Hercules A кластер галактик:

а) мапа інтенсивності рентгенівського випромінювання з [7] — радіо контури чорні; б) та в) мапи жорсткості (0,3-1,4 кеВ до 1,4-7,5 кеВ та 0,3-1,2 кеВ до 1,2-3,0 кеВ) отримані у цій роботі з використанням адаптивного бінування у 400 відліків на просторовий бін — радіо контури чорні.

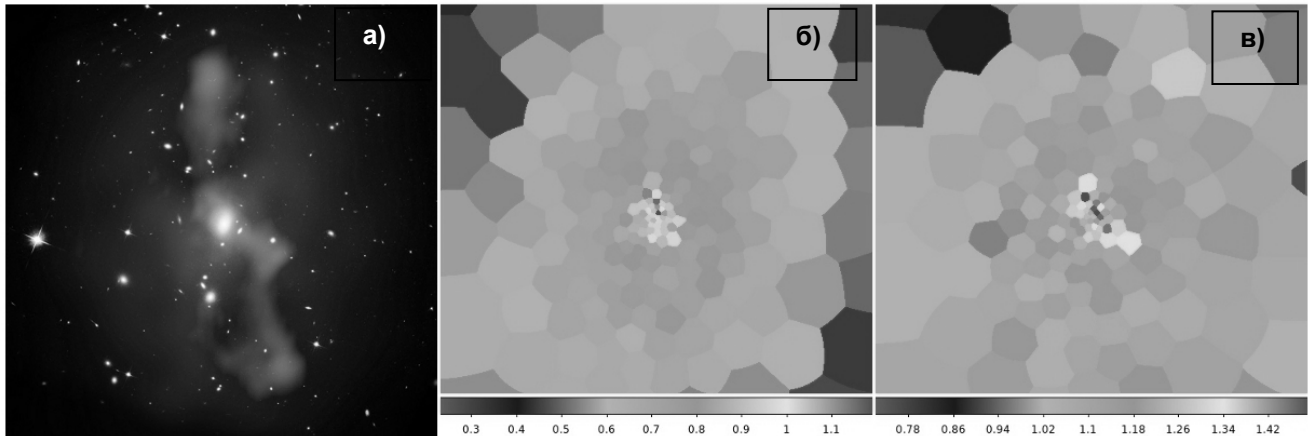


Рис. 3. MS 0735.6+7421 кластер галактик:
 а) композитне зображення із [6] — мапа інтенсивності рентгенівського випромінювання показана темно-сірим кольором, мапа інтенсивності радіо випромінювання показана світло-сірим кольором та мапа оптичного зображення показана білим кольором; б) та в) мапи жорсткості (0,3-1,4 кеВ до 1,4-7,5 кеВ та 0,3-1,4 кеВ до 1,4-3,0 кеВ) отримані у цій роботі з використанням адаптивного бінування у 400 відліків на просторовий бін — масштаб той же, що і ліворуч.

1. Cappellari M., Copin Y. Adaptive spatial binning of integral-field spectroscopic data using Voronoi tessellations // Month. Notic. of the Royal Astron. Soc. – 2003. – Vol. 342, Is. 2. - P. 345–354. 2. Diehl S., Statler T. Adaptive binning of X-ray data with weighted Voronoi tessellations // Month. Notic. of the Royal Astron. Soc. – 2006. – Vol. 368, Is. 2. - P. 497–510. 3. Gitti M. et al. A Chandra Study of the Large-scale Shock and Cool Filaments in Hydra A: Evidence for Substantial Gas Dredge-up by the Central Outburst // Astrophys. J. – 2011. – Vol. 732, Is. 1. - id. 13. 4. Hardcastle M., Croston J. Searching for the inverse-Compton emission from bright cluster-centre radio galaxies // Month. Notic. of the Royal Astron. Soc. – 2010. – Vol. 404, Is. 4. – P. 2018–2027. 5. Kirkpatrick C. et al Direct Evidence for Outflow of Metal-Enriched Gas Along the Radio Jets of Hydra A // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 707, Is. 1. – P. L69–L72. 6. McNamara B. et al The heating of gas in a galaxy cluster by X-ray cavities and large-scale shock fronts // Nature. – 2005. – Vol. 433, Is. 7021. – P 45–47. 7. Nulsen P. et al The Powerful Outburst in Hercules A // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 625, Is. 1. – P. L9–L12. 8. Nulsen P., McNamara B., Wise M., David L. The Cluster-Scale AGN Outburst in Hydra A // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 628, Is. 2. – P. 629–636. 9. Peterson J., Fabian A. X-ray spectroscopy of cooling clusters // Phys. Rep. – 2006. – Vol. 427, Is. 1. – P. 1–39. 10. Simionescu A. et al Chemical enrichment in the cluster of galaxies Hydra A // Astron. and Astrophys. – 2009. – Vol. 493, Is. 2. – P. 409–424. 11. Simionescu A. et al The large-scale shock in the cluster of galaxies Hydra A // Astron. and Astrophys. – 2009. – Vol. 495, Is. 3. – P. 721–732. 12. Wise M. et al X-Ray Supercavities in the Hydra A Cluster and the Outburst History of the Central Galaxy's Active Nucleus // Astrophys. J. – 2007. – Vol. 659, Is. 2. – P. 1153–1158. 13. Wise M. et al. A Map of Heating in MS0735.6+7421: Direct Evidence for ICM Heating in the Most Energetic AGN Outburst Known // 38th COSPAR Scien. Assembly. 18-15 July 2010, in Bremen, Germany – 2010. – P.8.

Надійшла до редколегії 05.03.12

УДК 521.96

В. Головня, інж., Л. Пакуляк, канд. фіз.-мат. наук,
 Л. Кізюн, канд. фіз.-мат. наук

ГАММА-СПАЛАХИ – ОГЛЯД ОБЛАСТЕЙ НЕБА НА ПЛАТІВКАХ АРХІВУ (1976–1998)

Результати постійного моніторингу гамма-спалахів регулярно публікуються в GCN Circulars як для подальших спостережень післясвітіння, так і для вивчення всіх об'єктів, які розташовані в ділянках поблизу зареєстрованого спалаху. Останнє завдання може вирішуватись за допомогою спостережних фотографічних або ПЗЗ архівів. З GCN Circulars вибираються ті об'єкти, які потенційно можуть знаходитись на платівках DBGPA (Database of Golosiv Plate Archive). Їх позиційна точність складає від ± 0.3 as до ± 7.5 as, а зоряна величина дорівнює 14^m-19^m . GRB і всі оточуючі об'єкти відшукуються на оцифрованих зображеннях платівок ПША (подеійного ширококутного астрографа ГАО НАН України, $D/F=40/2000$, $M=103''/mm$, field $8^\circ \times 8^\circ$) в колі радіусом кілька десятків кутових хвилин. Виконаний аналіз ділянок з GRB, зареєстрованих в 2009–2011 роках. Вивчення цих об'єктів продовжується із залученням інших засобів досліджень.

The results of continuous GRB monitoring are being published in GCN Circulars regularly for further observations of their afterglows as well as for investigation of any objects in the sky areas around the GRB. The last task can be performed using data of digitized photographic or CCD observational archives. Objects, which potentially could appear on archive plates were selected in GCN Circulars published data. The positional accuracy of selected objects is between ± 0.3 as and ± 7.5 as and the range of magnitudes is 14^m-19^m . GRB and all the objects are sought and identified on the digitized MAO NASU Double Wide angle Astrograph plates ($D/F=40/2000$, $M=103''/mm$, field $8^\circ \times 8^\circ$) within the circle with the radius of dozens of arcminutes. The analysis coordinates of GRBs which were observed during 2009–2011, has been carried out. The bright objects with coordinates different from those of given to GRB but absent in vast stellar catalogues where found in several areas. Studying of these objects is going on with attraction of another observational facilities.

Вступ. Гамма-спалахи (ГС або GRB (Gamma-Ray Bursts)) – раптові короткочасні підвищення інтенсивності космічного гамма-випромінювання з енергією в мільярди раз більшею за енергію видимого світла. Після відкриття оптичного післясвітіння (afterglow) і отримання спектру з'ясувалось, що ГС – далекі об'єкти Всесвіту. Оскільки гамма-спалахи бувають двох видів (короткі, менше 2 сек і довгі, що тривають протягом 2–200 сек), то і механізм утворення їх може бути різним. Короткі ГС з'являються в еліптичних галактиках з активним зореутворенням і можуть виникати завдяки злиттю нейтронних зірок під дією гравітаційних хвиль, а нейтронна зірка може бути компонентою тісної подвійної системи, яка включає чорну діру. Довгі ГС пов'язують з колапсом ядер масивних наднових зір, що обертаються, і вибухами наднових типу Ib і Ic [1]. Дослідження ГС у всіх діапазонах хвиль дозволило б зрозуміти не тільки механізм їх утворення, але й природу Всесвіту – через вивчення фізичних умов в Галактиках, де з'явилися спалахи та процесу формування зірок в них. На даний момент найвіддаленішим є GRB 090423 з червоним зміщенням $z=8.2$ [2].

© Головня В., Пакуляк Л., Кізюн Л., 2012

Завдяки регулярним спостереженням, які проводять із космічних апаратів – супутників HETE (High Energy Transient Explorer), INTEGRAL, SWIFT Gamma Ray Burst Explorer та ін., виявилось, що ГС виникають приблизно раз на добу та мають ізотропію розподілу на небесній сфері. Спостереження ГС в оптичному діапазоні, які виявили кореляцію між потоком гамма-випромінювання і яскравістю спалаху, підтверджують супутникові дані. За 30-ти літню історію спостережень всі оптичні та рентгенівські післясвітіння ГС спостерігались лише в 20-ти випадках на декілька тисяч зареєстрованих подій [3]. Тому при виявленні супутниками ГС інформація про нього негайно передається на земним обсерваторіям. Всі спостереження ГС одразу ж по їх виявленню публікуються в циркулярах GRB Coordinate Network (GCN) [4], як і вся наступна наявна інформація про них.

Використання архівів фотографічних платівок для пошуку оптичних аналогів ГС. Ідея використання наявних архівів платівок з різних оптичних телескопів для пошуку оптичних двійників ГС з'явилась в 2003 р. Тоді ж виконана перша спроба пошуку GRB 030329 на астронегативах подвійного ширококутного астрографа (ПША) колективом авторів ГАО НАН України. Платівки переглядалися з допомогою координатометра ASKOREKORD. Оптичного зображення ГС на 13 знайдених платівках не виявилось, проте були визначені граничні зоряні величини навколо локалізації спалаху [5].

Більш зручні можливості для пошуку та перегляду великої кількості платівок (і не тільки для пошуку оптичних двійників ГС) дає створюваний на базі обчислювальних потужностей ГАО НАН України Об'єднаний Цифровий Архів (ОЦА) фотографічних та ПЗЗ спостережень Української віртуальної обсерваторії (УкрВО) [6]. Однією з його складових є база даних Голосіївського архіву платівок DBGPA [7], яка містить в собі як оцифровані зображення платівок архіву, так і сервіс пошуку платівок на вказані ділянки неба і засоби їх перегляду.

Принцип відбору ГС для пошуку на фотографічних платівках їх зображення. Після регулярного перегляду публікацій [4] і списку уточнених з допомогою космічної місії "The Swift Gamma-Ray Burst Mission" положень переважної більшості ГС [8] ми відбирали координати тих ГС, точність спостережень яких знаходилась в межах від $\pm 0.3''$ до $\pm 7.5''$, а зіркові величини від 14^m до 19^m . Для кожного з цих ГС в базі даних колекції платівок ГАО знаходились платівки, з яких вибирались і сканувались лише ті, які мали експозиції від 3-х до 27 хвилин. Зі сканів платівок виділялись невеликі поля розміром від $\pm 6'$ до $\pm 50'$ з центром на місці ГС (розміри ділянки залежать від кількості зірок на них), які порівнювались з аналогічними полями, знайденими на зоряних картах [9].

Для ГС, які відбулися в лютому та березні 2011 року з відповідними координатами, взятими з GCN, в табл. 1. наведена кількість платівок, вибраних нами в ОЦА, на яких може бути ділянка з місцем цього ГС. Для деяких спалахів не знайдено жодної платівки. Для більшості ГС знайдено від 4–5 до 10 платівок, максимальна кількість платівок сягає 35 для GRB110315A.

Таблиця 1

Гамма-спалахи та кількість платівок, вибраних для їх пошуку

GRB	RA, J2000 h m s	D, j2000 ° ' "	Sigm" ±	UT	Mag	DWA
110201A	090957.3	+883636.9	1.3'	093508		-
110205A	105831.1	+673130.9	0.2	020241	16.06	10
110207A	005009.5	-104723.8	1.3'	111720	22.8	9
110208A	012950.86	-203533.5	0.3	211046	22.8	-
110209	1940	-0143	7.3dg	051426		10
110210A	005213.58	+074646.9	1.7	095241		19
110212A	043606.0	+434256.2	1.4'			12
110213A	025151.37	+491621.2	1.5	051729	19.92	18
110213B	024701.45	+010846.5	0.9	143148	22.8	8
110215	002638	+032410.5	3.5		>20.1	-
110223A	230324.85	+873327.6	2.0	205659	21.6	4
110305A	172331.3	-154808.8	0.3	063801	23.7	7
110312A	102955.47	-051545.4	1.7	175537	>24.1	6
110315A	183646.87	+173220.4	1.4	235704		35
110318A	223310.0	-151640.9	1.0'	131419		4
110328A	164449.94	+573459.6	0.14	125745	22.6	5

де GBR – гамма-спалах;

RA, J2000; D, j2000 та Sigm" – координати ГС та похибка, з якою вони були визначені;

UT – час ГС та Mag – зоряна величина його;

DWA – кількість платівок, вибраних нами в ОЦА, на яких може бути ділянка зі спалахом.

Пошук оптичних аналогів ГС. Для пошуку оптичних зображень ГС використовувались скани платівок, одержаних на телескопі ПША (D/F=40/2000, M=103"/mm, поле 8°x8°). Ці платівки опрацьовувались першочергово у зв'язку з однорідністю виконання спостережень, великим полем зору та наявністю на них зірок до $V=17^m$. Платівки відскано-

вані з роздільною здатністю 1200 dpi. На Рис.1. наведений приклад зображення платівки №514, отриманої за програмою фотографічного огляду неба, розміром 30х30см з двома експозиціями – короткою 0.6 хв. та довгою 16,3 хв. (ідентифікатор платівки GUA040C000514A за класифікацією WFPDB [10] та позначено квадрат з центром, який відповідає положенню GRB 110213A. Якщо на платівці є зображення спалаху – то можна буде оцінити його зоряну величину в момент отримання фотоплатівки.

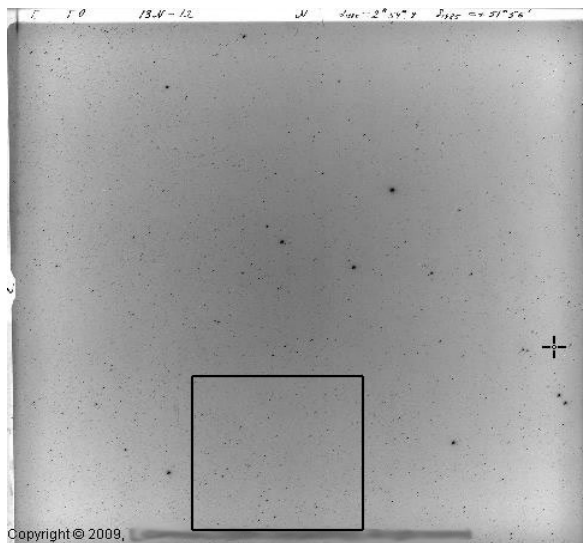


Рис.1. Платівка GUA040C000514A з координатами центру (02h56m+52°) та ГС110213A (02h51m51.37s+49°16'21.2")

В таблиці 2 наведений перелік відібраних платівок в ділянках з гамма-спалахами (їх координати, точність отримання та посилання, звідки ці дані були взяті). Для кожного із шести, опрацьованих нами ГС, приведені характеристики платівок, скани яких ми відібрали для пошуку оптичних двійників цих спалахів та для кожної платівки визначена гранична візуальна зіркова величина в околі ГС та візуальна зоряна величина (V) зображення на місці ГС в тому випадку, якщо воно було знайдене. Відзначимо, що ймовірно зображення ГС було знайдене на чотирьох із 43 платівок. Для визначення зіркових величин використовували зорі з каталогу USNO-A2.0.

Опрацьовані нами дані опубліковані в циркулярах GCN [12,14,16,18,20,22], в яких є посилання на файли з ділянками гамма-спалахів у форматі .jpg. Зображення областей з більшою роздільною здатністю (файли в форматі .tiff) можна отримати електронною поштою.

Таблиця 2

Визначені граничні зоряні величини навколо ГС та V зображення ГС (на чотирьох платівках)

YYMMDD UT	GUA_ID	Exp.	LimM / ObjM
GRB 090111 16h 46m 42.14s +00d 04' 38.2" ±1.7 [11]			
19790419 22:37:48	GUA040C001160B	5.0	14.4
19790503 23:54:51	GUA040C001168B	6.0	14.4
19790503 23:54:51	GUA040D001169	6.0	14.65
19800515 23:06:42	GUA040D001747	20.0	14.4
19800515 23:06:34	GUA040C001746B	20.0	14.65
19810521 22:48:36	GUA040D001952	3.0	11.63
19820515 22:46:59	GUA040C000082A	27.0	16.35
19910613 21:25:17	GUA040C001800A	22.5	17.3
GRB 090113 02h 08m 13.63s +33d 25' 42.9" ±1.7 [13]			
19881004 23:10:05	GUA040C001340	16.0	16.2
19891025 20:42:19	GUA040C001518A	22.5	16.0
19891025 21:38:29	GUA040C001520A	16.0	15.0
19891026 19:55:50	GUA040C001521B	19.0	15.0
19891026 21:50:31	GUA040C001525	18.0	15.3
19930924 23:42:35	GUA040C002246	20.2	15.3
GRB 101030A 11h 05m 31.68s -16d 22' 41.2 ±1.9" [15]			
19860501 19:23:22	GUA040C002903	30.0	12.15
19860501 19:23:27	GUA040D002904	11.9	13.15
19860503 00:29:45	QUI021B000206*	12.15	12.15
19860503 00:48:10	QUI021B000208*	12.15	12.15
GRB 101224A 19h 03m 41.91s +45d 42' 48.5" ±3.2" [17]			
19770622 22:14:06	GUA040C000430A	22.5	15.50
19840720 21:19:40	GUA040C000535A	60.0	17.60 / 17.2
19860716 21:18:54	GUA040C000961	16.0	17.60
19870701 22:16:16	GUA040C001064	16.0	17.60 / 17.2
19870822 19:11:46	GUA040C0001078A	16.0	15.65

Закінчення табл. 2

YYMMDD UT	GUA_ID	Exp.	LimM / ObjM
GRB 101225A 00h 00m 47.47s +44d 36' 01.0"±1.4" [19]			
19850815 00:26:01	GUA040C000702A	16.0	16.15
19841212 16:51:23	GUA040C000587	16.0	15.35
19840827 23:46:55	GUA040C000468A	16.0	15.35
19930923 21:33:33	GUA040C002237	16.0	15.35
19840827 23:12:28	GUA040C000467A	18.0	16.10
19840905 22:33:06	GUA040C000491	16.0	16.35
19850815 00:02:05	GUA040C000701	16.0	16.15
19871024 19:40:17	GUA040C001153A	18.0	15.35
19840809 01:08:44	GUA040C000441	16.0	14.10
19840905 22:58:22	GUA040C000492A	18.0	16.55
GRB 110213A 02h 51m 51.37s +49d 16' 21.2" ±1.5 [21]			
19831203 19:41:42	GUA040C000261A	16.0	15.50
19840128 16:46:54	GUA040C000282A	13.5	15.25
19840128 17:07:51	GUA040C000283A	13.5	15.25
19841019 22:27:46	GUA040C000514A	16.3	16.90 / 16.8
19851109 21:12:03	GUA040C000773A	16.0	15.90
19871023 22:27:36	GUA040C001142	16.0	16.40
19871023 22:48:58	GUA040C001143A	16.0	17.85 / 16.8
19871223 18:25:56	GUA040C001174	16.0	15.50
19871223 18:49:42	GUA040C001175	16.2	15.85
19891026 22:17:26	GUA040C001526A	17.0	16.15

де YYMMDD UT — дата і час початку експозиції платівки ПША; GUA_ID — номер платівки;

Exp. — тривалість максимальної експозиції в хвиликах.

LimM — визначена нами гранична візуальна зоряна величина серед зір в околі ГС.

ObjM — визначена візуальна зоряна величина оптичного аналога ГС.

- — плівки, отримані в Екваторі камерою АФУ-75 (D/F=210/740, M=280"/mm).

На Рис.2. приведений скан області розміром 15'x15', де відбувся спалах.

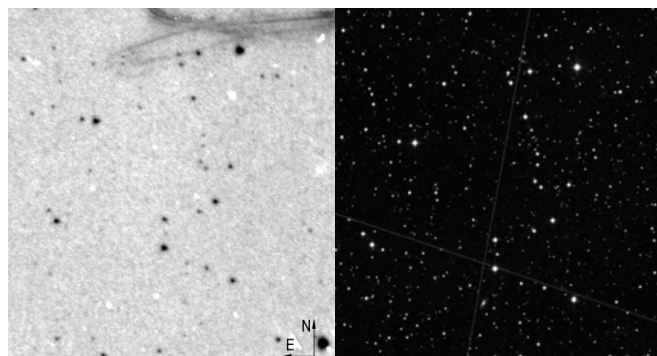


Рис.2. Область GRB 090111 з платівки GUA040C000082A (ліворуч) та ця ж область з каталогу USNO A2.0

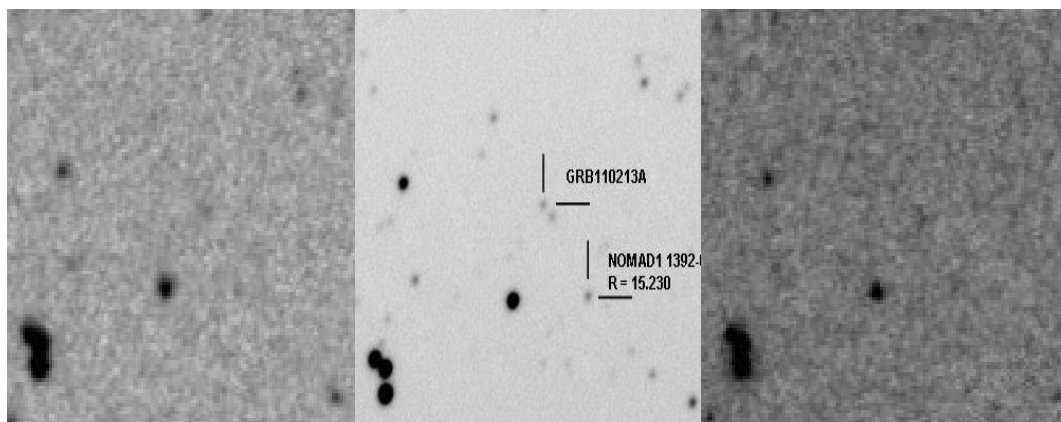


Рис.3. Область GRB 110213A з платівки GUA040C001143A (ліворуч), ця область з [23] з вказаним зображенням ГС та зірки порівняння (R=15.23) та з платівки GUA040C000514A (праворуч)

Для пошуку GRB 110213A використані скани десяти платівок, його зображення з V=16.8 знайдене на двох з них, а на інших восьми відсутнє тому, що гранична візуальна зоряна величина їх V < 16. Оптичний двійник ГС знайдено на ділянці розміром 5'x5' з платівок GUA040C000514A та GUA040C001143A (Рис.1).

Висновки.

1. В ГАО НАН України відпрацьована методика пошуку оптичних джерел в напрямку гамма-спалахів з використанням сканів платівок колекції фотографічного архіву DBGPA. Пошук ділянок з потенційними зображеннями ГС є ефективним тільки для тих спостережних програм, які покривають великі ділянки небесної сфери.

2. В даних з GCN циркулярів не для всіх ГС подається фотометрія зір поблизу цих областей, але для деяких приводиться фотометрія зір, отримана напередодні спалаху. Ми доповнюємо ці дані нашими оцінками, які отримуємо з оцифрованих зображень платівок телескопу ПША.

3. Нами знайдені чотири платівки з зображенням оптичних двійників ГС та визначена візуальна зоряна величина ГС на основі каталогу USNO A2.0: дві платівки для GRB 101224A з $V=17.2^m$ та дві для GRB 110213A з $V=16.8^m$.

Таким чином, пошук оптичних аналогів ГС може розширити діапазон спостережних даних для розвитку теорії механізму утворення загадкових ГС.

1. Богомазов А.И., Липунов В.М., Тутуков А.В.//А.Ж.– 2007. – 84, №4, – С.345–356. 2. Tanvir, N. R.; Fox, D. B.; Levan, A. J. et al. A γ -ray burst at a redshift of $z\sim 8.2$ / J.Natur – 2009. Vol. 461. P. 1254–1257. 3. Панасюк М.И. Странники Вселенной или эхо Большого взрыва. Фрязино: "Век2", 2005. 4. GRB Coordinate Network, <http://gcn.gsfc.nasa.gov/> 5. Sergeev A.V., Golovnyu V.V., Pakuliak L.K. et al. GRB 030329. GRB Circular Network - 2003, № 2170, 1 6. Вавилова И.Б., Пакуляк Л. К., Процюк Ю. И. УкрВО. Цель, структура и задачи КНІТ – 2010. Т. 16. № 5. С. 62–70. 7. Pakuliak L. DBGPA V2.0, <http://gua.db.ukr-vo.org/> 8. Evans P. UK Swift Science Data Centre, http://www.swift.ac.uk/xrt_positions/index.php. 9. Інтернет-сервіс карти неба, <http://www.sky-map.org/> 10. Tsvetkov M.K. Wide-Field Plate Database (WFPDB v5.0) <http://www.skyarchive.org> 11. Evans P.A., Goad M.R., Osborne J.P. et al. GRB 090111: Enhanced Swift-XRT position /GCN 8796, 2009. 12. Golovnyu V.V., Kizyun L.N. GRB 090111, the review of the sky area in plate archives (1976–1996) /GCN 11385, 2010 13. Goad M.R., Osborne J.P., Beardmore A.P. et al. GRB 090113: Enhanced Swift-XRT position /GCN 8809, 2009. 13. Golovnyu V.V., Kizyun L.N., Pakuliak L.K. GRB 090113, the review of the sky area in plate archives /GCN 11393, 2010 14. Evans P.A., Goad M.R., Osborne J.P. and Beardmore A.P. GRB 101030A: Enhanced Swift-XRT position /GCN 11387, 2010 15. Golovnyu V.V., Pakuliak L.K. GRB101030A /GCN 11435, 2010. 16. Page K.L., Evans P.A. and Goad M.R. GRB 101224A – UVOT-enhanced XRT position /GCN 11485, 2010 17. Golovnyu V.V., Kizyun L.N., Pakuliak L.K. GRB 101224A, the review of the sky area in plate archives /GCN 11596, 2011. 18. Evans P.A., Goad M.R., Osborne J.P. and Beardmore A.P. GRB 101225A: Enhanced Swift-XRT position /GCN 11497, 2010. 19. Golovnyu V.V., Kizyun L.N., Pakuliak L.K. GRB 101225A, the review of the sky area in plate archives /GCN 11751, 2011 20. Osborne J.P., Beardmore A.P., Evans P.A. and Goad M.R. GRB 110213A: Enhanced Swift-XRT position /GCN 11712, 2011. 21. Golovnyu V.V., Kizyun L.N., Pakuliak L.K. GRB 110213A, the review of the sky area in plate archives /GCN 11832, 2011. 22. Hentunen V.-P., Nissinen M. and Salmi T. GRB 110213A: GRAS011 optical observations /GCN 11709, 2011.

Надійшла до редколегії 05.03.12

УДК 521.933:551.5

А. Корсунь, канд. физ.-мат. наук, Г. Курбасова, канд. физ.-мат. наук,
А. Неушкин, канд. географ. наук.

СИБИРСКИЙ АНТИЦИКЛОН: МНОГОЛЕТНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ СВЯЗИ

Досліджено багаторічні просторові і тимчасові зв'язки Сибірського центру дії атмосфери за останні 120 років. За допомогою аналізу експериментальних даних встановлено подібні тенденції в зміні основних характеристик клімату, обертання Землі, магнітного поля. Зіставлені когерентні варіації в енергетичних обмінних процесах в ланцюжку зв'язків Земля - атмосфера - магнітосфера - Сонце.

Long-term spatial and temporal relationships of the Siberian Center of the atmosphere over the past 120 years were studied. Using data analysis found similar trends in the change of the main characteristics of climate, of the Earth's rotation, of the magnetic fields. Coherent variations in energy metabolism in the chain Earth - atmosphere - magnetosphere - Sun were compared.

Введение. Земля обладает большим собственным моментом количества движения, что обеспечивает устойчивость параметров её ориентации относительно внешних воздействий. Тем не менее, вращение Земли неравномерно, а наблюдаемый в параметрах её ориентации широкий диапазон спектра вариаций генерируется множеством внешних и внутриземных процессов. Наиболее важным источником изменения во всех трех компонентах вектора угловой скорости вращения Земли является взаимодействие атмосферы и подстилающей твердой мантии [5; 8]. Суточные и годовые изменения освещенности Земли солнечными лучами приводят к сложной периодической изменчивости нагрева в различных районах Земли. Результатом неодинакового нагрева в разных участках суши, океана и атмосферы является возникновение мощных струйных течений в океанах, а также ветры, циклоны и антициклоны, ураганы в тропосфере. Эти перемещения вещества формируют климат на всей планете, вносят вклад в неравномерности вращения Земли. При этом определяющее значение играют неустойчивости, возникающие в условиях сильного отклонения от равновесия потока солнечной энергии, что приводит к дополнительному возникновению неустойчивости в целом ряде процессов в атмосфере Земли. Индикаторами неустойчивостей в атмосфере служат различные вихревые движения, изменения динамики циклонов и антициклонов, аномалии климатических характеристик. На климатических картах атмосферного давления (месячных, сезонных и годовых) выявляется климатический центр действия атмосферы (ЦДА) – Сибирский максимум (Сибирский антициклон). В его динамике за последние 30 лет обнаруживается неизвестный ранее природный феномен. Он заключается не только в превращении полюса холода Северного полушария в полюс тепла, но и в разрушительном влиянии нового полюса на таяние льдов Арктики через реку Лену [4]. Географическая локализация Сибирского антициклона, его интенсивность и распространение по площади играют важную роль в формировании как основного характера атмосферных процессов над азиатским материком, так и всего механизма общей циркуляции атмосферы в Северном полушарии Земли. Учитывая влияние Сибирского антициклона на общую циркуляцию атмосферы в Северном полушарии, можно предположить, что основные особенности колебаний температуры в различных регионах могут быть непосредственно связаны с Сибирским антициклоном. При этом наблюдаются как аномалии возврата холодов, так и положительные аномалии потепления. Настоящая работа посвящена установлению когерентности пространственно-временных характеристик Сибирского центра действия атмосферы с некоторыми характеристиками физических процессов в цепочке солнечно-земных связей.

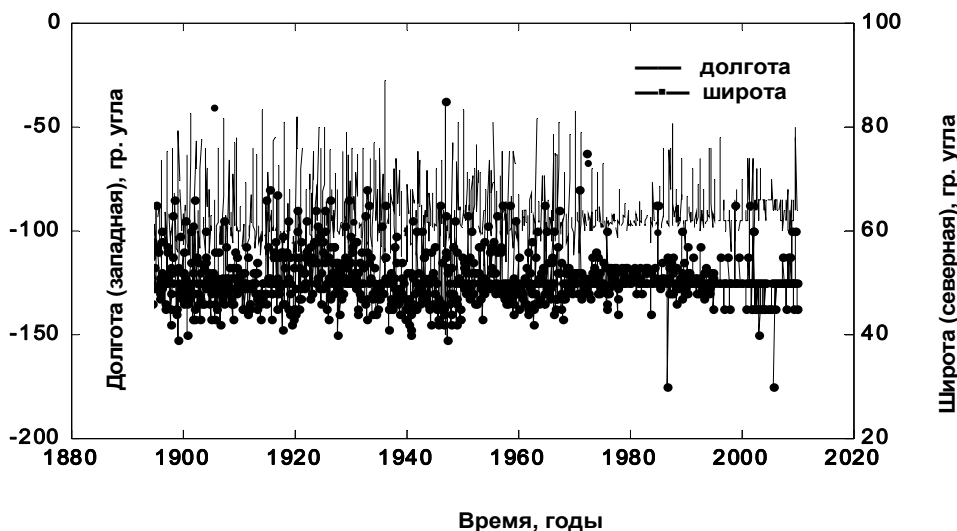


Рис. 1. График среднемесячных долгот и широт Сибирского ЦДА за 1891-2010 годы

Пространственно-временная локализация и интенсивность Сибирского ЦДА. При характеристике интенсивности антициклона употребляют термины: "мощный" или "слабый" антициклон; в случае роста давления в центре антициклона употребляют термин "усиливается", в случае понижения давления в центре – "разрушается", "ослабевает" [1]. Сибирский антициклон – мощное барическое образование. На рисунке 1 показано географическое положение Сибирского ЦДА: среднемесячные долготы и широты, вычисленные по синоптическим наблюдениям за последние 120 лет А. Неушкиным. Географическая локализация сибирского антициклона, его интенсивность и распространение по площади играют важную роль в формировании как основного характера атмосферных процессов над азиатским материком, так и всего механизма общей циркуляции атмосферы в Северном полушарии Земли.

Климат Северного полушария формируется под влиянием 5 основных ЦДА. Причём, к формирующимся в течение всего года ЦДА относятся океанические центры над Атлантическим океаном - Азорский максимум и Исландский минимум, над Тихим океаном – Гонолульский максимум и Алеутский минимум. К сезонным ЦДА относится Сибирский антициклон.

На рисунке 2 приведены графики интенсивностей 5 ЦДА Северного полушария за период 1900–2000 [2].

Как следует из рисунка 2, интенсивность Сибирского ЦДА за последние 100 лет непрерывно росла, опережая Азорский и Гонолульский максимумы. При этом ускоренный рост интенсивности Сибирского ЦДА наблюдается после 1970 года и сопровождается ростом эндогенной активности Земли и глобальной приземной температуры воздуха. Информацию о природе тех или иных вариаций в изучаемых природных явлениях, в условиях недостаточно изученных физических процессов участвующих в их происхождении, что имеет место в нашем случае, можно получить из анализа наблюдений. Сопоставление экспериментальных данных позволяет установить когерентность подобных вариаций и сделать вывод о характере пространственных и временных связей между физическими процессами, в которых они обнаружены. Для сопоставления данных нами использовалась теория и алгоритмы двухканального спектрального авторегрессионного (АР) анализа [3].

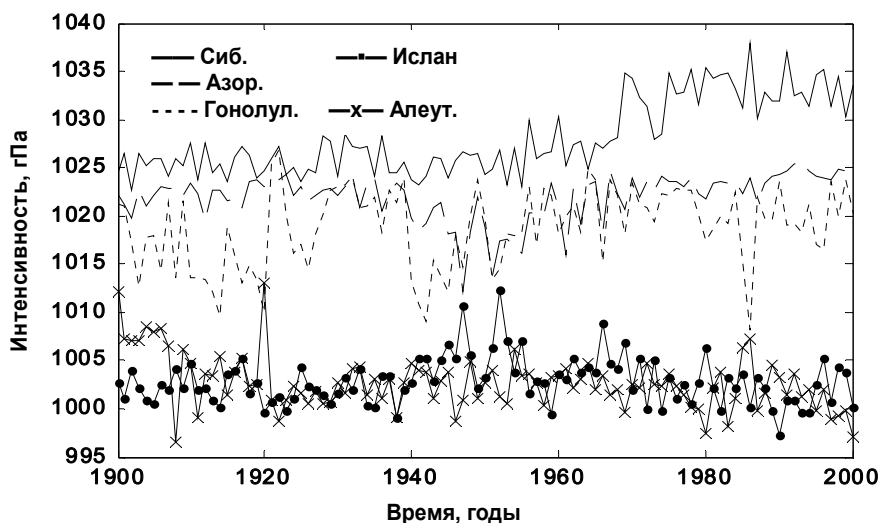


Рис.2 Среднегодовые интенсивности 5 ЦДА Северного полушария за 1900–2000 годы

Метод спектрального АР – анализа. Приведенные в настоящей статье результаты спектрального анализа и установления когерентности вариаций в сопоставляемых экспериментальных данных получены методами спектральных оценок, обладающих высокой разрешающей способностью для ограниченных последовательностей данных. Согласно этим методам установление взаимной корреляции между двумя (одноканальными) процессами состоит в вычислении функции взаимной (двухканальной) спектральной плотности мощности (СПМ), которая представляет собой дискретно-временное преобразование Фурье взаимной корреляционной функции r_{xy} в виде

$$P_{xy}(f) = T \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} r_{xy}[k] \exp(-j2\pi f k T) \tag{1}$$

где x и y - одноканальные процессы, f - частота, T - интервал времени.

Комплексное безразмерное выражение функции когерентности с учётом (1) имеет вид

$$F_{xy}(f) = P_{xy}(f) / \sqrt{P_{xx}(f)} \sqrt{P_{yy}(f)} \tag{2}$$

Для измерения сходства (как функции частоты) двух сигналов вычисляем квадрат модуля когерентности (КМК) в виде

$$КМК(f) = |F_{xy}(f)|^2 \tag{3}$$

и фазовый спектр когерентности

$$\theta(f) = \arctg \left[\text{Im}\{F_{xy}(f)\} / \text{Re}\{F_{xy}(f)\} \right] \tag{4}$$

Величина КМК (3) заключена между 0 (для частот, на которых отсутствует когерентность между каналами) и 1 (для частот, на которых каналы полностью когерентны). Фаза когерентности (4) характеризует отставание или опережение по фазе в канале X по отношению к каналу Y как функцию частоты. Для выбора порядка АР – модели вычислялся критерий Абэ [3].

Когерентность изменения длительности суток и интенсивности Сибирского ЦДА. Продолжительность земных суток составляет в среднем 24 часа. Сезонными изменениями продолжительности земных суток управляет обмен энергии между твердой оболочкой Земли и общей циркуляцией атмосферы.

Кроме того, продолжительность земных суток колеблется также в гораздо более широких масштабах: от двух лет до нескольких десятилетий и больше. Как полагают в последнее время учёные, эти колебания обусловлены течением расплавленного железа внутри внешней части ядра Земли, где формируется магнитное поле Земли. Подтверждением этой гипотезы служат наблюдения магнитного поля Земли на поверхности. Поток жидкого расплавленного железа внутри внешней части ядра взаимодействует с мантией Земли, совершая колебания, которые длятся десятилетиями во временных масштабах, и соответствуют долговременным изменениям продолжительности земного дня [6].

На рисунке 3 приведены графики последовательностей данных: отклонений длительности суток от стандартных (LOD) [9] и интенсивностей Сибирского ЦДА (SP) [2]. Когерентность долгопериодических вариаций в этих данных может указывать на существование обмена энергией между внутренними земными и атмосферными процессами.

Для установления когерентности предварительно были вычислены изменения из года в год отклонений длительности суток от стандартных (dLOD) и интенсивностей Сибирского ЦДА (dSP).

На возможность связи вариаций интенсивности Сибирского ЦДА с вариациями длительности суток указывает график совместного спектра (дискретный аналог функции когерентности) на рисунке 4, где по оси абсцисс отсчитывается частота, а по оси ординат – относительная (по отношению к максимальному значению) величина спектральной плотности мощности (СПМ) в логарифмическом масштабе.

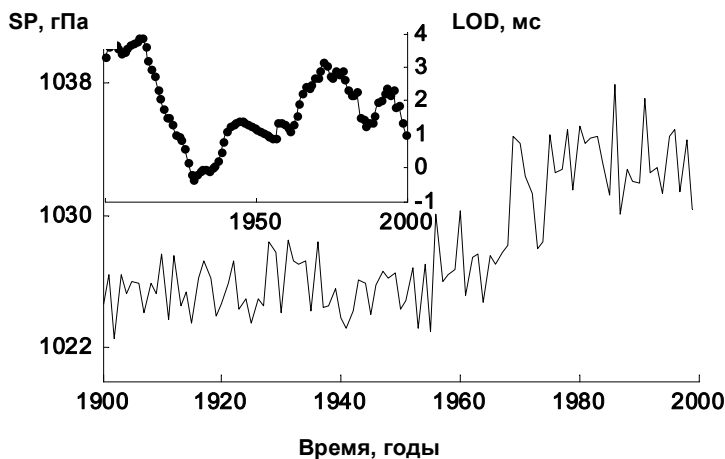


Рис. 3. Графики среднегодовых величин отклонений длительности суток от стандартных (LOD, верхний график) и интенсивностей Сибирского ЦДА (SP)

Графики на рисунках 4 и 5 вычислены для данных на интервале 1970–2009 год. Сравнение графиков совместных относительных СПМ на рисунках 4 и 6 показывает, что возрастание когерентности на низких частотах наблюдается после 1970 года, в частности это относится к вариациям с периодом 18 ± 0.5 год. Можно предположить, что влияние скорости вращения Земли на интенсивность Сибирского ЦДА на этой частоте увеличилось после 1970 года.

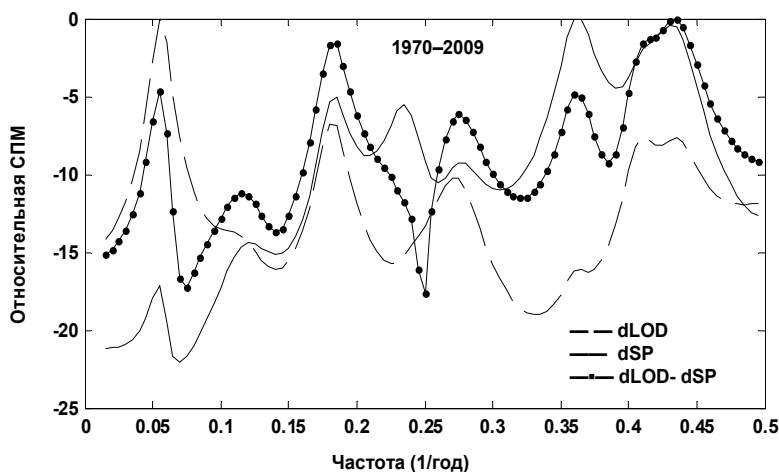


Рис.4. Двухканальный спектральный анализ: dLOD - автоспектр данных об изменении из года в год длительности суток; dSP - автоспектр данных об изменении из года в год интенсивности Сибирского ЦДА; dLOD – dSP – совместный спектр когерентности.

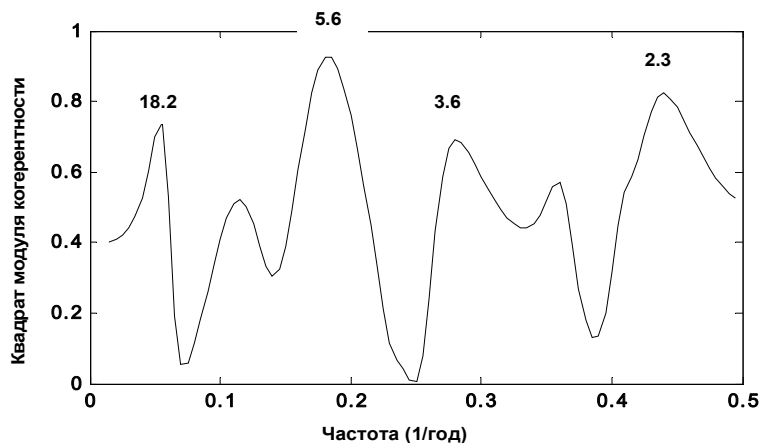


Рис. 5. Когерентность данных об изменении из года в год интенсивности Сибирского ЦДА и данных об изменении из года в год длительности суток на интервале 1970–2009год

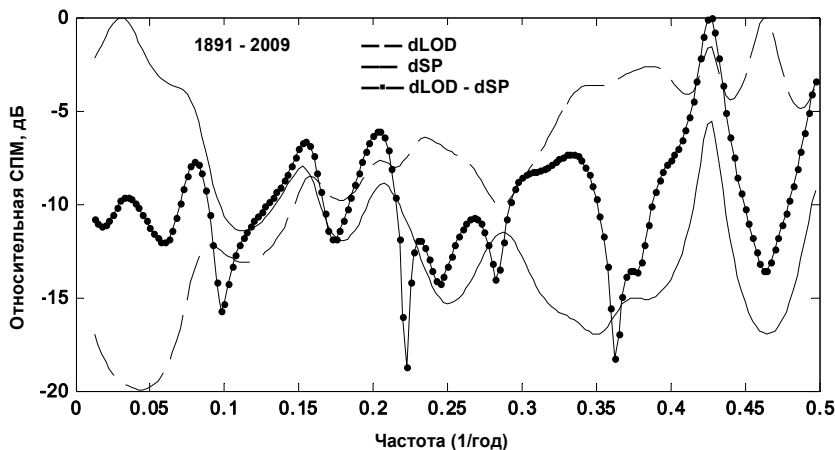


Рис.6. Двухканальный спектральный анализ:dLOD - автоспектр данных об изменении из года в год длительности суток; dSP-автоспектр данных об изменении из года в год интенсивности Сибирского ЦДА; dLOD – dSP – совместный спектр когерентности

Кроме того, с целью установления когерентных колебаний, нами проведен двухканальный спектральный AP – анализ последовательностей данных об изменениях интенсивности Сибирского ЦДА [2] и глобальной приземной температуры воздуха [7], солнечной активности [10; 11], смещений Северного магнитного полюса Земли [12].

В результате анализа установлена когерентность данных об изменении из года в год интенсивности Сибирского ЦДА и данных об изменении из года в год глобальной приземной температуры воздуха для вариаций с периодами 45, 10.3, 6.2, 5.2 года, (КМК > 70%). Установлена когерентность данных об изменении из года в год интенсивности Сибирского ЦДА и данных об изменении долготы и широты Северного магнитного полюса для вариаций с периодами 43, 33, 12, (КМК > 60%).

Анализ вариаций земных процессов и проявлений солнечной активности, а также сравнение их между собой показывают, что солнечная активность вызывает возмущения межпланетной среды, которые проявляются во всех оболочках Земли, включая магнитосферу, все слои атмосферы, литосферу, биосферу и даже техносферу. Одной из наиболее изученных по многолетним наблюдениям характеристик солнечной активности является временной ряд солнечных пятен [10]. Нами проведен двухканальный спектральный AP – анализ для данных об изменениях интенсивности Сибирского ЦДА и солнечной активности [10; 11]. В результате высокая когерентность (КМК > 80%) выявлена для вариаций с периодом 11 лет.

Заключение. В настоящее время сопоставления результатов анализа высокоточных наземных, воздушных и космических измерений климатических характеристик, а также параметров вращения Земли показывает, что две разные системы (метеорологическая и астрономическая) находятся в хорошем согласии относительно сохранения момента импульса. Отсюда следует, что сигналы изменения в климате могут иметь глобальные последствия для общего вращения Земли.

Одним из таких сигналов изменений в атмосфере за последние 30 лет является резкое возрастание глобальной приземной температуры воздуха и сопутствующее ему аномальное развитие динамики Сибирского ЦДА. Проведенный нами анализ изменений параметров Сибирского ЦДА показал, что за последнее столетие его интенсивность превосходит интенсивности главных климатообразующих северных ЦДА. Поиск причин аномального изменения параметров Сибирского ЦДА в условиях отсутствия достаточной информации о физических процессах в системе ядро Земли – Солнце вызывает необходимость анализа и сопоставления наблюдений сопутствующих физических процессов в этой цепочке связей.

В настоящее время остаётся нерешённым вопрос, какие индивидуальные особенности Сибирского ЦДА вызвали преимущественное формирование аномальной динамики его развития в Северном полушарии: ускоренный рост интенсивности после 1970 года и распространение влияния на большую площадь в юго-западном направлении.

Появление когерентности вариаций с периодом 18.2 год после 1970 года в данных об изменении длительности суток и интенсивности Сибирского ЦДА (см. рис. 5) указывает на взаимосвязь скорости вращения Земли с ростом интенсивности Сибирского ЦДА.

Анализ вариаций солнечной активности, а также сравнение их с вариациями интенсивности Сибирского ЦДА обнаруживает высокую когерентность (КМК > 80 %) колебаний с периодом 11 ± 2 года.

Проведенные нами сопоставления выявили когерентность (КМК > 60%) вариаций смещения магнитного полюса Земли и изменений интенсивности Сибирского ЦДА в области низких частот (периоды 33 и 43 года). В этом случае можно предположить влияние внутриземных процессов на динамику Сибирского ЦДА [7].

Необходимо не только поиск причин, вызвавших аномалии в развитии динамики Сибирского ЦДА, но и более детальное исследование их последствий.

1. Дашко Н.А. Курс лекций по синоптической метеорологии. - Владивосток: ДВГУ, 2005.
2. Мировой Центр Данных по Физике Твёрдой Земли (ICSU Data System). - Москва.
3. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его применения. - М., 1990.
4. Поморцев О.А., Кашкаров Е.П. Потепление климата в зоне действия сибирского антициклона // RHYTHM Journal – журнал РИТМ. – 2008. – №1. – С. 128–150.
5. Сидоренков Н. Атмосферные процессы и вращение Земли. - К., 2002.
6. Dickey, Jean O., Steven L. Marcus, Olivier de Viron Air Temperature and Anthropogenic Forcing: Insights from the Solid Earth // J. Climate. – 2011. – No 24. – P. 569–574.
7. Table Data: Global and Hemispheric Monthly Means and Zonal Annual Means (<http://data.giss.nasa.gov/gistemp/tabledata>).
8. Hide R., Dickey J. Earth's Variable Rotation. // Science. – 1991. – Vol. 253. – No. 5020. – P. 629–637.
9. IERS Web site map, Data Products (<http://hpiers.obspm.fr>).
10. Solar Data (<ftp://ftp.ngdc.naa.gov/>).
11. Total Solar Irradiance (TSI), (<http://lasp.colorado.edu/>).
12. Wold Data Centr (WDC) for Geomagnetism, Magnetic North, Geomagnetic and Magnetic Poles, Kyoto (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/poles/polesexp.html>).

Отправлена в редакцию 22.05.12

УДК 524.7

Ю. Кудря, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.

ФУНКЦІЇ СВІТНОСТІ ІЗОЛЬОВАНИХ ГАЛАКТИК КАТАЛОГУ 2MIG

На основі вибірки 2301 галактики з каталогу ізольованих галактик 2MIG з відомими з бази даних HyperLEDA модулями відстані обчислено параметри апроксимації Шехтера функції світності в В- та K_s -смугах. Порівняння з визначеннями інших авторів показало узгодженість з частиною результатів та можливість пояснення розходжень з іншими результатами особливостями ізольованих галактик.

Based on the sample of 2301 galaxies from the 2MIG catalog of isolated galaxies with known (from database HyperLEDA) distance moduli Schechter's parameters of luminosity function in B and K_s bands are calculated. The comparison with determinations of other authors showed consistency with the part of the results and possibility to explain the differences with other results by features of isolated galaxies.

1. Вступ. Функція світності (ФС) є фундаментальним інструментом для багатьох задач астрофізики, зокрема для тестування теорій утворення галактик, інтерпретації результатів спостережень галактик на великих червоних зміщеннях як свідчень еволюції тощо. Точне вимірювання ФС галактик у різних оточеннях дає аргументи на користь впливу процесів взаємодії на властивості популяції галактик.

Згідно ієрархічного сценарію утворення структур взаємодії з найближчим оточенням суттєво впливає на фізичні властивості галактик. Якщо найближче оточення не спостерігається, то можна сподіватися, що за останні декілька мільярдів років еволюція галактики відбувалася ізольовано, і характеристики ізольованих галактик, зокрема

їх світність, у найбільш чистому вигляді відображають початкові умови утворення галактик, на протилежність від галактик у групах та скупченнях, де взаємодія відіграє значну роль. Ізольовані галактики при цьому грають роль вибірки еталонних систем, які лише в мінімальній мірі підлягали впливу оточення.

Перший каталог ізольованих галактик був складений Караченцевою В. Ю. у 1973 р. [1]. З того часу він використовувався у багатьох дослідженнях морфологічних та фізичних властивостей галактик. Поява інфрачервоного (ІЧ) огляду всього неба 2MASS [2] дало змогу скласти за участі співробітників Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка більш повну вибірку ізольованих галактик з граничною величиною $K_s = 12$ mag – новий каталог 2MIG [3], який вперше охоплює північну та південну частини неба.

Метою даної роботи є обчислення параметрів апроксимацій Шехтера ФС ізольованих галактик каталогу 2MIG у двох варіантах – на основі B_T - та K_s -величин – та порівняння в визначеннях інших авторів.

2. Спостережені дані та властивості вибірок. Необхідні додаткові до даних каталогу 2MIG характеристики галактик були считані з бази даних HyperLEDA ([http:// http://leda.univ-lyon1.fr/](http://leda.univ-lyon1.fr/)). З 3227 галактик каталогу 2MIG в HyperLEDA було ототожнено 3070 об'єктів. Для 2301 з них у HyperLEDA є абсолютна B_T -величина M_{B_T} в готовому вигляді ($M_{B_T} = mabs$), яку ми використовуємо для побудови ФС. Величина M_{B_T} в HyperLEDA обчислювалася за скоригованою видимою величиною B_T та модулем відстані, отриманим двома різними способами: для далеких об'єктів – за червоним зміщенням (в системі Місцевої групи з врахування падіння на скупчення Діви) та для близьких – незалежним від червоного зміщення способом за залежностями Таллі-Фішера або Фабер-Джексона. В нашій вибірці $N=2301$ є лише 6 близьких об'єктів, тому ми нехтуємо цією різницею в обчисленні модуля відстані.

Для обчислення ФС у K_s -смузі ми використали ту саму вибірку $N=2301$, що і при обчисленні в B -смузі. Внаслідок цього ми маємо можливість прийняти модулі відстаней при обчисленні абсолютних K_s -величин тими самими, що і для поданих у HyperLEDA абсолютних B_T -величин. Значення видимої K_s -величини бралися з каталогу 2MIG та коригувалися за поглинання в Галактиці A_K^G та внутрішнє поглинання A_K^{in} : $K_s^{corr} = K_s - A_K^G - A_K^{in}$. Поглинання A_B^G , A_B^{in} бралися з HyperLEDA для B -смузи та перераховувалися для K_s -величин з коефіцієнтом 0.084 [4].

Крім основної вибірки $N=2301$ ми утворили підвибірку $N=1753$, приймаючи обмеження $K_s < 11.5$ mag, яке означає її наближену повноту та однорідність [5], а також три підвибірки, що визначаються морфологічними типами: підвибірки галактик ранніх (E, Early) типів E та S0, проміжних (I, Intermediate) типів Sa, Sab, Sb та пізніх (L, Late) типів від Sbc до Sm. Параметри розподілу (середнє, мінімальне, максимальне значення, середньоквадратичне відхилення від середнього) абсолютних B_T - та K_s -величин цих п'яти вибірок наведені в табл. 1.

Таблиця 1

Параметри розподілу абсолютних B_T - та K_s -величин ізольованих галактик

Вибірка	M_B				M_K			
	Mean	Min	Max	σ	Mean	Min	Max	σ
N=2301	-20.44	-23.84	-14.15	0.98	-23.81	-26.66	-16.16	1.12
N=1753	-20.48	-23.84	-15.36	0.95	-23.86	-26.66	-16.16	1.11
N=417(E)	-20.32	-22.39	-15.36	0.86	-24.20	-26.66	-19.10	0.90
N=987 (I)	-20.49	-23.84	-16.23	0.91	-23.99	-26.40	-19.29	0.92
N=897 (L)	-20.44	-23.28	-14.15	1.08	-23.43	-26.14	-16.16	1.30

3. Метод обчислення параметрів ФС. Приймаємо апроксимацію Шехтера ФС [6]:

$$\phi(L)dL = \phi^* (L/L^*)^\alpha \exp(-L/L^*) d(L/L^*). \tag{1}$$

Значення (1) є просторова густина галактик, світність яких попадає в інтервал $(L, L + dL)$. Параметр L^* є характерною світністю, вище якої ФС різко спадає; α визначає асимптотику нахилу функції у площині змінних $(\log\phi(L), \log L)$ при малих світностях, ϕ^* - нормуючий множник – просторова густина галактик.

При $\alpha \leq -1$ нормування ФС на будь-яке скінчене значення неможливе, що означає нескінчену кількість слабких галактик. Перехід від світностей до абсолютних величин $L/L^* = 10^{0.4(M^* - M)}$ дає розподіл $\tilde{\phi}(M)$ за абсолютними величинами M (див., наприклад [7]). Розмірність $\tilde{\phi}(M)$ є $(\text{mag Mpc}^3)^{-1}$.

Визначення параметрів α , $L^*(M^*)$ проводиться на основі певної вибірки S з граничною видимою величиною m_{lim} . Кількість галактик $n_S(L)\Delta L$ цієї вибірки в інтервалі ΔL апроксимується з урахуванням того, що просторовий об'єм $V_S(L)$, який займають галактики зі світністю L , визначається таким чином:

$$V_S(L) = V^* (L/L^*)^{3/2}, \quad V^* \equiv \frac{4}{3} \pi 10^{0.6(m_{lim} - 25 - M^* - A^G)}, \tag{2}$$

де A^G - поглинання у Галактиці.

Тоді

$$n_s(L)\Delta L = \phi^* V^* (L/L^*)^\beta \exp(-L/L^*) \Delta(L/L^*), \quad (3)$$

де позначено $\beta=3/2+\alpha$.

Оцінку параметрів апроксимації Шехтера ми проводимо методом максимальної правдоподібності (МП) з функцією МП, яка була використана у роботі [8]:

$$l = \sum_{i=1}^N \ln \{n_s(L_i) / N\} \equiv -N \{ \ln[\Gamma(\beta + 1)] - \beta \langle \ln L \rangle + \langle L \rangle / L^* + (\beta + 1) \ln L^* \}. \quad (4)$$

Тут кутові дужки означають усереднення за вибіркою, N – кількість галактик вибірки, $\Gamma(\beta + 1)$ - гамма-функція. Використання такої функції МП означає прийняття таких спрощуючих припущень.

1) Поглинання A^G зменшує та деформує об'єм $V_s(L)$ в залежності від напрямку. Ми не конкретизуємо m_{lim} , і, об'єднуючи його у показнику в (2) з поглинанням, вважаємо, що маємо справу з деяким середнім по небесній сфері (ефективним) значенням цієї різниці.

2) Ми приймаємо нормування $\phi^* V^* = N[\Gamma(\beta + 1)]^{-1}$, яке є коректним при $\alpha > -5/2$, що виконується у всіх відомих визначеннях α . Зазначимо, що іноді нормування ФС ведеться при скінченному верхньому значенні світності; тоді замість повної гамма-функції з'являється неповна [7].

Таблиця 2

Параметри Шехтера ФС ізольованих галактик каталогу 2MIG у B- та K_s -смугах

Вибірка	B_T			K_s		
	α	$L^* \cdot 10^{-10}$	M^*	α	$L^* \cdot 10^{-10}$	M^*
N=2301	-0.88±0.04	1.87±0.06	-20.28±0.04	-1.06±0.04	7.01±0.22	-23.83±0.04
N=1753, $K_s < 11.5$	-0.84±0.05	1.88±0.07	-20.29±0.04	-1.02±0.05	7.07±0.26	-23.84±0.03
N=417, (E)	-0.47±0.13	1.25±0.09	-19.84±0.08	-0.55±0.13	6.66±0.49	-23.78±0.08
N=987, (I)	-0.79±0.07	1.82±0.09	-20.25±0.05	-0.65±0.08	5.89±0.28	-23.65±0.05
N=897, (L)	-1.05±0.06	2.20±0.11	-20.46±0.06	-1.34±0.05	6.80±0.36	-23.80±0.06

Прирівнювання нулю частинних похідних від l за β та L^* дає систему рівнянь для цих параметрів:

$$a) L^* = \langle L \rangle / (\beta + 1), \quad b) \psi(\beta + 1) - \ln(\beta + 1) = \langle \ln L \rangle - \ln \langle L \rangle, \quad (5)$$

де $\psi(\beta + 1) \equiv \Gamma'(\beta + 1) / \Gamma(\beta + 1)$ - логарифмічна похідна від гамма-функції (псі-функція).

Похибки $\Delta\alpha \equiv \Delta\beta$ та ΔL^* параметрів α та L^* визначаємо розкладанням у ряд функції (4) в околі максимуму до квадратичних членів, тобто апроксимуючи рівні функції МП еліпсом в площині параметрів. Маргінальні похибки на рівні 1σ , що відповідають цьому еліпсові для значення $l - l_0 = -0.5$, мають вигляд:

$$a) \Delta\alpha = \left\{ N \left[\psi'(\beta + 1) - (\beta + 1)^{-1} \right] \right\}^{-1/2}, \quad b) \frac{\Delta L^*}{\langle L \rangle} = \left[\psi'(\beta + 1) \cdot (\beta + 1)^{-3} \right]^{1/2} \Delta\alpha. \quad (6)$$

Тут $\psi'(\beta + 1)$ - похідна від псі-функції.

4. Результати обчислень. Результати обчислень параметрів апроксимації Шехтера у B- та K_s - фільтрах подані в Табл. 2 для п'яти визначених вище вибірок. Для обчислення псі-функції та її похідної ми використовуємо їх розклади в ряди з точністю до 10^{-5} [9]. Значення L^* у Табл. 2 подається у світностях Сонця L_{Sun} . Зв'язок світностей з абсолютними величинами приймаємо при $M_{K,Sun} = 3.28$ та $M_{B,Sun} = 5.40$. Симетричним похибкам для L^* відповідають трохи несиметричні похибки для M^* ; ми, однак, в Табл. 2 наводимо їх у симетричному вигляді, приймаючи найбільше за модулем їх значення.

З Табл.2 видна чітка тенденція збільшення модуля α при переході від ранніх до пізніх галактик, що узгоджується з фактом належності пізнім типам переважної кількості малосвітних галактик. Відзначимо близькість параметрів Шехтера для максимальної вибірки N=2301 та вибірки N=1753, отриманої за умови її повноти та однорідності.

Близьке до (-1) значення α означає майже горизонтальну асимптотику ФС в площині $(\log \tilde{\phi}(M), M)$ при малих світностях. Це має місце для вибірок N=2301 та N=1753 у смузі K_s з невеликим, однак, зростанням в бік малих світностей. Для ранніх та проміжних типів ФС в цій площині спадає в бік малих світностей, в той час як для пізніх типів суттєво зростає. Для B-смузи асимптотика дещо інша: для пізніх типів – приблизно горизонтальна (з невеликим зростанням), для ранніх та проміжних типів – спадаюча. Так само спадаюча асимптотика має місце і для вибірок N=2301 та N=1753. Послідовність вибірок (E, I, A, L) за значенням $|\alpha|$ однакові для ФС в обох смугах, але у K_s -смузі внесок карликів систематично більший.

На Рис. 1 представлені апроксимації кількості галактик (3) в інтервалах $\Delta M = 0.5$ mag для максимальної вибірки галактик N=2301. Похибки чисел заповнення бінів оцінені у припущення розподілу Пуасона як значення, обернене до кореня квадратного з чисел заповнення. Довжина нижнього "вуса" для крайніх точок, яким відповідає одна галактика в біні, обмежена розмірами рисунків.

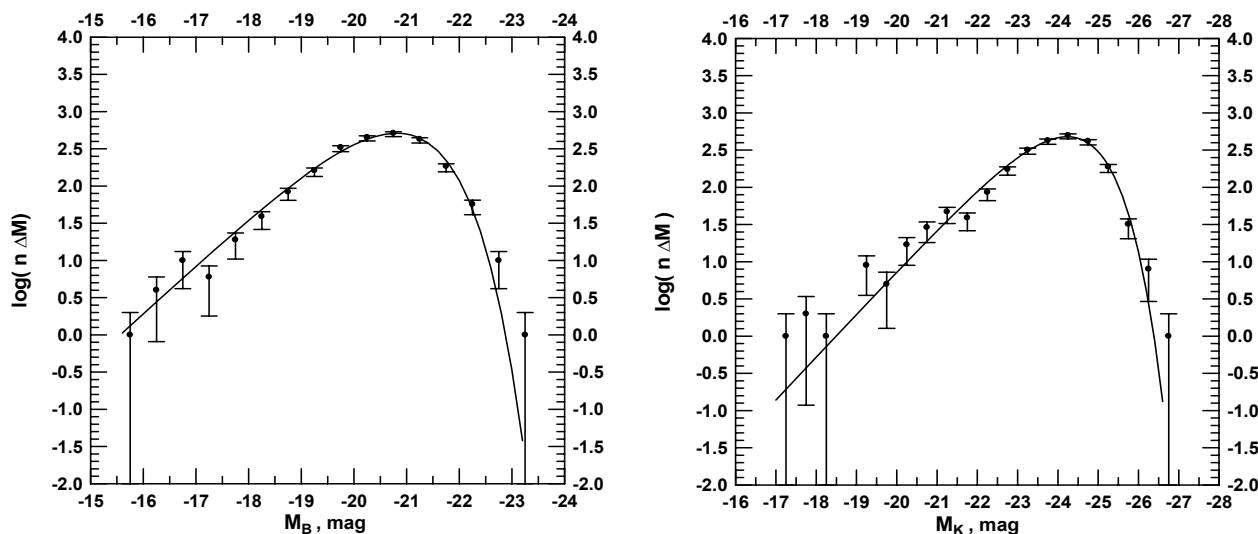


Рис. 1. Апроксимація функцією Шехтера каталожного розподілу 2MIG-галактик за абсолютними B_T - (ліва панель) та K_s - величинами (права панель)

З Рис. 1 видно, що апроксимація Шехтера краще описує ФС в В-смузі. Для K_s -смузі спостерігається систематичний відхід від апроксимації для малосвітних галактик. Перевірка за критерієм χ^2 не показало, однак, що функція Шехтера є добрим наближенням даних, що були використані, причому в обох смугах.

4. Порівняння з іншими визначеннями. Всі оцінки M^* інших авторів ми перераховуємо для значення сталої Габбла 70 км/с/Мпк, яке прийнято у HyperLEDA. Ми посилаємося лише на визначення у В- та K_s -смугах, або близьких до них смугах, коли можна порівняти M^* . Так у визначеннях декількох робіт [10-13] на основі оглядів червоних зміщень 2dFGRS та Stromlo-APM використовується зоряна величина b_j , яка пов'язана з B_T -величиною співвідношенням $b_j = B_T - 0.267 \cdot (B - V)$ [12]. Для оцінки різниці величин ми підраховали середнє значення $\langle B - V \rangle = 0.61$ скоригованого кольору для 198 галактик нашої вибірки N=2301, для яких є оцінки кольору в HyperLEDA, отже в середньому $M_{b_j} \approx M_{B_T} - 0.16$. Для величин $B(0)$ каталогу RC [14] згідно [15] приймаємо $B_T \approx B(0) - 0.29$. Приймаємо, що величини K та K_s збігаються в межах невизначеності в ~ 0.1 mag.

Ми порівнюємо наші визначення для ізолюваних галактик з визначеннями, які ґрунтуються на вибірках галактик поля, або на вибірках, у яких не робиться розділення на галактики скупчень та галактики поля.

В-смуга. В класичному варіанті ФС будується за В-величиною. Шехтер, тестуючи формулу (1), першим визначив [6] параметри своєї апроксимації на вибірці 185 галактик за $B(0)$ -величинами з каталогу RC [14]. Отримане Шехтером значення $\alpha \approx -5/4$ вважається класичним для нахилу слабкого кінця загальної ФС. Визначення даної роботи $\alpha = -0.88 \pm 0.04$, $M^* = -20.28 \pm 0.04$ достатньо далеко від Шехтерівського за значенням α , що визначається специфічністю вибірок (ізолювані галактик проти всіх галактик каталогу RC), але M^* достатньо близьке до Шехтерівського $M^* = -20.16 \pm 0.11$

У нашій ранній роботі [8] ми оцінили параметри Шехтера для вибірки плоских галактик каталогу FGC [16], $\alpha = -1.14 \pm 0.06$, $M^* = -20.25 \pm 0.06$. Видно, що оцінки M^* майже збігаються для максимальної вибірки N=2301, але значення α відрізняються суттєво. Ця відмінність є відображенням того, що при тому, що для значень абсолютної В-величини, близьких до M^* , відносна кількість галактик у обох вибірках приблизно однакова, але частина карликових систем серед плоских галактик більше, ніж серед ізолюваних. Зауважимо, що B_T -величини у [8] не є результатом точної фотометрії, а обчислені за діаметрами галактик з використанням калібруючих зоряних величин з каталогу RC3 [17].

Визначення даної роботи добре співвідносяться з визначеннями у [11], де вивчалася залежність Шехтерівських параметрів від активності зореутворення на основі огляду 2dFGRS. При невеликих розходженнях у M^* оцінка значення α для вибірки N=2301 лежить між визначеннями у [11] для так званих "пасивних" ($\alpha = -0.54 \pm 0.02$, $M^* = -20.19 \pm 0.05$) та "посередньо активних" (у смислі зореутворення) ($\alpha = -0.99 \pm 0.01$, $M^* = -20.14 \pm 0.03$) галактик. Це узгоджується з концепцією взаємодії як тригера зореутворення.

Параметри апроксимації Шехтера для галактик з того саме огляду 2dFGRS були визначені у [13] в залежності від оточення, зокрема для ізольованих галактик. "Ізольованими" (яких приблизно 90 тисяч) автори називають ті галактики, які не увішли у список груп та скупчень [18]. Визначення [13] $\alpha = -1.058 \pm 0.017$, $M^* = -20.37 \pm 0.03$ достатньо близькі до визначень даної роботи для підвибірки галактик пізніх типів, але далекі від визначень для повної вибірки ізольованих. На жаль в [13] не наводиться морфологічний склад вибірки "ізольованих" (за їх версією) галактик. Однак автори вважають, що більшість їх "ізольованих" галактик складають найсвітніші галактики груп/скупчень, а решта галактик груп лежать за межами видимості, тобто можливо, що їх "ізольовані" насправді є найяскравішими представниками груп. Можливо цим пояснюється значна відмінність Шехтерівських параметрів для нашої максимальної вибірки та їх вибірки "ізольованих".

K_s -смуга. У K -смузі вперше ФС була побудована в [19] у 1993 р. за 181 галактикою Англо-Австралійського огляду червоних зміщень [20]. Визначення даної роботи $\alpha = -1.06 \pm 0.04$ для вибірки $N=2301$ майже збігається з їхнім $\alpha = -1.0 \pm 0.3$ при менш світному значенні $M^* = -23.83 \pm 0.04$ проти їх $M^* = -24.21 \pm 0.23$.

За близькістю до визначень даної роботи обох параметрів відзначимо роботи [21] за 124 галактикою ($\alpha = -1.04 \pm 0.31$, $M^* = -23.82 \pm 0.04$) з врахуванням поправки в M^* , запропонованої пізніше в [22]) та [22] ($\alpha = -0.91 \pm 0.24$, $M^* = -23.89 \pm 0.17$) на основі найбільшої на той час (1997 р.) вибірки 510 галактик в виміряних K -величинами та спектральними червоними зміщеннями.

Вперше побудована ФС на основі величин K_s огляду 2MASS в [23]. 2MASS дозволив використовувати суттєво більш вибірки. На вибірці 4192 (3878) галактик було отримане значення $\alpha = -1.09 \pm 0.06$, яке майже збігається з нашим визначенням, але $M^* = -24.16 \pm 0.05$ на 0.3 mag більш яскраве. Також на основі K_s -величин та червоних зміщень з огляду 2dFGRS в [24] за вибіркою $N=17173$ отримано близьке до нашого значення α та на 0.4 mag більш яскраве значення M_K^* .

У порівнянні з іншими визначеннями (крім [21,22]), які тут цитуються, а також визначеннями робіт [25-30], можна відзначити систематичне відхилення (на 0.3-0.8 mag) від нашого визначення $M^* = -23.83$ у більш яскравий бік при тому, що наше $\alpha = -1.06$ знаходиться всередині визначень інших авторів. Це означає брак найбільш яскравих у K -смузі галактик нашої вибірки та, враховуючи, що I -світність відслідковує масу [31], брак найбільш масивних галактик, тобто умова ізольованості відсікає найяскравіші галактики. Це відповідає тенденції знаходження більш світних та масивних галактик з більшою ймовірністю у тісному оточенні.

5. Висновки. В даній роботі визначені параметри α та M^* апроксимації Шехтера функцій світностей у B - та K_s -смугах на основі вибірки $N=2301$ з нового каталогу 2MIG ізольованих галактик [3]. При цьому використаний достатньо простий метод обчислення, яким було отримані Шехтерівські параметри для вибірки плоских галактик з каталогу FGC в роботі [8]. Визначення для повної вибірки та вибірки, отриманої обмеженням $K_s < 11.5$, при якому каталог 2MIG є повним та однорідним [5], виявилися близькими. ФС у площині $(\log \tilde{\phi}(M), M)$ показує на слабкому кінці спадання у B -смузі і помірне зростання у K_s -смузі. Простежена залежність параметрів α та M^* від морфологічного типу: для пізніх галактик (Sbc-Sm) ФС показує стрімке зростання на слабкому кінці у K_s -смузі та помірне у B -смузі. На відміну від цього для еліптичних та лінзоподібних галактик, а також для галактик проміжних типів (Sa-Sb), має місце спадання відносної кількості слабких об'єктів.

Порівняння з визначеннями інших авторів показує узгодженість з частиною результатів та можливість пояснення у більшості випадків наявних розходжень властивостями вибірки ізольованих галактик, а саме: браком карликових галактик в цілому у вибірці; належністю переважної кількості карликів пізнім морфологічним типам; браком найяскравіших галактик, яким більш притаманно знаходитися у більш тісному оточенні. Більш детальний аналіз розходжень виходить за межі даної роботи.

В роботі використані спостережні дані з бази даних HyperLeda (<http://leda.univ-lyon1.fr>).

1. Караченцева В.Е. Каталог изолированных галактик // Сообщ. CAO – 1973. – № 8. – С. 3–74.
2. Skrutskie M.F., Cutri M.F., Stiening R. et al. The Two micron all sky survey (2MASS) // Astron. J. – 2006. – Vol.131. – P.1163–1183.
3. Karachentseva V.E., Mitronova S.N., Melnyk O.V., Karachentsev I.D. Catalog of isolated galaxies selected from the 2MASS survey // Astrophys. Bulletin – 2010. – Vol. 65. – P. 1–17.
4. Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M. Maps of dust IR emission for use in estimation of reddening and CMBR foreground // Astroph. J. – 1998. – Vol. 500. – P.525–553.
5. Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Караченцев И.Д. Оптические и ИК-свойства изолированных галактик каталога 2MIG. I. Общие соотношения // Астрофизика. – 2011. – Т.54, №4. – С.501–520.
6. Schechter P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies // Astroph. J. – 1976. – Vol. 203. – P. 297 – 306.
7. Bingelli B., Sandage A., Tammann G.A. The luminosity function of galaxies // Ann. Rev. Astron. Astroph. – 1988. – Vol.26. – P.509–560.
8. Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Караченцев И.Д., Парновский С.Л. Видимые величины и диаграмма Талли-Фишера для галактик FGC каталога // Письма в Астрон. журн. – 1997. – Т. 23, №9-10. – С.728–733.
9. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., Наука, 1977.
10. Loveday J., Peterson B.A., Efstathiou G., Maddox S.J. The Stromlo-APM redshift survey. I. The luminosity function and space density of galaxies // Astroph. J. – 1992. – Vol.390. – P.338–344.
11. Madgwick D.S., Lahav O., Baldry I.K. et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey: galaxy luminosity function per spectral type // MNRAS. – 2002. – Vol.333. – P.133–144.
12. Norberg P., Cole S., Baugh C.M. et al. (2dFGRS Team) The 2dF Galaxy Redshift Survey: the b_j - band luminosity function and survey selection function // MNRAS. – 2002. – Vol. 336. – P. 907–931.
13. Tempel E., Einasto J., Einasto M. et al. Anatomy of luminosity functions: the 2dFGRS example // Astron. Astroph. – 2009. – Vol. 495. – P. 37–51.
14. de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A. Reference catalogue of bright galaxies, 1964, Austin, University of Texas press, 1964.
15. Efstathiou G., Ellis R.S., Peterson B.A. Analysis of a complete galaxy redshift surveys. II. The field-galaxy luminosity function // MNRAS – 1988. – Vol. 232. – P.431–461.
16. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Parnovsky S.L. The flat galaxy catalog // Astron. Nachr. – 1993. – Vol.313. – P.97.
17. de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G., Buta R.J., Paturel G., Fouque P. Third reference catalogue of bright galaxies // Springer-Verlag, New York, 1991.
18. Tago E., Einasto J., Saar E. et al. Cluster and group of galaxies in the 2dF galaxy redshift survey: A new catalogue // Astron. Nachr. – 2006. – Vol.327. – P.365–378.
19. Mobasher B., Sharples R.M., Ellis R.S. A complete galaxy redshift survey. V. Infrared luminosity function for field galaxies // MNRAS – 1993. – Vol. 263. – P.560–574.
20. Peterson B.A., Ellis R.S., Kibblewhite E.J. et al. A complete galaxy redshift sample. III. Methods and catalogue // MNRAS – 1986. – Vol.221. – P.233–255.
21. Glazebrook K., Peacock J.A., Miller L., Collins C.A. An imaging K-band survey. II. The redshift survey and galaxy evolution

in the infrared // MNRAS – 1995. – Vol.275. – P.169–184. 22. Gardner J.P., Sharples R.M., Frenk C.S., Carrasco B.E. A wide-field K-band survey. The luminosity function of galaxies // Astroph. J.Lett. – 1997. – Vol.480. – P.L99–L102. 23. Kochanek C.S., Pahre M.A., Falco E.E. et al. The K-band galaxy luminosity function // Astroph. J. – 2001. – Vol.560. – P.566–579. 24. Cole S., Norberg P., Baugh C.M. et al. The 2dF galaxy redshift survey: near-infrared galaxy luminosity function // MNRAS – 2001. – Vol.326. – P.255–273. 25. Szokoly G.P., Subbarao M.U., Connolly A.J., Mobasher B. The near-infrared number counts and luminosity function of local galaxies // Astroph. J. – 1998. – Vol.492. – P.452460. 26. Loveday J. The K-band luminosity function of nearby field galaxies // MNRAS – 2000. – Vol.312. – P.557–566. 27. Devereux N., Willner S.P., Ashby M.L.N. et al. Nearby galaxies in the 2 μ m All Sky Survey. I. K-band luminosity function // Astroph. J. – 2009. – Vol.702. – P. 955–969. 28. Bell E.F., McIntosh D.H., Katz N., Weinberg M.D. The optical and near-infrared properties of galaxies. I. Luminosity and stellar mass function // Astroph. J. Suppl. Ser. – 2003. – Vol.149. – P.289–312. 29. Eke V. R., Baugh C. M., Cole S. et al. Where are the stars? // MNRAS – 2005. – Vol.362. – P.1233–1246. 30. Jones D.H., Peterson B.A., Colles M., Sanders W. Near infrared and optical luminosity function from the 6dF Galaxy Survey // MNRAS – 2006. – Vol.369. – P.25–42. 31. Karachentsev I.D., Kut'kin A.M. Infrared luminosities of galaxies in the Local Volume // Astron. Lett. – 2005. – Vol.31. – P.299–307.

Надійшла до редакції 27.06.12

УДК 523.982

В. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук, проф.,
В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук співроб.

РОЗВИТОК СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ У 24-МУ ЦИКЛІ: СЦЕНАРІЙ 15-ГО ЦИКЛУ ?

Для уточнення прогнозу поточного циклу № 24 вивчені особливості наростання сонячної активності у попередніх 23 циклах. Основна увага зверталась на фазу швидкого росту активності, починаючи 20-го місяця циклу. Виявлена досить тісна кореляція між згладженими числами Вольфа в максимумі циклів W_{\max} та збільшенням кількості плям на фазі росту активності. З такого аналізу випливає, що максимальне згладжене число Вольфа в 24-му циклі очікується на рівні $W_{\max} = 105 \pm 11$, а момент максимуму – середина 2013 р. Якщо цей прогноз справдиться, цикл № 24 буде подібний до циклу № 15.

For more precise definition of prognosis of 24th cycle, the peculiarities of growth of solar activity was studied in previous 23 cycles. The interest was focused on a phase of sharp increasing of activity, beginning from 20th month of cycles. The sufficiently close correlation was found between smoothed Wolf's number in the cycle maximum W_{\max} and increment of sunspot's number on phase of activity increasing. From this analysis follows that for 24th cycle the following parameters are expected: $W_{\max} = 105 \pm 11$, and time of maximum – middle 2013. If this prognosis will be come true, the 24th cycle will be similar to cycle No. 15.

Вступ. На сьогодні запропоновано декілька десятків прогнозів сонячної активності у поточному циклі № 24. Згадаємо лише деякі з них. Згідно Бадалян та ін [2], цей цикл буде досить слабким – з максимальним числом Вольфа W_{\max} близько 50. Близький по значенню прогноз запропонований Свальгаардом та ін [5] – $W_{\max} = 75 \pm 8$. Кане [4] і Пішкало [1] оцінюють параметр W_{\max} значеннями 142 ± 24 та 110.2 ± 33.4 , відповідно. Дікпаті з співавторами [3] роблять висновок, що цей цикл буде досить потужним – на 30–50% вищим, ніж попередній цикл № 23. Роки максимумів також істотно відрізняються у різних авторів – від 2010 до 2014 рр.

Важливо відмітити, що ця відмінність оцінок навряд чи свідчить про якісь недоліки методів, які були використані різними авторами. Скоріш за все, вона свідчить про досить складну природу сонячної активності. З спостережної точки зору, сонячна активність виступає частково як детерміноване, а частково як стохастичне явище. Внаслідок стохастичної компоненти, запропоновані прогнози, в цілому, тим гірші, чим більшим є часовий проміжок між останніми спостережними даними і самим прогнозом. Внаслідок цього, саме останні спостережні дані є найбільш цінними для найбільш надійних прогнозів.

Спостережні дані та їх аналіз. Цикл № 24 почався у грудні 2008 р. На початок 2012 р. пройшло уже більше трьох років від початку циклу і тому його основні особливості встигли розкритись у достатній мірі. Добре відомо, що цей цикл почався "з низького старту" – при згладженому числі Вольфа у мінімумі біля 2 одиниць. За перші 20 місяців розвитку циклу активність не перевищувала 20 одиниць, що обіцяло досить слабкий цикл. Однак починаючи з 24-го місяця циклу, загальна картина розвитку активності помітно змінилась: кількість плям почала швидко наростати. Згідно даних сайту <http://www.solen.info/solar/>, у даний час крива росту активності у циклі №24 є досить близькою до аналогічної кривої циклу № 10 (1856–1868 рр.).

Метою даної роботи є спроба спрогнозувати подальший розвиток активності у циклі, виходячи саме з швидкості росту його активності. Як було відмічено вище, найбільш обгрунтованою видається гіпотеза, що найбільш вдалий прогноз може бути зроблений саме по останніх фактичних змінах сонячної активності.

Для наведеного нижче аналізу було використано дані про згладжені числа Вольфа, вміщені на вказаному вище сайті. Розглядалися три варіанти базового проміжку часу, на якому оцінювалась швидкість росту активності: у півроку, один рік та 17 місяців (тобто майже півтора року). Однак виявилось, що часовий проміжок у півроку є надто коротким, придатним лише для циклів з гладенькою монотонною кривою росту (напр., таких, як у циклах №№ 3, 4, 10, 18, 21 та 22). Оскільки у циклі №24 почала формуватись немонотонна крива росту, з періодом сповільнення і навіть зупинки росту активності (між 31-м та 36-м місяцями від початку циклу), було доцільно розширити базовий інтервал часу, щоб усереднити короточасні коливання активності. Тому нижче подані результати аналізу лише для довших проміжків часу – тривалістю у 12 та 17 місяців, а саме з 20-го до 32-й місяці циклу, та з 20-го по 37-й місяці. Різницю відповідних чисел Вольфа позначимо через $W_{32} - W_{20}$ та $W_{37} - W_{20}$ і розглянемо статистичний зв'язок з цими параметрами таких величин: а) згладженого числа плям W_{\max} в максимумі циклу і б) інтервалу між моментом максимуму циклу T_{\max} і 32-м або 37-м місяцями після початку циклу, які позначені далі через T_{32} та T_{37} .

З рисунка 1 видно, що між W_{\max} та $W_{32} - W_{20}$ існує досить тісна нелінійна залежність, яка дозволяє прогнозувати подальший розвиток циклу № 24. Коефіцієнт кореляції між W_{\max} і величиною $W_{32} - W_{20}$ дорівнює $r = 0.91 \pm 0.03$, а між $T_{\max} - T_{32}$ і $W_{32} - W_{20} - r = - (0.74 \pm 0.06)$. Таким чином, число плям у максимумі W_{\max} можна прогнозувати більш впевнено, ніж момент T_{\max} самого максимуму.

Плавна лінія на рис. 1 відповідає степеневій залежності

$$W_{\max} = 19.0 \times (W_{32} - W_{20})^{0.496}. \quad (1)$$

Відповідна формула для різниці $T_{\max} - T_{32}$ знайдена такою:

$$T_{\max} - T_{32} = 360.8 \times (W_{32} - W_{20})^{-0.938} \quad (2)$$

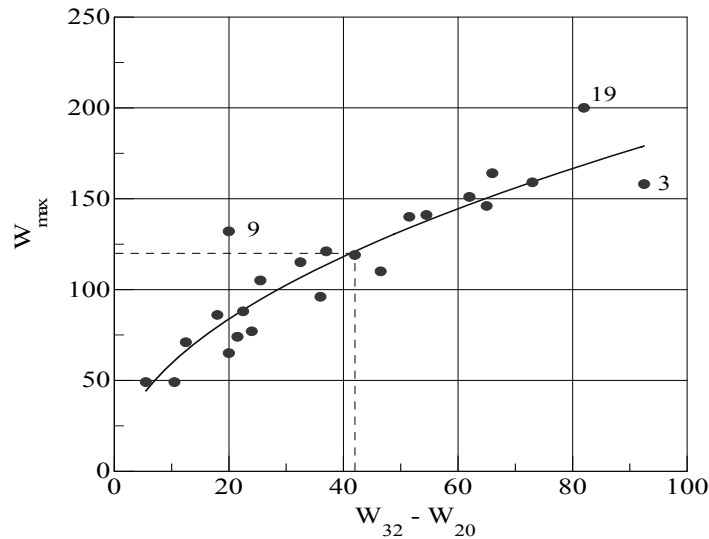


Рис. 1. Статистичний зв'язок між числом плям у максимумі циклу, W_{\max} , і величиною росту активності між 20-м і 32-м місяцями циклу, позначеною через $W_{32} - W_{20}$.

Плавна крива, проведена по експериментальних точках методом найменших квадратів, відповідає формулі (1).

Числа 3, 9 і 19 показують спостережені дані для відповідних циклів, які мають найбільші відхилення від цієї плавної лінії.

Коротко (але водночас і достаньно точно) подані залежності можна охарактеризувати так так: число плям у максимумі W_{\max} пропорційне кореню квадратному від різниці $W_{32} - W_{20}$, тоді як різниця $T_{\max} - T_{32}$ обернено пропорційна різниці $W_{32} - W_{20}$. Можливо, такі прості співвідношення виявляться корисними у майбутньому при теоретичних дослідженнях фізичних механізмів сонячної активності.

Згідно з опублікованими даними, число плям з 20-го по 32-й місяці циклу № 24 зросло на 42 одиниці. Якщо зі значенням $W_{32} - W_{20} = 42$ увійти у подані вище залежності (1) та (2), то отримаємо $W_{\max} \approx 120$ і $T_{\max} - T_{32} \approx 11$. З врахуванням середньоквадратичних відхилень, цей результат запишеться так: $W_{\max} = 120 \pm 17$ і $T_{\max} - T_{32} \approx 11 \pm 7.5$ (місяців). Таким чином, з позицій поданої вище інтерпретації, поточний цикл буде приблизно таким же по потужності, як і попередній цикл № 23. Його максимум, скоріш за все, буде у другій половині 2012 р., хоча тут не виключений і інший час, аж до березня 2013 р.

Однак на рис. 1 помітна цікава особливість – найбільше відхиляються від усереднюючих плавних кривих дані по непарних циклах №№ 9 та 19. Поскільки у даній роботі ставиться метою прогноз активності у парному циклі № 24, доцільно розглянути аналогічну залежності лише для парних циклів (Рис. 2).

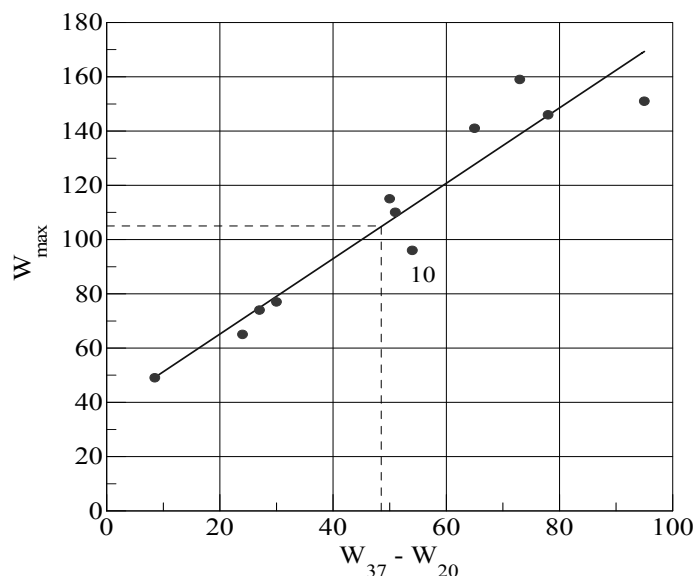


Рис. 2. Залежність числа плям у максимумі циклу, W_{\max} , від приросту числа плям між 20-м і 37-м місяцями циклу, позначеною через $W_{37} - W_{20}$. Усереднююча пряма, проведена по експериментальних точках, відповідає формулі (3).

Цифрою 10 помічено спостережені дані для 10-го циклу сонячної активності.

З рис. 2 видно, що залежність між W_{\max} та $W_{37} - W_{20}$ для парних циклів є також досить тісною ($r = 0.95$) і близькою до лінійної. Лінія регресії (усереднююча пряма) на цьому рисунку відповідає формулі

$$W_{\max} = 37.39 + 1.39 (W_{37} - W_{20}). \quad (3)$$

З цієї залежності випливає, що спостережному значенню $W_{37} - W_{20} = 48.5$ для поточного циклу відповідає $W_{\max} \approx 105$, точніше $W_{\max} = 105 \pm 11$.

Відповідна залежність між $W_{37} - W_{20}$ та $T_{\max} - T_{37}$ виявляється більш розсіяною ($r = -0.84$), але в цілому придатною для наближеної оцінки моменту максимуму. Рівняння регресії, що виражає усереднену тенденцію зв'язку величин $W_{37} - W_{20}$ та $T_{\max} - T_{37}$, є таким

$$T_{\max} - T_{37} = 26.56 - 0.317 (W_{37} - W_{20}). \quad (4)$$

Спостережному значенню $W_{37} - W_{20} = 48.5$ відповідає $T_{\max} - T_{37} + 5 = 16 \pm 5$ (місяців), звідки випливає $T_{\max} = T_{37} + 11 \pm 5$. Момент T_{\max} припадає на останній місяць 2012 р, однак з врахуванням похибок визначення T_{\max} , можна зробити висновок, що ймовірний період максимуму 24-го циклу – з кінця 2012 р. по травень 2013 р.

Висновки та їх обговорення. Основний висновок з наведеного вище аналізу полягає в тому, що поточний цикл № 24, скоріш за все, перевершить цикл № 10 по максимальній потужності (величині W_{\max}) і буде дуже схожим на цикл № 15 ($W_{\max} = 105$), який мав максимум у серпні 1917 р. Подібність обох циклів підсилює і той факт, що і в циклі № 15 також був період затримки росту активності, причому він припадав приблизно на ті ж місяці, що й у поточному циклі № 24.

Зокрема, у циклі № 15 затримка росту активності розпочалась на 27-му місяці циклу і тривала приблизно до 33-го місяця від початку циклу. У поточному циклі точка сповільнення росту активності відповідає 31-му місяцю, причому до 37-го місяця (по липень 2012 р.) число плям хоча й росте, але значно повільніше, ніж до 31-го місяця. З циклом № 15 добре узгоджуються й поточні значення кількості плям на 37-му місяці циклів: у циклі № 15 це 61, а у циклі № 24–66.

Правда, з врахуванням ймовірних похибок використаного методу (11–17 одиниць), не можна виключити й того, що цикл № 24 буде нагадувати попередній цикл № 23 ($W_{\max} = 121$). Якщо це буде дійсно так, то виникне досить цікава (і ще не зафіксована за останні 400 років ситуація), коли виникнуть дві пари сусідніх "циклів-близнят": №№ 21 і 22 (з $W_{\max} \approx 160$) та №№ 23 і 24 (з $W_{\max} \approx 120$). Одночасно це буде означати, що широкоочікуване зниження активності у віковому циклі поки що відкладається. Дійсно, якщо до значення $W_{\max} \approx 120$ у циклі №24 (як у парному) додати ще правило Гневишева-Оля, згідно з яким наступний непарний цикл № 25 має бути потужнішим за цикл №24, то на найближчі ≈ 10 років можна очікувати не зниження, а навіть деякого підвищення сонячної активності.

Звичайно, такий важливий висновок слід ретельно перевірити. У зв'язку з цим, слід критично розглянути рис. 1 і 2, які і є підставою для такого прогнозу.

Можна бачити з рис. 1, що хоча середнє відхилення спостережних значень від усереднюючої плавної кривої не перевищує 20 одиниць, однак для непарних циклів №№ 9 і 19 це відхилення значно більше, а саме 47 і 30, відповідно. На 25 одиниць відхиляється від кривої також цикл № 3. Поскілки ці три цикли представляють лише 13% від усіх 23 циклів, це може означати, що ймовірність настільки великих помилок у запропонованому прогнозі біля 10–15%. Напевно, ця ймовірність ще нижча, поскілки 24-й цикл є парним – на противагу непарним циклам №№ 9 і 19.

Розгляд залежності для парних циклів (рис. 2) приводить до висновку, що максимальна похибка прогнозу може складати 20 одиниць – саме таким є максимальне відхилення спостережних значень від апроксимуючої прямої на графіку. Цікаво, що дані для циклу № 10 відхиляються від цієї прямої на 16 одиниць вниз, в сторону менших значень. Тобто, в максимумі циклу № 10 сонячна активність проявилась дещо ослабленою у порівнянні з основною тенденцією по других циклах. Можна висловити припущення, що тоді вона була "законсервована" (не використана) для наступних фаз циклу. І дійсно, саме в циклі № 10 проявилась цікава особливість на фазі спаду циклу – повторний максимум активності на 102-му місяці від початку циклу (у середині 1864 р.).

Цей максимум (на 102-му місяці циклу) вивисується над усередненим ходом кривої спаду активності приблизно на 16–18 одиниць. Але з рис. 2 видно, що саме на 16 одиниць цикл № 10 "не дотягнув" до апроксимуючої прямої, що узагальнює дані по всіх парних циклах !

Звідси напрошується висновок, що найімовірніше поточний цикл № 24 таки перевершить цикл № 10 по максимальній активності, досявши рівня W_{\max} близько 105 одиниць – як у циклі № 15 (1913–1923 рр.). Якщо аналогія з циклом № 15 поширяться і на момент максимуму, максимум активності поточного циклу № 24 наступить у червні 2013 р.

Автори щиро вдячні М. І. Пішкалу за низку цінних зауважень.

1. Пішкало М. І. Попередній прогноз 24-го і 25-го циклів сонячної активності на основі кореляції між характеристиками циклів // Кинематика и физика небес. тел. – 2008. – Т.24, № 5.– С. 370–378. 2. Badalyan, O.G., Obridko V.N., Sykora J. Brightness of the coronal green line and prediction for activity cycles 23 and 24 // Solar Phys. – 2001.– Vol. 199, N 2. – P. 421–435. 3. Dikpati M., de Toma G., Gilman P.A. Predicting the strength of solar cycle 24 using a flux-transport dynamo-based tool // Geophys. Res. Lett. – 2006. – Vol. 33.– L05102. 4. Kane R.P. A preliminary estimate of the size of the coming solar cycle 24, based on Ohl's precursor method // Solar Phys. – 2007. – Vol. 243, N 1. – P. 205–217. 5. Svalgaard L., Cliver E.W., Kamide Y. Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? // Geophys. Res. Lett. – 2005. – Vol. 32. – L01104.

УДК 531.86

Ф. Кравцов, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.,
І. Лук'яник, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.

**СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПОКРИТТІВ ЗІР АСТЕРОЇДАМИ
МЕТОДОМ РОЗГОРТКИ ЇХНІХ ЗОБРАЖЕНЬ У 2008–2011 РР**

Наведені результати спостережень покриттів зірок астероїдами методом часової розгортки їхніх зображень за допомогою телескопа АЗТ–8 на спостережній станції в с. Лісники у 2008–2011 рр.

Results of observations of asteroid occultation by the method of temporal unsqueezing their images with help telescope AZT–8 at the Lisnyky observational station during 2008–2011 are summarized and analyzed.

Вступ. В роботах [1,2] описано метод часової розгортки зображень, за допомогою якого спостерігались покриття зірок астероїдами у 2005–2007 рр. Ця робота є продовженням публікації результатів спостережень покриттів зірок астероїдами цим методом.

Спостереження та результати. Спостереження покриттів зірок астероїдами проводилися в первинному фокусі (D=70см, F=2800см) телескопа АЗТ–8, який розташований на спостережній станції Астрономічної обсерваторії Київського університету імені Тараса Шевченка в селі Лісники (30° 5247 східної довготи, 50° 2979 північної широти). В 2008 – 2009 роках зображення небесних об'єктів реєструвалися за допомогою ПЗЗ–камери ST–8 МХЕ. Робоче поле (чип) камери нараховує 1530 x 1020 пікселів (розміром 9 мікрон кожен), лінійні розміри чипу – 13.8 x 9.2 мм, що при спостереженні в первинному фокусі відповідає кутовим розмірам 16.7x13'.4. В 2010 – 2011 використовувалася ПЗЗ–камера PL47–10 FLI. Робоче поле (чип) цієї камери нараховує 1020 x 1020 пікселів (розміром 13 мікрон кожен), лінійні розміри чипу – 13.8 x 9.2 мм, що при спостереженні в первинному фокусі відповідає кутовим розмірам 16.7x13'.4 Для прив'язки до часу використовується GPS приймач.

Моменти та інші параметри можливих покриттів вираховувалися за допомогою програми Д. Гаральда OCCULT Asteroidal Occultations v.3.6.0. В 2008 – 2011 погодні умови та розташування спостережної станції дозволили нам провести спостереження 35 явищ можливих покриттів зірок астероїдами. Ефемеридні дані цих 35 явищ наведені в таблиці 1.

Таблиця 1

Обставини можливих астероїдних покриттів

№	Дата	Астероїд	Зірка	t_0, UT	$\Delta t, \text{сек}$	$d_{ast}, ''$	$l, \text{км}$
1.	2008 Лютий, 26	1570 Brunonia	TYC 0271–00025–1u	19 ^h 37. ^m 0	1.4	0.011	521
		1196 Sheba	TYC 1990–03003–1u	21 41. 6	2.0	0.018	66
		2204 Lyyli	TYC 5786–00981–1u	21 49. 6	1.8	0.021	439
		3260 Visbor	TYC 1863–00588–1u	23 42. 4	4.7	0.016	479
		1389 Onnie	TYC 0635–00053–1u	19 39. 4	2.3	0.021	678
		1340 Yvette	TYC 1402–01109–1u	01 35. 9	1.7	0.012	660
		1466 Mundleria	TYC 6376–00384–1u	17 10. 1	1.4	0.014	131
		3469 Bulgakov	TYC 0635–00180–1u	17 27. 2	2.5	0.013	218
9.	2009	226 Weringia	TYC 0690–01196–1u	18 17. 0	1.1	0.013	318
		477 Italia	2UCAC 28735093	20 32. 6	1.8	0.019	200
		550 Senta	TYC 1816–01850–1u	18 59. 8	1.3	0.018	600
		915 Cosette	TYC 1400–01317–1u	21 35. 9	1.2	0.011	191
		155 Scylla	TYC 2455–01753–1u	21 08. 7	1.1	0.022	17
		102 Miriam	TYC 0823–00424–1u	20 23. 2	4.5	0.035	538
		686 Gersuind	TYC 1106–01158–1u	00 06. 6	4.1	0.048	39
		459 Signe	2UCAC 20409578	19 55. 8	4.0	0.017	330
		213 Lilaea	TYC 6294–00633–1u	21 15. 9	12.9	0.081	91
		853 Nansenia	2UCAC 37129195	00 51. 4	1.4	0.032	628
		96 Aegle	TYC 0568–00661–1u	20 43. 3	10.9	0.095	365
		433 Eros	HIP 106069	17 35. 1	2.6	0.048	484
		1157 Arabia	HIP 116660	21 16. 3	2.7	0.024	406
		1063 Agnilegia	TYC 5834–00785–1u	22 22. 6	1.7	0.018	432
		1653 Yakhontovia	TYC 1858–00579–1u	21 53. 3	1.2	0.018	208
		1428 Mombasa	2UCAC 36449640	23 36. 5	2.5	0.029	487
		2864 Soderblom	TYC 1290–00457–1u	01 30. 6	1.4	0.010	237
		1714 Sy	HIP 114062	21 04. 6	1.6	0.015	608
		832 Karin	2UCAC 39994817	22 44. 9	1.0	0.010	94
		921 Jovita	2UCAC 29487074	17 24. 0	2.4	0.032	258
1442 Corvina	TYC 0001–00563–1u	00 09. 5	1.6	0.013	384		
30.	2010 Вересень, 10	1189 Terentia	TYC 5189–00173–1u	20 26.5	11.6	0.047	209
		325 Heidelberga	2UCAC 42540387	18 50. 9	4.0	0.040	345

Закінчення табл. 1

№	Дата	Астероїд	Зірка	t_0, UT	$\Delta t, \text{сек}$	$d_{ast}, ''$	$l, \text{км}$
32.	Березень, 7	874 Rotraut	TYC 0778-00432-1u	19 38. 6	8.3	0.031	293
33.	Березень, 12	1351 Usbekistania	2UCAC 35579288	23 49. 9	4.7	0.040	270
34.	Листопад, 5	375 Ursula	TYC 1415-00677-1u	22 28. 3	10.2	0.083	28
35.	Листопад, 17	1867 Deiphobus	TYC 0539-01224-1u	17 20. 9	7.8	0.034	393

В цій таблиці t_0 – ефемеридний момент середини покриття, Δt – його тривалість, d_a – видимий діаметр астероїда, l – найменша відстань від центра смуги покриття до пункту спостережень.

Знімки поля зірок з астероїдом робилися з короткими експозиціями з годинниковим веденням, тобто в режимі накопичення. В залежності від яскравості астероїда та зірки, що покривається, тривалість експозиції вибиралася в межах від 2с до 120с. За таких умов фіксувалося кілька десятків зображень потрібного зоряного поля, як до моменту покриття, так і після.

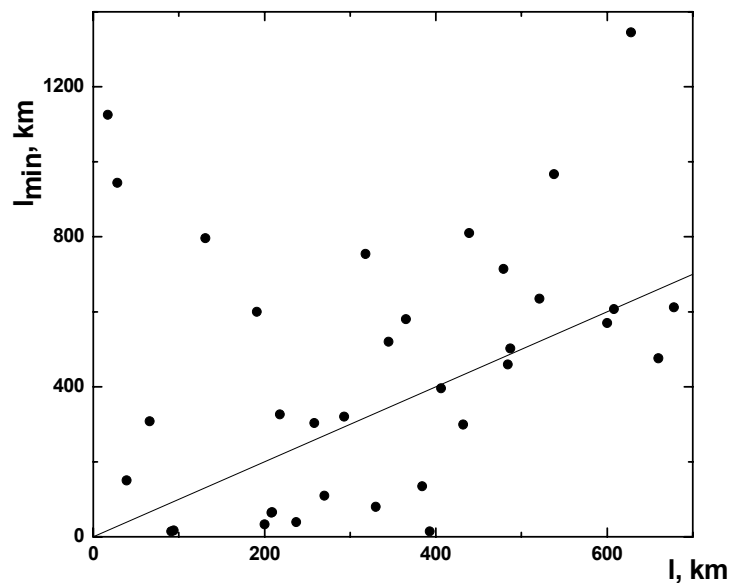


Рис. 1. Графік залежності найменшої видимої відстані між центрами зорі та астероїда від відстані пункту спостережень до центра смуги покриття

Методами аналітичної геометрії вираховувались найменша ρ_{min} видима відстань, на яку зблизилися зірка та астероїд, спочатку в пікселях, а потім і в кутовій мірі, табл. 2. Для цього, по зоряних полях кожної ночі спостережень, був обрахований масштаб зображень. Масштаб від ночі до ночі практично не змінювався: 0.655 ± 0.002 секунд дуги в одному пікселі для камери ST-8 MXE та 0.948 ± 0.001 секунд дуги в одному пікселі для камери PL47-10 FLI.

Таблиця 2

Результати обрахунків даних спостережень

№	$\rho_{min}, ''$	t_{min}, UT	$\Delta\alpha \cos\delta, ''$	$\Delta\delta, ''$	$l_{min}, \text{км}$	$t_{0ef} - t_{0obs}, \text{с}$
1.	0.45 ± 0.04	$19^{\text{h}} 36^{\text{m}} 50.529 \pm 0.502$	0.19 ± 0.02	0.41 ± 0.03	635	9.3
2.	0.19 ± 0.04	$21 42 06 \pm 3$	0.12 ± 0.03	0.15 ± 0.03	308	-12.0
3.	0.68 ± 0.03	$21 48 34.09 \pm 0.03$	0.48 ± 0.02	0.48 ± 0.02	810	80
4.	0.60 ± 0.03	$23 44 22 \pm 2$	0.18 ± 0.01	-0.57 ± 0.03	714	-118
5.	0.45 ± 0.01	$19 40 17.7 \pm 0.4$	0.156 ± 0.004	-0.42 ± 0.01	612	-53.7
6.	0.22 ± 0.03	$01 35 19 \pm 9$	0.15 ± 0.02	-0.17 ± 0.02	476	35
7.	0.49 ± 0.09	$17 10 15 \pm 3$	0.11 ± 0.02	-0.48 ± 0.08	796	-9
8.	0.17 ± 0.02	$17 27 27.9 \pm 0.2$	-0.032 ± 0.003	-0.16 ± 0.02	326	-15.9
9.	0.29 ± 0.02	$18 17 07.2 \pm 0.2$	0.099 ± 0.007	-0.27 ± 0.02	754	-1.2
10.	$0.027 \pm .008$	$20 32 19.4 \pm 1.2$	0.025 ± 0.007	-0.010 ± 0.003	33	17
11.	0.23 ± 0.03	$19 00 12.04 \pm 0.07$	0.037 ± 0.005	-0.23 ± 0.03	570	-24.0
12.	0.45 ± 0.05	$21 37 20.2 \pm 0.2$	0.34 ± 0.04	-0.30 ± 0.04	600	-86.2
13.	0.63 ± 0.15	-	0.30 ± 0.07	-0.56 ± 0.14	1125	-
14.	0.41 ± 0.02	$20 23 08.52 \pm 0.01$	0.194 ± 0.009	-0.36 ± 0.02	967	3.5
15.	0.18 ± 0.01	$00 06 37.740 \pm 0.002$	0.17 ± 0.01	-0.024 ± 0.002	150	-1.4
16.	$0.047 \pm .005$	$19 53 21 \pm 1$	-0.028 ± 0.003	0.038 ± 0.004	80	146
17.	0.013 ± 0.011	$21 16 43.8 \pm 0.7$	-0.006 ± 0.005	0.012 ± 0.009	14	-49.8

Закінчення табл 2

№	$\rho_{\min}, ''$	t_{\min}, UT	$\Delta\alpha \cos\delta, ''$	$\Delta\delta, ''$	$l_{\min}, \text{км}$	$t_{0ef} - t_{0obs}, \text{с}$
18.	0.52 ± 0.03	00 50 44.4 ± 0.4	0.070 ± 0.005	-0.52 ± 0.03	1345	39.6
19.	0.323±0.008	20 42 51 ± 5	-0.050 ± 0.001	-0.319±0.008	580	20
20.	0.920±0.009	17 34 50 ± 1	0.0132±0.0001	-0.920±0.009	460	16
21.	0.28 ± 0.01	21 16 03.4 ± 0.6	-0.042 ± 0.002	-0.28 ± 0.01	396	14.6
22.	0.29 ± 0.02	22 22 21.3 ± 0.3	0.26 ± 0.01	-0.140±0.007	299	14.7
23.	0.067±0.013	21 52 22.38 ± 0.02	0.0023±0.0004	0.067 ± 0.013	64	55.6
24.	0.25 ± 0.02	23 36 10.44 ± 0.04	-0.016 ± 0.001	0.25 ± 0.02	502	19.6
25.	0.02 ± 0.03	01 30 31.75 ± 0.01	0.0001±0.0002	-0.023±0.032	39	4.2
26.	0.54 ± 0.02	21 04 16.68 ± 0.001	-0.185 ± 0.007	-0.51 ± 0.02	607	19.3
27.	0.009±0.02	22 44 22.9 ± 0.3	0.0005±0.001	-0.009 ± 0.02	17	31.1
28.	0.16 ± 0.02	17 22 53.02 ± 0.05	-0.041 ± 0.005	0.16 ± 0.02	303	67
29.	0.11 ± 0.03	00 06 52.9 ± 0.1	-0.048 ± 0.015	0.10 ± 0.03	135	157.1
30.	0.05 ± 0.01	20 26 26 ± 8	-0.016 ± 0.007	0.05 ± 0.02	66	4
31.	0.27 ± 0.02	18 51 34 ± 3	-0.048 ± 0.006	0.27 ± 0.04	520	-44
32.	0.19 ± 0.03	19 39 19.618 ± 0.002	-0.181 ± 0.027	0.048 ± 0.007	320	-44
33.	0.07 ± 0.02	23 50 17.04 ± 0.01	-0.018 ± 0.008	0.07 ± 0.03	110	-23
34.	0.36 ± 0.04	22 28 42 ± 35	-0.17 ± 0.02	0.32 ± 0.04	944	-30
35.	0.004 ± 0.029	17 21 29.7 ± 0.2	-0.001 ± 0.003	-0.004±0.028	14	-36

В табл.2, t_{\min} – момент часу, коли астероїд знаходився на мінімальній видимій відстані від зорі, $\Delta\alpha$ та $\Delta\delta$ – екторіальні координати точки мінімальної видимої відстані астероїда відносно зорі, l_{\min} – обрахована за спостереженнями відстань від центру смуги покриття до спостерігача, $t_{0ef} - t_{0obs}$ – різниця моменту можливого покриття за ефемеридою та моменту найбільшого видимого зближення зірки та астероїда. Для обчислення t_{\min} , будувались графіки руху астероїдів відносно зірок, що покривались в кутовій мірі. Методом найменших квадратів вираховувалась видима швидкість руху астероїда відносно зірки, а потім по відомій відстані ρ_{\min} обчислювався час t_{\min} .

Проведено аналіз точності визначення ефемерид можливих явищ покриття зірок астероїдами за їх спостереженнями. По визначених нами мінімальних відстанях між центрами видимих дисків зірок, що покриваються, та астероїдами, таблиця 2, пораховано реальну відстань l_{\min} від центру смуги покриття до спостерігача, таблиця 2. В цій таблиці наведено також різницю між ефемеридним моментом можливого покриття та обрахованим нами на базі спостережень моментом найбільшого видимого зближення астероїда та зорі. На рис.1 наведено графік залежності найменшої видимої відстані між центрами зорі та астероїда l_{\min} від відстані пункту спостережень до центра смуги покриття l .

Висновки. Протягом 2008–2010 рр на замиській спостережній станції Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка було проведено 35 спостережень явищ можливих покриттів зірок астероїдами методом часової розгортки їхніх зображень. Результати спостережень були відіслані в EAON (European Asteroidal Occultation Network) та IOTA/ES (International Occultation Timing Association European Section). Отримані результати (див. табл. 2, рис.1) вказують на неточності каталогів зір або ефемерид астероїдів (або і те, і інше). Відтак, проведення спостережень явищ покриттів зірок астероїдами є доцільним з точки зору уточнення каталогів зір та елементів орбіт астероїдів. До того ж, вдале спостереження дає можливість оцінювати розміри астероїда.

1.Кравцов Ф.І., Лук'яник І.В. Спостереження покриттів зір астероїдами методом часової розгортки їхніх зображень. // Кинематика і фізика небесних тел. – 2008. – Т.24, №4. – С.291–298. 2.Кравцов Ф.І., Лук'яник І.В. Спостереження покриттів зірок астероїдами за допомогою ПЗЗ-камери у 2005–2007 роках. // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2009. – Вип. 45. – С.55–60.

Надійшла до редколегії 30.08.12

УДК 523.9

Є. Садовенко, асп., М. Пішало, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.

СТРУКТУРА СОНЯЧНОЇ КОРОНИ ПІД ЧАС ПОВНИХ СОНЯЧНИХ ЗАТЕМНЕНЬ 23-ГО ЦИКЛУ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ І МОДЕЛЮВАННЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ В КОРОНІ У ПОТЕНЦІАЛЬНОМУ НАБЛИЖЕННІ

Проведено розрахунок магнітного поля в сонячній короні під час 9 повних сонячних затемнень 23-го циклу сонячної активності в рамках класичного потенціального наближення моделі "потенціальне поле – поверхня джерела". Радіус поверхні джерела прийнято рівним 2.5 сонячних радіусів. Використані синоптичні фотосферні магнітографічні дані сонячної обсерваторії імені Вілcoxа, до яких вводилася поправка полярного поля від 0 до 1500 мкТ, пропорційна $\cos^2\theta$. Побудовані конфігурації силових ліній магнітного поля у короні порівнювалися із спостереженою структурою корони під час затемнень. Визначено значення поправок полярного поля, при яких змодельована і спостережена структура корони узгоджуються найкраще. Отримано, що поправка полярного поля змінюється від 500 мкТ у мінімумі циклу до 1000 мкТ у максимумі циклу.

Magnetic field in the solar corona during the total solar eclipses in solar cycle 23 were calculated using the classical approach of a PFSS model. Source surface radius was equal to 2.5 solar radii. Sinoptic photospheric magnetic field data from Wilcox Solar Observatory with adding polar field corrections from 0 to 1500 μT proportional to $\cos^2\theta$ were used. Magnetic field lines configurations were compared with observed coronal structures during total solar eclipses. Polar field corrections were determined from comparison of modeled and calculated coronal structures. It was found that polar field correction changed from 500 μT in minimum to 1000 μT in maximum of solar cycle.

© Садовенко Є., Пішало М., 2012

Вступ. Структура і форма сонячної корони, що спостерігається під час повних сонячних затемнень, змінюється із сонячним циклом від "мінімальної" корони, що характеризується двома яскравими променями-стрімерами, орієнтованими вздовж екватора, до "максимальної" корони із великою кількістю орієнтованих по всьому лімбі переважно радіальних яскравих променів. У мінімумі активності в обох півкулях спостерігаються протяжні полярні променеві системи ("плюми"), у максимумі активності вони, як правило, не спостерігаються [1, 3, 9]. Першим на зв'язок корони із сонячним циклом звернув увагу Ганський ще у 1897 р. [8]. Для кількісного описання форми корони Людendorф у 1928 р. [10] ввів т.з. індекс фотометричної стиснутості сонячної корони, а Нікольський у 1956 р. [2] – індекс геометричної стиснутості корони. Обидва ці індекси змінюються із фазою сонячної активності.

Відомо, що структура і форма сонячної корони визначаються магнітним полем. В той же час безпосередньо у сонячній короні напруженість магнітного поля не вимірюється прямими методами. Однак, корональні магнітні поля можна змодельювати при певних спрощуючих припущеннях, знаючи величину і розподіл магнітних полів на фотосферному рівні, де вони вимірюються головним чином на основі ефекту Зеємана. Найбільшого поширення здобули моделі екстраполяції магнітних полів у корону в потенціальному (безструмовому) наближенні з використанням фотосферних магнітографічних даних [4–6, 11]. Оскільки магнітографи вимірюють компоненту магнітного поля уздовж променя зору, то в приполярних областях Сонця, де вектор магнітного поля майже перпендикулярний променю зору, спостережена величина індукції магнітного поля може бути заниженою. Тому виникає необхідність введення певної поправки до спостереженої біля полюсів величини індукції магнітного поля [12].

Порівняння структури і форми сонячної корони, спостереженої під час повного сонячного затемнення, із конфігурацією силових ліній магнітного поля у короні, змодельованою на момент затемнення, дозволяє оцінити величину магнітного поля (чи окремих його компонент) в певних областях корони і уточнити саму процедуру моделювання магнітного поля. Саме таке порівняння із метою уточнення процедури моделювання магнітного поля у короні проведене у даній роботі для сонячних корон, спостережених під час повних сонячних затемнень у 23-му циклі сонячної активності.

Спостережені дані. У 23-му циклі сонячної активності відбулося 9 повних сонячних затемнень: 9 березня 1997 р., 26 лютого 1998 р., 11 серпня 1999 р., 21 червня 2001 р., 4 грудня 2002 р., 23 листопада 2003 р., 8 квітня 2005 р., 29 березня 2006 р., 1 серпня 2008 р. Перші три затемнення відбулися на фазі росту сонячної активності (максимум активності 23-го циклу спостерігався приблизно у кінці травня 2000 р.), решта – на фазі спаду активності. Фотографії чи інші зображення цих корон можна знайти в літературі чи в Інтернеті (зокрема, чудова колекція зображень корони міститься на сайті Друкмюллера (<http://www.zam.fme.vutbr.cz/~druck/Eclipse/>)).

Для всіх корон були визначені протяжності вздовж лімба полярних променевих систем та координати їх східних і західних країв, координати на лімбі яскравих променів корони та їх орієнтація (відхилення від радіального напрямку).

Модель. У роботі для моделювання магнітного поля в сонячній короні використовується потенціальна модель (модель "потенціальне поле – поверхня джерела"). Модель ґрунтується на припущеннях, що електричні струми в сонячній короні між фотосферою і так званою поверхнею джерела сонячного вітру (де магнітне поле стає чисто радіальним) відсутні, і електричне поле є квазістаціонарним. Тоді в будь-якій точці від фотосфери до поверхні джерела компоненти вектора магнітного поля (B_r, B_θ, B_ϕ) можна розрахувати як градієнт деякого скалярного магнітного потенціалу $\psi(r, \theta, \phi)$ за формулами

$$B_r = -\frac{\partial \psi(r, \theta, \phi)}{\partial r} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left[(n+1)(R/r)^{n+2} + n c_n (r/R_s)^{n-1} \right] \times (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \times P_n^m(\cos \theta),$$

$$B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi(r, \theta, \phi)}{\partial \theta} = -\sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left[(R/r)^{n+2} + c_n (r/R_s)^{n-1} \right] \times (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \times \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta},$$

$$B_\phi = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi(r, \theta, \phi)}{\partial \phi} = \frac{1}{\sin \theta} \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left[(R/r)^{n+2} + c_n (r/R_s)^{n-1} \right] \times (h_n^m \cos m\phi - g_n^m \sin m\phi) \times P_n^m(\cos \theta),$$

де θ – коширота, ϕ – довгота, R – радіус Сонця, R_s – радіус поверхні джерела, $c_n = -(R/R_s)^{n+2}$, g_n^m і h_n^m – гармонічні коефіцієнти, що визначають силу і орієнтацію мультиполів і обчислюються на основі виміряних фотосферних магнітних полів, $P_n^m(\cos \theta)$ – нормовані приєднані поліноми Лежандра. Відзначимо, що детально методика розрахунку магнітного поля в сонячній короні у потенціальному наближенні описана в роботах [4–6].

Для розрахунку гармонічних коефіцієнтів g_n^m і h_n^m були використані синоптичні спостережені фотосферні магнітографічні дані обсерваторії імені Джона Вілкокса Стенфордського університету (США) (<http://wso.stanford.edu>). Зв'язок між спостереженою по променю зору величиною магнітного поля B_l і компонентами поля B_r і B_θ описувався виразом (т.з. класичне потенціальне наближення)

$$B_l(R, \theta, \phi) = B_r(R, \theta, \phi) \cdot (\cos B_0 \cdot \sin \theta + \sin B_0 \cdot \cos \theta) + B_\theta(R, \theta, \phi) \cdot (\cos B_0 \cdot \cos \theta - \sin B_0 \cdot \sin \theta),$$

де B_0 – геліоширота центра сонячного диска в день затемнення. Радіус поверхні джерела приймався рівним 2.5 сонячних радіусів. Розрахунки проводилися методом найменших квадратів, число гармонік – 9. Приєднані поліноми Лежандра та їх похідні обчислювалися за рекурентними формулами (27)–(32) із роботи [6]. Поправка полярного поля до спостережених синоптичних даних вводилася за формулою $B_l' = B_l \pm \Pi \times \cos^2 \theta$, де Π – поправка (від 0 до 1500 мкТ), знаки "+" і "-" – для $B_l > 0$ і $B_l < 0$ відповідно. Поправка за насичення сигналу магнітографа не вводилася. Візуалізація силових ліній магнітного поля в короні здійснювалася за допомогою чисельного розв'язку рівняння силової лінії методом Рунге-Кутта. Інтегрування проводилося зверху-вниз – від поверхні джерела до фотосфери.

Результати. Конфігурації силових ліній магнітного поля в сонячній короні для всіх 9-ти затемнень 23-го циклу були побудовані при різних значеннях поправки полярного поля від 0 до 1500 мкТ і надалі порівняні із структурою корони під час цих затемнень. Із такого порівняння були визначені значення поправки полярного поля, при яких "змодельована" і спостережена структура корони узгоджувалися найкраще.

На Рис. 1 для прикладу показані структурний рисунок сонячної корони під час повного сонячного затемнення 28 лютого 1998 р. та розраховані для цього затемнення конфігурації силових ліній магнітного поля між фотосферою і поверхнею джерела без врахування поправок та з внесенням поправок 300, 700, 1100 та 1500 мкТ. Силкові лінії, що починаються на видимій півсфері Сонця, показані суцільними лініями, на невидимій – штриховими, північ – вгорі, схід – зліва. Розрахунок проведено для сітки 30×30 початкових точок (по довготі і по широті). Затемнення 1998 р. відбулося на фазі росту сонячної активності, значення фаз активності Φ і P становить відповідно 0.41 і 0.130. З Рис. 1 видно, що введення поправки полярного поля призводить до зменшення геліошироти основних променів і збільшення їх нахилу до екватора. Іноді характеристики основних променів корони на східному і західному лімбах і параметри північної і південної полярних променевих систем узгоджуються при дещо відмінних значеннях поправки полярного поля.

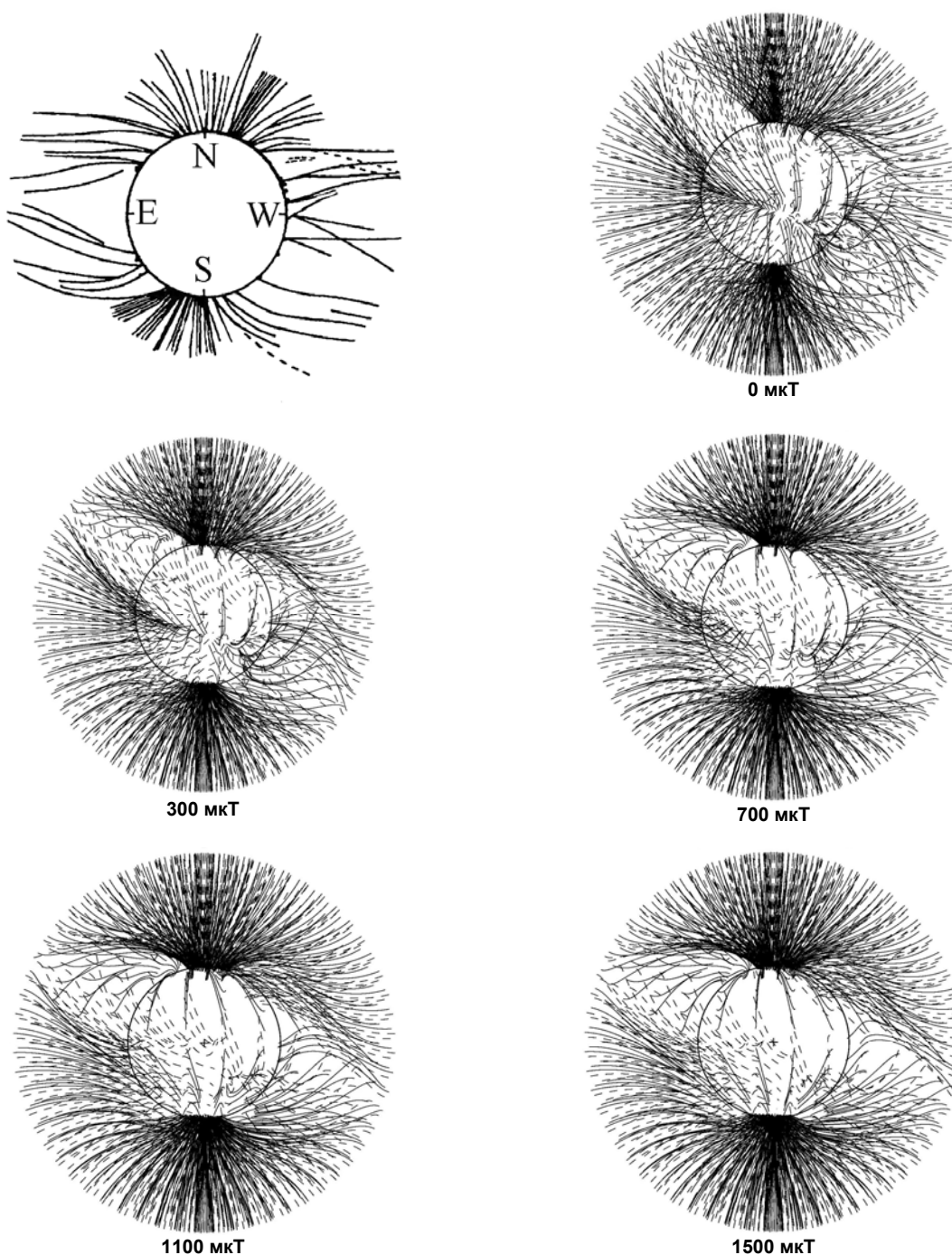


Рис. 1: Структурний рисунок сонячної корони під час повного сонячного затемнення 28 лютого 1998 р. та конфігурації силових ліній коронального магнітного поля, розрахованого в рамках класичного потенціального наближення з додаванням поправки полярного поля $P \times \cos^2 \theta$ до фотосферних магнітографічних даних Обсерваторії імені Джона Вілкокса. Структурний рисунок був взятий із роботи [7] і обмежений відстанями $r < 2.5 R_{\odot}$

Рис. 2а ілюструє залежність середньої поправки полярного поля, визначеної нами в результаті порівняння змодельованої і спостереженої структури корони, від часу, а Рис. 2б – динаміку місячних чисел Вольфа у 23-му циклі сонячної активності. Бачимо, що поправка є мінімальною в мінімумі циклу і максимальною невдовзі після максимуму циклу. Залежність величини поправки полярного поля від згладженого місячного числа Вольфа (на Рис. 3) можна апроксимувати лінійним рівнянням $P = A \cdot W + B$, де P – поправка, W – число Вольфа. Від мінімуму до максимуму активності величина поправки полярного поля змінюється приблизно від 500 до 1000 мкТ.

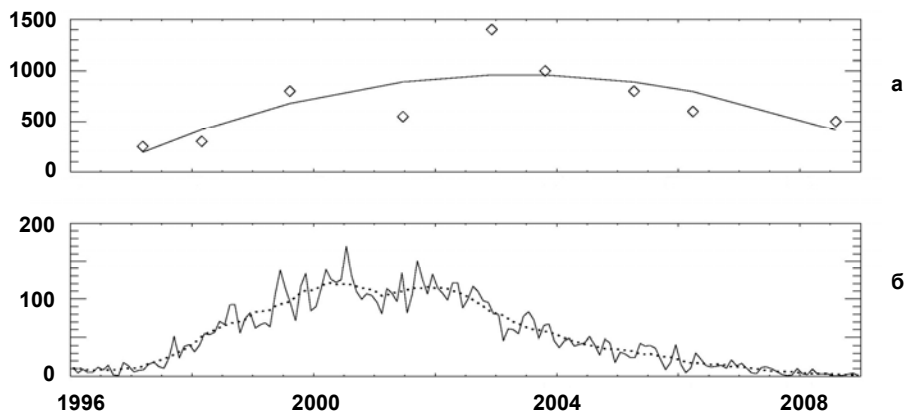


Рис. 2: а – Середня поправка полярного поля (у мкТ), визначена внаслідок порівняння структури корони, що спостерігалася під час повних сонячних затемнень 23-го циклу сонячної активності, із модельними розрахунками магнітного поля у короні; б – середньомісячні числа Вольфа (незгладжені і згладжені – суцільною і штриховою лініями відповідно) у 23-му циклі сонячної активності

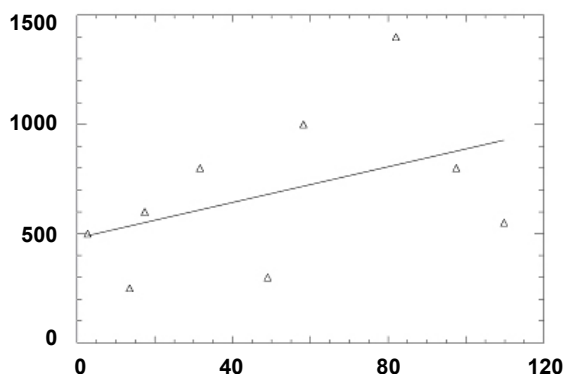


Рис. 3. Залежність поправки полярного поля до фотосферних магнітографічних даних обсерваторії імені Джона Вілкокса від середньомісячного згладженого числа Вольфа

Висновок. Проведене у даній роботі порівняння структури сонячної корони, спостереженої під час 9 повних сонячних затемнень у 23-му циклі сонячної активності, із конфігураціями силових ліній магнітного поля у короні, розрахованого у рамках класичного потенціального наближення з використанням фотосферних магнітографічних даних обсерваторії імені Джона Вілкокса і введенням поправки полярного поля, яка пропорційна $\cos^8\theta$, указує на те, що величина поправки має змінюватися приблизно від 500 мкТ у мінімумі циклу до 1000 мкТ у максимумі циклу.

1. Гуляев Р.А., Филиппов Б.П. Структура солнечной короны и гелиосферный токовый слой // Докл. АН СССР. – 1992. – Сер. А. – Т. 322, № 2. – С. 268–271. 2. Никольский Г.М. О форме солнечной короны // Астрон. журн. – 1956. – Т. 33, № 1. – С. 84–86. 3. Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве. Под ред. проф. С.К. Всехсвятского. – Киев: Изд-во Киев. ун-та, 1965. – 216 с. 4. Харшладзе А.Ф., Иванов К.Г. Сферический гармонический анализ магнитного поля Солнца // Геомагнетизм и аэрономия. – 1994. – Т. 34, № 4. – С. 22–27. 5. Altschuler M.D., Newkirk G., Jr. Magnetic fields and structure of the solar corona // Solar Phys. – 1969. – Vol. 9, N 1. – P. 131–149. 6. Altschuler M.D., Levine R.H., Stix M., Harvey J. High resolution mapping of the magnetic field of the solar corona // Solar Phys. – 1977. – Vol. 51, N 2. – P. 345–375. 7. Bělik M., Marková E., Rušin V. White-light coronal structures during the 1988–1998 eclipses // Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso. – 1999. – Vol. 28, N3. – P. 230–236. 8. Hansky A. Die totale Sonnenfinsterniss am 8. August 1896 // Bull. Acad. Imper. Sci. St.-Petersbourg. – 1897. – Т. 6, № 3. – P. 251–270. 9. Loucif M.L., Koutchmy S. Solar cycle variations of coronal structures // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. – 1989. – Vol. 77. – P. 45–66. 10. Ludendorff H. Über die Abhängigkeit der Form der Sonnenkorona von der Sonnenfleckenhäufigkeit // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys.-Math. Klasse. – 1928. – Т. 16. – P. 185–192. 11. Schatten K.H., Wilcox J.M., Ness N.F. A model of interplanetary and coronal magnetic fields // Solar Phys. – 1969. – Vol. 6, N 2. – P. 442–455. 12. Svalgaard L., Duvall T.L., Scherrer P.H. The strength of the Sun's polar fields // Solar Phys. – 1978. – Vol. 58. – P. 225–240.

В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.

ПРО РОБОТУ АСТРОНОМІЧНОЇ ОБСЕРВАТОРІЇ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА У 2011 Р.

Подано інформацію про роботу Астрономічної обсерваторії у 2011 р. Висвітлено найважливіші результати наукових досліджень.

The information on work of the Astronomical observatory for 2011. The basic results of scientific researches for 2011 are stated.

Інформація про роботу Астрономічної обсерваторії за 2006–2010 рр. була подана у Віснику Київського університету [1]. У 2010 році завершено виконання науково-дослідних тем, дослідження за якими велись у 2006–2010 рр. З 1 січня 2011 р. науковці обсерваторії розпочали виконання науково-дослідних робіт які включено до Комплексної наукової програми Київського університету імені Тараса Шевченка "Астрономія та фізика космосу" на 2011–2015 рр. (наказ від 7.12.2011 № 977–32).

Структура та склад. За станом на 1 грудня 2011 р. в обсерваторії працювало 39 співробітників за штатним розписом науково-дослідної частини та 25 - за штатним розписом адміністративно-господарчої частини і наукової бібліотеки університету. Наукових співробітників – 29 (6 докторів та 23 кандидати наук), інженерів – 10. В науковій роботі брали участь викладачі, аспіранти та студенти кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету.

В кінці 2010 р. і впродовж 2011 р. відбулися зміни у складі обсерваторії, а саме: звільнилися Борщ М., Титаренко П., Данільцев О., Сліпченко О.С., Хвиль Л.С. (грудень 2010 р.); у грудні 2011 р. звільнилися Курочка Є.В. і Касьян С.І., у зв'язку з виходом на пенсію, та Тележинський І.О., у зв'язку з переходом на роботу в іншу установу. У 2011 р. зараховані на роботу в обсерваторію випускники аспірантури Ботигіна О.О., Пономаренко В.О. а також Слюсар В.М.

До складу Астрономічної обсерваторії входять три наукові відділи - астрометрії та малих тіл сонячної системи, зав. відділу канд. фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник К्लещонок В.В.; астрофізики, зав. відділу доктор фіз.-мат. наук, професор Жданов В.І.; сонячної активності та сонячно-земних зв'язків, зав. відділу доктор фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник Лозицький В.Г., а також 2 спостережні станції (с. Лісники Києво-Святошинського р-ну і с. Пилиповичі Бородянського р-ну Київської області), наукова бібліотека і механічна майстерня.

Об'єм фінансування у 2011 р. становив: бюджетного – 2724,4 тис. грн; договірної – 70,0 тис. грн.; гранти на виконання НДР – 122,5 тис. грн.

За результатами роботи працівниками обсерваторії у 2011 р. опубліковано 72 наукові статті, з них 26 у закордонних виданнях, проведено 2 наукові конференції, зроблено 115 доповідей на конференціях, один експонат демонструвався на виставці.

Лозицька Н.Й. захистила кандидатську дисертацію "Вікові варіації магнітних полів сонячних плям та їх прояви у міжпланетному просторі та геосфері".

Тематика наукових досліджень. У 2011 році виконувались 3 бюджетні теми: "Характеристики розподілу матерії у Всесвіті та властивості об'єктів, розташованих на космологічних відстанях", науковий керівник проф. Жданов В.І., об'єм фінансування 1095.5 тис. грн.; "Магнітна активність Сонця і сонячно-земні зв'язки у новому 24 циклі", науковий керівник доктор фіз.-мат. наук Лозицький В.Г., об'єм фінансування 764.0 тис. грн.; "Фізичні та кінематичні характеристики малих тіл сонячної системи", науковий керівник член-кореспондент НАН України Чурюмов К.І., об'єм фінансування 864.9 тис. грн. Також виконувалась одна договірна тема "Фотохімічні та газодинамічні процеси при зіткненнях метеороїдів з Місяцем та в кометних комах", науковий керівник член-кореспондент НАН України Чурюмов К.І., об'єм фінансування 70.0 тис. грн.

Результати наукових досліджень.

Астрометрія та малі тіла сонячної системи. За результатами цифрової обробки спостережень коми комети 81P/Вільд 2, отриманих на піку Терскол, виявлено морфологічні особливості останньої, які дали можливість визначити позиційний кут вісі обертання кометного ядра та зробити висновок про тривалий час існування активних ділянок на кометних ядрах. На основі чисельних розрахунків еволюції орбіт комет отримано, що швидкість відтоку комет сімейства Юпітера в 3–4 рази перевищує швидкість їх поповнення за рахунок комет з більшими періодами та тіл типу Кентаврів. Зроблено висновок, що головне джерело ядер комет сімейства Юпітера слід шукати всередині орбіти Юпітера. Проведено кінематичну обробку результатів базисних телівізіонних спостережень метеорів, що проводились у вересні 2001 та 2003 років. Результати представлені у вигляді каталогів. Проведено пошук нових та підтвердження існуючих метеорних потоків. За спостереженнями на станції в с. Лісники отримано, опрацьовано і надіслано в Центр Малих Планет (MPC) 1812 позиційних спостережень, з них 1380 спостережень 44 комет, 432 спостереження 14 малих планет. З фільтрами I, R, V, B отримано тривалі серії фотометричних спостережень яскравих комет – C/2009P1, 78P.

Астрофізика. В теорії гравітаційного линзування досліджено окіл каустики-складки у присутності неперервної темної матерії (ТМ). У пост-лінійному наближенні за близькістю до каустики знайдено поправки до відомої формули для підсилення критичних зображень точкового джерела у гравітаційно-лінзовій системі за наявності ТМ. Показано, що вирази для критичних розв'язків і коефіцієнтів підсилення мають ту ж саму функціональну структуру, як за відсутності ТМ. Показано, що у залишку наднової "Вітрила" (Vela) важливу роль відіграють ударні хвилі, що виникають при взаємодії залишку із міжзоряними хмарами. Розроблена модель прискорення космічних променів у подібних залишках Наднових; на її основі пояснено особливості радіовипромінювання залишку Вітрила. Розроблено нові варіанти моделі конвективного руху галактик, в т.ч. у викривленому просторі-часі, з урахуванням статистичних ефектів, пов'язаних з помилками вимірювань. Створено та проаналізовано нові вибірки даних по променевим швидкостям галактик і ширинам лінії H β та на основі фотометричних параметрів огляду 2MASS. Створено оригінальну вибірку

спектрів квазарів з 7-го видання огляду SDSS, на цій основі отримано композитні спектри та оцінено характеристики Ly α лісу. Отримано теоретичні оцінки внеску теплових швидкостей темної матерії у контраст густини. Проведено дослідження швидкості зореутворення вибірки близько 800 компактних галактик великої світності на основі даних спостережень місії *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX) в ультрафіолетовому діапазоні спектру. Створено вибірку галактик Сейферта для подальшого вивчення зв'язків між випромінюванням в рентгенівському і радіодіапазонах.

Фізика Сонця, сонячно-земні зв'язки. За матеріалами спостережень повних сонячних затемнень 1851–2010 рр. досліджено залежність індексів фотометричної і геометричної стиснутості сонячної корони від рівня і фази сонячної активності. Показано, що в активних і спокійних протуберанцях на висотах 5–12 Мм виникають сильні локальні магнітні поля з індукцією 500–2000 Гс, причому магнітні поля в спокійних протуберанцях у 3–5 разів слабші, ніж в активних. Розраховано напівемпіричну модель глобальної полоїдальної циркуляції в конвективній зоні Сонця, яка базується на концепції чисто гідродинамічної нестійкої рідини, що обертається. Вивчено зміни середньорічних величин модуля індукції магнітних полів сонячних плям протягом 23-го та на початку 24-го циклів сонячної активності. Оцінено внесок індукційних електричних струмів, зумовлених неоднорідністю обертання Сонця, в нагрів нижньої корони. Досліджено особливості циклічності слабкої локальної та сильної великомасштабної складових низькоширотного магнітного поля Сонця, міжпланетного магнітного поля та геомагнітної активності впродовж останніх трьох (21–23) циклів активності. Розраховано магнітне поле сонячної корони в рамках моделі "потенційне поле – поверхня джерела" у потенційному та радіальному наближенні під час всіх повних сонячних затемнень 23 циклу сонячної активності.

Єфіменко В.М. Про роботу Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2006–2010 рр. // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2010. – Вип. 47. – С. 53–55.

Надійшла до редколегії 10.10.12

Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуск 49

Статті подано в авторській редакції

Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "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^{1/16}. Ум. друк. арк. 10,0. Наклад 300. Зам. № 212-6297.
Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № 39. Підписано до друку 06.12.12.

Видавець і виготовлювач
Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет",
б-р Т. Шевченка, 14, м. Київ, 01601
☎ (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](http://vpc.univ.kiev.ua)