ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ISSN 1723-273x

— АСТРОНОМІЯ —

—— 47/2011

Засновано 1958 року

Викладено результати оригінальних досліджень учених з питань фізики Сонця, позагалактичної астрономії, астрофізики високих енергій, астрометрії, метеорної і кометної астрономії та озону над Антарктидою. Випуск присвячено 165-річчю Астрономічної обсерваторії.

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

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. The issue is dedicated to the 165-th anniversary of Astronomical observatory. It is intended for scientists, post-graduate students and student-astronomers.

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В.М. Івченко, д-р фізмат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	В.М. Єфіменко, канд. фізмат. наук (заст. відп. ред.); О.В. Федорова, фізмат. наук (відп. секр.); Б.І. Гнатик, д-р фізмат. наук; В.І. Жда- нов, д-р фізмат. наук; В.І. Клещонок, канд фізмат. наук; Р.І. Кос- тик, д-р фізмат. наук; В.Г. Лозицький, д-р фізмат. наук; Г.П. Мі- ліневський, д-р фізмат. наук; С.Л. Парновський, д-р фізмат. наук; К.І. Чурюмов, д-р фізмат. 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 30.11.10 (протокол № 9)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/5 від 01.07.10
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

© Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2011

Парновський С., Шаров П., Парновський О.	
Картографування повної густини матерії у Місцевому Всесвіті за методом POTENT	4
Федорова Е.	
Рентгенівські властивості гравітаційно-лінзової системи Q0957+561	_
за даними спостережень XMM-Newton	5
	7
Слаоке гравітаціине лінзування	1
Пішкало м. Родочність індоком отнонуторті ронанної корони рід рірна ронанної актирності	0
Залежність індексу стиснутості сонячної корони від рівня сонячної активності	9
слосар в. Статистика коефіціентів пілемпення при мікропінауванні гаусівського лукерела тонковими масами	12
отатистика косфіцієнть підсилення при мікролінзуванні таусівського джерела точковими масами Анллієць О	
Алдрієць О. Виміріовання магнітних попів у спабких сонячних спапахах по пініях фотосфери та хромосфери	14
Борисенко С., Корсун П., Івашенко Ю.	
Визначення оптичної товшини атмосфери комети 73Р/Швассманн-Вахманн 3 (фрагмент С)	17
Ізотова І., Парновський С.	
Зореутворення у близькому Всесвіті: оцінки за ультрафіолетовим випромінюванням	
Лазоренко П., Карбовський В., Андрук В., Буромський М., Касьян С., Денисюк О.	
Київський мерідіанний аксіальний круг	
Лейко У.	
Про деякі особливості північно-південної асиметрії сонячної активності	23
Парновський О., Жук I.	
Регресійне моделювання космічної погоди	25
Гнатик Б., Маслюх В.	
Космічні промені високих енергій від гіпернових у Галактиці	
Клещонок В.	
Проект автоматичного програмного комплексу для опрацювання спостережень	
на Київському інтернет-телескопі	30
Ботигіна О., Лозицький В.	
Співставлення магнітних полів в активних протуберанцях, виміряних по лініях D ₃ HeI та Hα	32
Шатохіна С., Андрук В., Яценко А.	05
Перші результати астрометричної та фотометричної обробки сканованих платівок ПДА ГАО НАНУ	
Федоров II., Ахметов В. УВМ и ШОВАВСОС как роодизония вногодахтичнокой одорной очитом и координат	
ХРМ И ПІРРАКСОЅ как реализация внегалактической опорной системы координат.	20
ИХ ООЩНОСТЬ И РАЗЛИЧИЯ	
Селичко Ф., Гіхтегар А. Крирі блиско доказники колі ору, фазорі запожності блиско астрорідів 433 ЕРОС та 1627 ІРАР	11
Криві олиско показники кольору, фазові залежності олиско астреоідів 455 EFOC та тоді тівня Казанцов Л. францова К	
Лијнка кјаљкості білаземних астероїлів різних розмірів	43
Сцика клакост олизосмних астероідів різних розмирів	40
Шоло аномальної довготривалості 23-го цикло сочняної активності	46
Богдан Т., Гнатик Б., Кобзар О., Марченко В., Сушов О.	
Пентавр А як джерело космічних променів надвисоких енергій	49
Сфіменко В., Токій В.	
Про вплив індукційних електричних струмів на плазмові шари атмосфери Сонця	51
Єфименко В.	
Про роботу астрономічної обсерваторії	
Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 2006-2010 рр	53

Parnovsky S., Sharov P., Parnovsky O.	
Mapping the total matter density in the Local Universe with POTENT	4
Fedorova E.	
X-ray properties of the gravitational lens system Q0957+561 with XMM-Newton observations	5
Khmil S.	
Weak gravitational lensing	7
Pishkalo M.	
Flattening index of solar corona dependence on solar activity level	9
Sliusar V.	
Amplification coefficients statistics for Gaussian source microlensed by point masses	12
Andriets O.	
Measurements of magnetic fields in weak solar flares using photospheric and chromospheric lines	14
Borisenko S., Korsun P., Ivaschenko Ju.	
Optical depth determination of 73P/Schwassmann-Wachmann 3 comet atmosphere (fragment C)	17
Izotova I., Parnovsky S.	
Star formation in the nearby Universe: the ultraviolet point of view	19
Lazorenko P., Karbovsky V., Andruk V., Kleshchonok V., Lytvyn M., Bogatyrjov K., Denisjuk O.	
The Kyiv meridian axial circle with a new CCD camera	21
Leiko U.	
On some features north-south asymmetry of solar activity	23
Parnovsky O., Zhuk I.	
Regression modelling of space weather	25
Hnatyk B., Masliukh V.	
Cosmic rays high energies from hypernovae in the Galaxy	
Kleshchonok V.	
Project of the automate software complex for observation processing of the Kyiv Internet-telescope	30
Botygina O., Lozitsky V.	
Comparison of magnetic fields in an active prominence measured in D_3 HeI and H α lines	32
Shatohina S., Andruk V., Yatsenko A.	
First results of astrometric and photometric reduction of the PDA scanned plates of MAO NASU	35
Fedorov P., Akhmetov V.	
XPM and Hipparcos canalogues as a realization of the extragalactic coordinate reference system.	
Their similarity and differences	38
Velichko F., Rikhteghar A.	
Lightcurves, colours and magnitude phase dependences of the asteroids 433 Eros and 1627 Ivar	41
Kazantsev A., Frantseva K.	
Estimation for NEAs numbering of different sizes	43
Krivodubsky V.	
About anomalous long duration of the 23th cycle of the solar activity	46
Bohdan T., Hnatyk B., Kobzar O., Marchenko V., Suschov O.	
Centaurus A as a sorce of extra high energy cosmic rays	49
Efimenko V., Tokiy V.	
On the effect of inductive electric currents on plasmic layers of solar atmosphere	51
Efimenko V.	
On the work of Astronomical observatory of Kiev National Taras Schevchenko University during 2006-2010	53

УДК 52-336; 524.77

С. Парновський, П. Шаров, О. Парновський

КАРТОГРАФУВАННЯ ПОВНОЇ ГУСТИНИ МАТЕРІЇ У МІСЦЕВОМУ ВСЕСВІТІ ЗА МЕТОДОМ РОТЕNT

Ми застосували метод POTENT до останньої версії вибірки RFGC-галактик для відновлення поля швидкостей великомасштабного колективного руху галактик а відповідного просторового розподілу повної густини матерії на масштабах близько 100 h⁻¹ Мпк. Отримані мапи містять усі основні спостережувані об'єкти, включаючи Великий Атрактор, надскупчення Персей-Риби, скупчення Кома, стіну Кита та порожнечу Скульптора.

We applied POTENT method to the latest sample of RFGC galaxies to reconstruct the velocity field of large-scale collective motions of galaxies and the corresponding spatial distribution of total matter density on the scale of about 100 h⁻¹ Mpc. The resulting maps reveal all of the major observed features including Great Attractor, Perseus-Pisces supercluster, Coma cluster, Cetus wall and Sculptor void.

1. Вступ. У роботі [7] на основі вибірки [3] та списку пекулярних швидкостей [4], що включає 1561 галактику з каталогу RFGC [2], за допомогою методу POTENT було побудовано мапи розподілу повної густини матерії на масштабах до 75 h⁻¹ Мпк у 9 площинах (SGX, SGY, SGZ = -30, 0, +30 h⁻¹ Мпк). Ці мапи порівнювалися з мапами світної матерії, отриманими на основі інфрачервоного огляду IRAS, і продемонстрували добру якісну збіжність. Зокрема, вони містили основні спостережувані об'єкти, такі як Великий Атрактор, надскупчення Персея-Риби, скупчення Кома, стіну Кита та порожнечу Скульптора. Окрім цих добре відомих об'єктів, на Надгалактичній площині була присутня область підвищеної густини, яку не вдавалося ототожнити з будь-яким з відомих атракторів.



Рис. 1. Розподіл повної густини матерії на масштабі 80 h⁻¹ Мпк для Надгалактичної Площини

По осях відкладено надгалактичні координати SGX та SGY, перераховані у відповідні Габлівські швидкості. На рисунку позначені: GA – Великий Атрактор, Per-Psc – надскупчення Персея-Риби, Scl – порожнеча Скульптора, Com – скупчення Кома, Cet – стіна Кита, Phe – область підвищеної густини у сузір'ї Фенікса. Контури відповідають ізоденсам, що відраховуються від середньої густини матерії.

У даній роботі ця ж методика була застосована до вибірки [6] та списку пекулярних швидкостей [5], що включає 1623 галактики з каталогу RFGC [2]. Ця вибірка переважає попередню не тільки кількісно, а й якісно, оскільки для всіх галактик, що входять до неї, були перевірені та уточнені дані щодо ширини лінії НІ, деталі наведено в [6]. На Рис. 1 показано розподіл густини матерії у Надгалактичній Площині на масштабі 80 h⁻¹ Мпк. Якісно картина атракторів збігається з результатом роботи [7]. Цього разу ми порівнювали наші результати з більш точним та повним інфрачервоним оглядом 2MASS [1, 8]. З його допомогою нам вдалось ототожнити область підвищеної густини у лівому нижньому куті Рис. 1 з відносно невеликим скупченням у сузір'ї Фенікса, що знаходиться на відстані z = 0.02 – 0.03 за даними роботи [1] та близько 85 h⁻¹ Мпк за даними роботи [8].

2. Висновки. Таким чином, можна констатувати, що метод POTENT виявився стійким щодо зміни вибірки. Крім того, добра якісна збіжність між розподілом повної густини матерії за даними POTENT та розподілом світної матерії за даними інфрачервоних оглядів IRAS та 2MASS дозволяє стверджувати, що на масштабах 10-100 h⁻¹ Мпк відношення густин світної та темної матерій є близьким до постійного.

1. Jarrett T.H. Large Scale Structure in the Local Universe: The 2MASS Galaxy Catalog // Publications of the Astronomical Society of Australia. – 2004. – Vol. 21, № 4. – P. 396-403. 2. Karachentsev I.D. et al. The Revised Flat Galaxy Catalogue //Bull. SAO. – 1999. – Vol. 47. – P. 5-190. (astro-ph/0305566). 3. Parnovsky S.L., Tugay A.V. New list of peculiar velocities of RFGC galaxies // Astronomy Letters. – 2004. – Vol. 30. – P. 357-367. 4. Parnovsky S.L., Tugay A.V. New list of peculiar velocities of RFGC galaxies // ArXiv preprint. – 2005. (astro-ph/0510037). 5. Parnovsky S.L., Parnovski S.L., P

УДК 524.8

Е. Федорова

РЕНТГЕНІВСЬКІ ВЛАСТИВОСТІ ГРАВІТАЦІЙНО-ЛІНЗОВОЇ СИСТЕМИ Q0957+561 ЗА ДАНИМИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ XMM-NEWTON

Оброблено результати двох спостережень гравітаційно-лінзової системи (ГЛС) Q0957+561 "Перша Лінза" космічною місією XMM-Newton. Отримані спектри та очищені криві блиску зображень А та В квазара в ГЛС, відтворене припасування спектрів степеневою моделлю (фотонний індекс перевищує 2 і співпадає в межах похибок для обох спостережень, для обох зображень). Ані на кривих блиску під час окремих спостережень, ані між двома спостереженнями не помічено змінності потоку.

The results of two XMM-Newton observations of the gravitational lens system (GLS) Q0957+561 "First Lens" is analyzed. The individual spectra of both images A and B of the quasar in this GLS were extracted and modeled with a power-law model. The lightcurves obtained after background subtraction show no significant variability neither during the time of the two observations nor between them. Fitting the background-subtracted source spectra yields the power-law photon index above 2.



Рис. 1. Зображення А та В, MOS1, друге спостереження. Область фону показано пунктирними лініями.

Q0957+561 – історично перша позагалактична гравітаційно-лінзова система (ГЛС), відкрита у 1979 р. Вельшем, Гаршвеллом та Вейменом [7]. Складається з двох зображень радіогучного квазара із червоним зміщенням z_s =1.41, відстань між якими більше 6", та кластера галактик із червоним зміщенням z_g =0.36, що відіграє роль лінзи [6]. Час затримки сигналу між зображеннями становить приблизно 415 діб [3]. Тут неодноразово спостерігалося гравітаційне мікролінзування (ГМ) [3]. Рентгенівське випромінювання Q0957+561 вперше було віддетектоване космічною місією ROSAT у травні 1991, після чого цей об'єкт спостерігався нею декілька разів [1]. Ці спостереження не виявили жодних ознак змінності даного об'єкту. Найбільш успішними спостереженнями Q0957+561 в рентгені можна назвати *Chandra* (2001) [2], завдяки високій роздільній здатності цієї місії, яка дозволила відокремити зображення і одержати окремі спектри для них. Роздільна здатність XMM-*Newton* (камер ЕРІС) нижча, але достатня для розділення зображень на відстані 6 секунд дуги одне від одного. Q0957+561 спостерігався місією XMM-Newton двічі: 13 квітня 2001 (ID 0110930201) упродовж 25 ксек та 14 жовтня 2003 (ID 0147760101) на протязі 44 ксек. Під час першого спостереження тільки зображення А було в полі зору однієї з камер ЕРІС – MOS1. Зображення Q0957+561, одержані зі спостережних даних XMM-Newton, показані на рис. 1.

Зображення видимі крізь лінзову галактику, яка випромінює у м'якому рентгені [2]. Спектр галактики-лінзи тепловий із температурою близько 2 кеВ в енергетичних одиницях.

Аби виявити можливу змінність, було також побудовано криві блиску зображень під час обох спостережень. Для цього були зібрані фотони з колових ділянок радіусом 3" навколо зображень квазара (без відокремлення інтервалів низького фону, яке доцільно робити для спектрів). Фонові фотони було одержано з порожніх ділянок радіусом 10" і після врахування масштабних факторів (відношення площ), відраховано від значень потоку для ділянок, що відповідають зображенням. Сумарні криві блиску зображень, отримані камерами EPIC (для другого спостереження) та зображення A, одержана камерою MOS1 (для першого) показано на рис.2.



Рис.2. Криві блиску зображень квазара А та В, та фону, під час обох спостережень

Для порівняння результатів двох спостережень значення потоку, отримані під час першого спостереження для зображення А, були помножені на 4.5 (множник введено з міркувань того, що завдяки особливостям конструкції камери MOS детектують лише 40% потоку, яких надходить до них, тоді як камера PN детектує близько 100%). Швидкоплинної змінності під час обох спостережень виявлено не було. Потік випромінювання від зображення А під час першого спостереження збігається із значенням потоку від цього ж зображення під час другого спостереження. Відношення середнього значення потоку від зображення В до потоку від зображення А становить 0.7±0.15.



Рис.3. Спектри зображень А та В (камера pn, друге спостереження)

Спектри зображень були отримані із використанням стандартних процедур (evselect, backscale, rmfgen, arfgen). Спектри зображень А та В під час другого спостереження показано на рис. 3. Для моделювання спектрів використано спеціалізоване програмне забезпечення XSPEC v.12.2.1, що входить до складу програмного пакету HEASOFT 6.8. Внаслідок недостатньо тривалої експозиції для обох зображень не вдається відтворити припасування спектрів моделлю, складнішою ніж проста степенева із поглинанням. При цьому стовпчикова густина водню вважалася сталою, із фіксованим значенням, що відповідає поглинанню в Галактиці для цього об'єкту, тобто, 8.2*10¹⁹ см⁻² [4]. Результати припасування спектрів показані в Табл. 1.

Таблиця 1. Результати моделювання спект	грів зображень під час обох спостережень
---	--

Спостереження	Зображ.	Г	Потік _{0.5-2.0} , 10 ⁻¹³ erg/cm ² s	χ²/D.o.f.
0110930201	А	2.0±0.85	2.34±0.35	1.9/4
0147760101	А	2.11 ^{+0.27} -0.15	2.56 ^{+0.17} _0.12	10.2/10
	В	$2.26 \substack{+0.65 \\ -0.48}$	2.16±0.21	3.95/6
	разом	2.1±0.15	-	20.7/19

Добре видно, що фотонні індекси співпадають в межах похибок для обох спостережень (і так само для обох зображень під час другого спостереження. Вони також співпадають із значеннями, одержаними іншими авторами [1, 2]. Потік від зображень в діапазоні 0.5 – 2 кеВ також залишався сталим в межах похибок (для зображення А) під час обох спостережень. Відношення потоків В/А в такій моделі становить близько 0.8±0.2 і співпадає в межах похибок із значенням, отриманим з кривих блиску, а також із значенням, отриманим в роботі [2] на основі даних Chandra (0.74).

На жаль, час експозиції цих двох спостережень Q0957+561 не достатній для того, щоб відтворити більш точний аналіз спектру із використанням інших моделей. Але, попри відсутність помітної змінності в рентгені, цей об'єкт може становити деякий інтерес для спостережень такими місіями, як XMM-Newton та *Chandra* принаймні через можливість появи в цій ГЛС подій сильного ГМ. Особливо цінними в цьому відношенні були б одночасні оптичні та рентгенівські спостереження. Спостереження із більш тривалою експозицією могли б дати можливість перевірити більш складні моделі спектру, ніж проста степенева. Це становить особливий інтерес внаслідок того, що квазара в цій ГЛС є радіогучним (РГ). Адже для РГ об'єктів сучасна модель АЯГ [5] передбачає наявність експоненційного завалу в спектрі на енергіях нижче 100 кеВ. Враховуючи роботи Шилда із співавт. [8], присвячені можливій наявності магнітного поля у центрального об'єкту цього квазару, дослідження його спектру в рентгені могли б стати джерелом цінної інформації не тільки про його будову, але й з точки зору уявлень про структуру АЯГ в цілому.

1. Chartas G., Chuss D., Forman W. et al. X-ray detection of the primary lens galaxy cluster of the gravitational lens system Q0957+561 // Astroph. J. – 1998. – Vol. 504. – P. 661. 2. Chartas G., Gupta V., Garmire G. et al. Constraining H₀ from Chandra observations of Q0957+561 // Astroph. J. – 2002. – Vol. 565, Is. 1. – P. 96-104. 3. Colley W., Schild R., Abajas C., et al. Around the clock observations of the Q0957+561 A, B Gravitationally Lensed Quasar // Astron. J. – 2002. – Vol. 565, Issue 1. – P. 105-107. 4. Dickey J.M., Lockman F.J. H I in the Galaxy // A&A. – 1990. – Vol. 28. – P.215-261. 5. Ho L.C. "Low-State" Black Hole Accretion in Nearby Galaxies // Astroph. & Sp.Sci. – 2005. – Vol. 300, N1-3. – P.219-225. 6. Kundic T., Colley W., Gott J., et al. A Sharp Event in the Light Curve of 0957+561A and Prediction of the 1996 Image B Light Curve // Astroph. J. Lett. – 1995. – Vol.455. – p.L5. 7. Refsdal S., Surdej J. Gravitational Lenses: Sci. Prepr. No952. – ESO, 1993. – 89 p. 8. Schild R. E., Leiter D. J. and Robertson S. L. Direct microlensing-reverberation observations of the intrinsic magnetic structure of active galactic nuclei in different spectral states: a tale of two quasars// Astron. J. – 2008. – Vol.135. – P.947-956. Hagiňuna go pegkoneriï 02.06.10

УДК 524.8

С. Хміль

СЛАБКЕ ГРАВІТАЦІЙНЕ ЛІНЗУВАННЯ

Коротко розглянуті основні принципи та результати вивчення слабкого лінзування отримані за 10 років з часу виявлення космічного зсуву.

We consider in brief the basic principles and results of weak lensing studies that have been made within the 10 years since the detection of cosmic shear.

Вступ. Явище відхилення світлових променів гравітаційним полем космічних структур, розташованих вздовж променя зору, широко відоме тепер як гравітаційне лінзування. Воно є унікальним знаряддям вивчення розподілу всіх видів матерії, включаючи темну, у Всесвіті. У цьому огляді ми сконцентруємо увагу на так званому слабкому лінзуванні, яке не призводить до утворення кількох зображень джерела (зазвичай квазара), а проявляє себе лише як незначна деформація зображень віддалених галактик. Типова величина індукованої еліптичності зображення складає не більше за ~1%. Оскільки ми не знаємо, яку форму достеменно має зображення галактики за відсутності лінзування, неможливо виміряти величину цієї додаткової еліптичності у кожному окремому випадку, проте її можна визначити статистично, використовуючи узгодженість деформацій зображень декількох десятків чи навіть сотень галактик у межах певної ділянки на небі. Саме з цієї причини розглянуте явище називають ще космічним зсувом (cosmic shear). Вперше його виявили, спостерігаючи лінзування далеких джерел скупченнями галактик, а пізніше – у 2000 році – кілька дослідницьких груп сповістили про впевнені спостереження космічного зсуву.

Основні принципи. Масивні структури вздовж променя зору відхиляють промені світла, що надходять від далеких галактик. Нехай θ_i (i = 1,2) – двохвимірний вектор кутового положення джерела на небі, $\delta \theta_i$ – малий вектор відхилення променя зору за рахунок лінзування. Тоді матриця деформації зображення малого джерела A_{ij} дається рівнянням [5,6]

$$\mathbf{A}_{ij} = \partial(\partial\theta_i) \Big/ \partial\theta_j = \left(\delta_{ij} - \partial^2 \Psi \Big/ \partial\theta_i \partial\theta_j \right) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix}. \tag{1}$$

Тут Ψ – двохвимірний лінзовий потенціал, який визначається зваженою проекцією поля флуктуацій густини матерії вздовж променя зору κ ; причому вагова функція, що характеризує ефективність лінзування, безпосередньо пов'язана з глобальною геометрією Всесвіту. Параметр κ описує збіжність світлових променів (збільшення зображення), а комплексний зсув $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| \exp(2i\alpha)$ характеризує величину та орієнтацію α деформації зображення за рахунок лінзування (детальний та вичерпний виклад теорії див. у [1]). У режимі слабкого лінзування $\kappa \ll 1$, $|\gamma| \ll 1$ і тому використовується лінійне наближення. Якщо припустити, що всі галактики випадково орієнтовані за відсутності лінзування, тоді комплексна еліптичність ε , осереднена за ансамблем галактик, спостережних у заданій (малій) ділянці неба, задовольняє рівності:

$$\langle \varepsilon \rangle = \gamma / (1 - \kappa) \approx \gamma$$
 (2)

Таким чином, визначення космічного зсуву зводиться до незміщеного вимірювання обрисів фонових галактик.

Спостережна стратегія. Незміщений вимір обрисів фонових галактик не є тривіальною задачею, оскільки спостережні зображення в тій чи іншій мірі завжди є спотвореними. Перелічимо основні чинники, які треба враховувати при аналізі спостережних даних (більш детальне обговорення див., наприклад, у [5]). (а) Необхідно мати надійний алгоритм, щоб відрізнити фонові галактики від слабких зірок. (b) Галактики не виглядають як ідеальні світні кола і мають свою власну форму, якій притаманна велика еліптичність. (c) Функція розсіювання точки системи атмосфера + телескоп розмиває зображення і може як згладжувати ефекти лінзування, так і вносити систематичний інструментальний зсув через власну анізотропію. (d) Сучасні астрономічні приймачі записують зображення у дискретному вигляді, як набір елементів-пікселів, що може маскувати ефекти слабкого лінзування. (e) Шуми приймачів створюють додаткову невизначеність у спостережних даних. (f) Для вивчення залежності космічного зсуву від червоного зміщення (так звана трьохвимірна томографія) необхідно підвищити точність фотометричних червоних зміщень фонових галактик, яка на даний момент є низькою.

Кожний з цих чинників потребує ретельного аналізу з подальшим корегуванням. Особливо це стосується впливу функції розсіювання точки. Для слабкого лінзування звичним знаряддям перевірки спроможності того чи іншого методу коректно виключати систематичні похибки стало тестування з використанням модельних даних (див. сайт [9]). Важливо також зауважити, що в лінійному наближенні космічний зсув є безвихоревим (див. формулу (1)), і ця властивість слугує ще одним важливим тестом надійності опрацювання спостережних даних.

Двохточкова кореляційна функція. Нехай нам вдалося отримати розподіл зсуву γ в деякій ділянці неба. Щоб кількісно описати ефекти слабкого лінзування, використовується апарат кореляційних функцій. В загальному випадку, якщо фонові галактики знаходяться в *i*-му та *j*-му бінах червоного зміщення *z*, двохточкова кореляційна функція визначається як

$$\xi_{ij}\left(\left|\theta_{1}-\theta_{2}\right|\right)=\left\langle \gamma_{i}\left(\theta_{1}\right)\cdot\gamma_{j}^{*}\left(\theta_{2}\right)\right\rangle .$$
(3)

Зазначимо, що в наближенні слабкого лінзування двохточкова кореляційна функція збіжності к тотожна функції (3). В деяких роботах вже використовуються кореляційні функції вищих порядків.

Спектр потужності зсуву $C_{ij}(I)$ при кутовому хвильовому числі $I \in$ перетворенням Фур'є функції $\xi_{ij}(\theta)$. Як і лінзовий потенціал Ψ , $C_{ij}(I)$ залежить від розподілу всіх видів матерії вздовж променя зору і його можна записати як зважену проекцію спектра потужності розподілу густини маси $P_{\delta}(I)$ [7]. Таким чином, залежність ефектів слабкого лінзування від глобальної структури Всесвіту вказує на те, що статистику зсуву можна використовувати для встановлення обмежень на значення космологічних параметрів, а також безпосередньо вивчати розподіл темної матерії та темної енергії.

Результати. Тепер стисло розглянемо сучасні застосування слабкого лінзування, зупиняючись, за браком місця, лише на декількох, найбільш показових роботах.

Космологічні обмеження. На даний час, якщо не залучати дані інших спостережень, через брак точної інформації про червоні зміщення фонових галактик та порівняно мале покриття неба існуючими оглядами слабке лінзування дає обмеження лише на комбінацію параметру густини матерії Ω_m та амплітуди середньоквадратичних флу-

ктуацій маси всередині сфери радіуса $8h^{-1}$ *Мпк* σ_8 .

Наприклад, в роботі [8] був виконаний трьохвимірний аналіз огляду *HST COSMOS*, що покриває ~2 *кв. град* неба, а об'єм вибірки – близько півмільйона фонових галактик. Знання наближених фотометричних червоних зміщень дозволило розподілити ці галактики по кількох бінах. Для кожного з цих бінів було знайдене поле зсуву і побудовані двохточкові кореляційні функції. У підсумку були отримана оцінка комбінації космологічних параметрів $\sigma_8 (\Omega_m/0.3)^{0.44} = 0.866^{+0.085}_{-0.068}$ та прослідкований розвиток великомасштабної структури з часом.

На поточний момент найбільшим оглядом космічного зсуву є *CFHTLS* (*Canada-France-Hawaii-Telescope Legacy Survey*), що покриває загалом 140 *кв. град.* В [3] була знайдена двохкомпонентна кореляційна функція зсуву за спостереженнями фонових галактик з граничною зоряною величиною *i*' = 24.5 в межах 57 *кв. град.* Комбінуючи свої результати з даними трьохрічних спостережень космічного мікрохвильового випромінювання за відомим проектом *WMAP*, автори спромоглися отримати розділені оцінки: Ω_m = 0.248±0.019, σ₈ = 0.771±0.029.

У майбутньому, при наявності високоточної інформації про червоні зміщення та появи нових, більш широких оглядів можна чекати на справжній прорив у вивченні великомасштабної структури за допомогою слабкого лінзування.

Лінзування галактик галактиками. Всі фонові галактики зазнають впливу від слабкого лінзування галактиками, що знаходяться на передньому плані. Цей ефект призводить до незначної додаткової еліптичності у кілька відсотків із тенденцією витягання фонових галактик по дотичній до галактики переднього плану і спостерігається лише статистично як середнє, взяте за ансамблем багатьох пар галактик фону та переднього плану. В цьому напрямку досліджень зроблені перші кроки з метою побудови реалістичних моделей розподілу матерії у масивних темних гало галактик.

Картографія скупчень. Слабке лінзування, поряд із сильним, дозволяє реконструювати розподіл матерії, світної та темної, всередині скупчень галактик. Починаючи з 1990х було картографовано близько сотні скупчень. Найбільш вражаючий приклад – система 1Е 0657-558, яке є результатом зіткнення двох скупчень. В роботі [2] показано, що розподіл гавітаційного потенціалу в цій системі не відслідковує розподіл плазми, головної баріонної компоненти маси, а радше пов'язаний з розподілом галактик, що найбільш вірогідно свідчить про наявність домінуючої темної матерії.

Слабке лінзування та космічне мікрохвильове фонове випромінювання (КМФ). Це випромінювання є унікальним об'єктом вивчення, тому що несе інформацію про дуже ранній Всесвіт (*z* = 1100). Теоретичний розгляд показує, що великомасштабні лінзи згладжують піки спектру потужності КМФ, а дрібномасштабні викликають появу додаткової потужності в області затухання через дифузію. Загалом лінзування має істотний вплив (~10%) на спектр

потужності КМФ лише при великих кутових хвильових числах *I* > 1000 (відповідний кутовий масштаб ~ 0.1°), що, в принципі, можливо детектувати місією *Planck* [4].

~ 8 ~

Висновки та перспективи. З викладеного випливає, що слабке лінзування може зондувати розподіл всіх видів матерії, включаючи темну, на різних масштабах. Так, лінзування галактик галактиками дає змогу вивчати структуру темних галактичних гало. Лінзування скупченнями надає виключну можливість картографувати розподіл гравітаційного потенціалу в цих структурах, а також детектувати темні скупчення, що проявляють себе лише слабким лінзування галактик переднього плану. Нарешті, статистика космічного зсуву дозволяє вивчати будову Всесвіту та відслідковувати часове зростання його структур.

Таким чином, гравітаційне лінзування відіграє ключову роль у зондуванні космічних структур різних масштабів, позаяк воно реагує на всі типи матерії. Першочерговою задачею є створення більш широких та глибоких оглядів неба і покращення точності та надійності вимірювань слабкого лінзування. У найближчі 10-15 років планується, використовуючи наземні та космічні інструменти, створити огляди, які покриватимуть до 20000 *кв. град.* з ефективним числом фонових об'єктів до 100 в одній кв. мінуті (для більш детальної інформації див. [5] або сайти відповідних проектів). Якщо ці плани будуть реалізовані, можна буде не тільки значно покращити існуючі результати, але й розширити саме коло розв'язуваних задач, включаючи зсування природи темної енергії, тестування альтернативних теорій гравітації тощо.

1. Bartelmann M., Schneider P. Weak gravitational lensing // Phys. Repts – 2001. – Vol. 340, No. 4-5. – P. 291-472. 2. Clowe D., Bradac M., Gonzalez A. H. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 348, No. 1. – P. L109–L113. 3. Fu E., Semboloni H., Hoekstra M. et al. Very weak lensing in the CFHTLS Wide: Cosmology from cosmic shear in the linear regime // Astron. Astrophys. – 2000. – Vol. 479, No. 1. – P. 9-25. 4. Hanson D., Challinor A., Lewis A. Weak lensing of the CMB // arXiv:0911.0612v1 [astro-ph.CO]. 5. Hoekstra H., Jain B. Weak gravitational lensing and its cosmological applications // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2008. – Vol. 58. – P. 99-123. 6. Huterer D. Weak lensing, dark matter and dark energy // arXiv:1001.1758v2 [astro-ph.CO]. 7. Kaiser N. Weak gravitational lensing and the growth of structure // Astrophys. J. Suppl. – 2007. – Vol. 172, No. 1. – P. 239-253. 9. The Shear TEsting Programme STEP // http://www.physics.ubc.ca/~heymans/step.html

Надійшла до редколегії 16.06.10

УДК 523.947; 523.98:523.985-125

М. Пішкало

ЗАЛЕЖНІСТЬ ІНДЕКСУ СТИСНУТОСТІ СОНЯЧНОЇ КОРОНИ ВІД РІВНЯ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

Зібрано 165 значень величини індексу фотометричної стиснутості сонячної корони є = a+b (за визначенням Людендорфа) за матеріалами спостережень під час 59 повних сонячних затемнень 1851–2009 pp. Досліджено залежність індексу a+b від фази сонячної активності та від щоденного і середньомісячного значення числа Вольфа. Індекс стиснутості a+b антикорелює із величиною сонячної активності. Значення індексу стиснутості корони поблизу мінімуму 24-го циклу сонячної активності використано як передвісник для прогнозу максимальної амплітуди 24-го циклу. Отримано, що максимальна амплітуда 24-го циклу сонячної активності за числами Вольфа приблизно становитиме 92.5.

165 values of the solar corona photometric flattening index $\varepsilon = a+b$ (according to Ludendorff) were collected using data on 59 total solar eclipses in 1851–2009. The flattening index a+b dependences on phase of solar activity and daily and monthly sunspot numbers were investigated. The flattening index a+b is in anti-correlation with solar activity. The value of the flattening index at the minimum epoch of solar cycle 24 was used as precursor to forecast maximal amplitude of the cycle. It was found that maximal amplitude of solar cycle 24 in terms of the Wolf's numbers will amount to about 92.5.

Форма сонячної корони 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 лімбу переважно радіальних яскравих променів. На даний час установлено, що форма і структура корони визначаються глобальним і локальними великомасштабними магнітними полями Сонця.

У 1928 р. Людендорф [7] запропонував для кількісної характеристики форми сонячної корони під час затемнення використовувати параметр фотометричної стиснутості корони є, що визначається як деяка функція протяжності корони у полярних і екваторіальних напрямках за формулою

$$\varepsilon = \frac{d_0 + d_1 + d_2}{D_0 + D_1 + D_2} - 1,$$

де d_0 – екваторіальний діаметр ізофоти (чи ізоденси), d_1 і d_2 – діаметри ізофот на відстанях ±22.5° від d_0 , D_0 – полярний діаметр ізофоти, D_1 і D_2 – діаметри ізофот на відстанях ±22.5° від D_0 . Спостережена поблизу лімба залежність ε від відстані від центра сонячного диска може бути апроксимована лінійним виразом $\varepsilon = a+b(r-1)$, де r – середній екваторіальний радіус ізофоти, виражений у сонячних радіусах. Коли r = 2, то $\varepsilon = a+b$. Тобто, a+b – це екстрапольоване на відстань двох сонячних радіусів значення параметра фотометричної стиснутості корони $\varepsilon \cdot a+b$ і є класичним параметром Людендорфа; його ще називають індексом фотометричної стиснутості сонячної корони. Саме за цим параметром порівнюються корони під час різних повних сонячних затемненнях. Цей індекс є досить чутливим до довжини хвилі, характеристик приймача випромінювання і кількості точок, вибраних дослідником для лінійної апроксимації початкової спостереженої залежності $\varepsilon(r)$ при r = 1.1-1.6.

У даній роботі нами зібрані і проаналізовані 165 визначень параметра $\varepsilon = a+b$ за різними літературними джерелами для 59 повних сонячних затемнень 1851–2009 рр., з них 28 визначень отримано безпосередньо нами з аналізу зображень сонячної корони або її ізофот. На рис. 1 і 2 показані залежності параметра a+b від середньомісячного числа Вольфа і від фази сонячної активності. Фаза сонячної активності для моменту затемнення була обрахована за відомою формулою

 $\Phi = (T_{sam} - T_{mih})/|T_{makc} - T_{mih}|$, де T_{sam} – момент затемнення, T_{mih} і T_{makc} – моменти найближчих мінімуму і максимуму сонячного циклу. Значення T_{mih} і T_{makc} були знайдені нами за середньомісячними числами Вольфа (*http://sidc.oma.be*), що були попередньо двічі згладжені ковзаючим усередненням по 13-ти точках.



Рис. 1. Залежність індексу стиснутості сонячної корони є =a+b від середньомісячного числа Вольфа

На рис. 1 пунктирна лінія показує прямолінійну залежність параметра a+b від згладженого середньомісячного числа Вольфа, інтерпольованого на момент затемнення. На рис. 2 пунктирною лінією зображено квадратичну залежність параметра a+b від фази сонячної активності, лінії крапками знаходяться на відстані ± 0.2 по осі ординат від пунктирної лінії. Пунктирна лінія описується рівнянням $\varepsilon(\Phi) = 0.256 - 0.017 \cdot \Phi - 0.230 \cdot \Phi^2$, де Φ – фаза сонячної активності. Суцільна лінія на рис. 2 описується залежністю $\varepsilon(\Phi) = 0.108 + 0.157 \cdot \cos(1.97 \cdot \Phi)$. Як бачимо, індекс стиснутості сонячної корони є максимальним в епоху мінімуму сонячної активності і навпаки. Залежність $\varepsilon(\Phi)$ є приблизно симетричною відносно мінімуму активності, коли $\Phi = 0$. Всі спостережені значення параметра a+b знаходяться в межах від 0.0 до 0.4.



Рис. 2. Залежність індексу стиснутості сонячної корони є =a+b від фази сонячної активності Ф

Згідно з теорією сонячного динамо типу Бебкока-Лейтона [4, 6], величина полоїдального магнітного поля Сонця в мінімумі сонячної активності визначає величину тороїдального поля в наступному максимумі активності. Полоїдальне і тороїдальне магнітні поля Сонця спостерігаються відповідно як полярні магнітні поля і магнітні поля активних областей (сонячних плям). Тому різні спостережені характеристики полярного поля у мінімумі активності є, певною мірою, передвісниками амплітуди наступного максимуму активності.

Індекс стиснутості сонячної корони, спостереженої під час повних сонячних затемнень поблизу мінімуму активності, також є непрямою характеристикою полярного магнітного поля Сонця. ВІн був використаний нами для прогнозу амплітуди 24-го циклу сонячної активності. Ми відібрали для цього лише ті затемнення, які відбулися не більше ніж ±1 рік від моменту мінімуму активності у кожному циклі. Таких затемнень 11, визначень параметра *a+b* – 26. На рис. 3 згладжені середньомісячні числа Вольфа і спостережені значення індексу стиснутості корони поблизу мінімуму активності показані відповідно на верхній і нижній панелях. Можна бачити, що існує певна кореляція між індексом стиснутості корони поблизу мінімуму активності і числом Вольфа у наступному максимумі. Ця кореляція є досить значимою (P < 0.01, r = 0.62).



Рис. 3. Середньомісячні числа Вольфа W (вгорі) і значення індексу стиснутості сонячної корони ε =a+b під час повних сонячних затемнень в мінімумі активності ±1 рік (внизу)

Рис. 4 ілюструє залежність максимального згладженого середньомісячного числа Вольфа W_{max} від параметра *a+b* в мінімумі циклу; пряма лінія описується рівнянням $W_{max} = -4.0+459.4 \cdot (a+b)$. Якщо ми підставимо в це рівняння значення 0.21 [2] індексу стиснутості сонячної корони під час повного сонячного затемнення 2008 р., що відбулося поблизу мінімуму сонячного циклу 24, то можемо отримати прогнозоване значення максимальної амплітуди 24-го циклу. Таким шляхом отримуємо, що максимальна амплітуда поточного 24-го циклу сонячної активності за числами Вольфа приблизно становитиме 92.5. Цей прогноз є нижчим від більшості опублікованих прогнозів максимальної амплітуди 24-го циклу (див., наприклад [8]), зокрема й дещо нижчим від нашого попереднього прогнозу [1], але добре узгоджується із прогнозами, зробленими у роботах [3] і [5], де отримано, що W_{max} у 24-му циклі становитиме 88 і 87.5 відповідно.

Варто відзначити, що більшість прогнозів максимальної амплітуди 24-го циклу сонячної активності, зокрема й наш прогноз [1], мали попередній характер, оскільки вони грунтувалися на даних про незакінчений 23-й цикл, тобто були зроблені ще до настання мінімуму 24-го циклу. Тепер, коли мінімум циклу вже пройдено, прогноз максимальної амплітуди 24-го циклу за середніми характеристиками циклів можна скорегувати. Проведений нами аналіз середньомісячних чисел Вольфа, згладжених за 13-ти точками (дані були взяті із сайту *http://sidc.oma.be*), показав, що мінімум по числах Вольфа, згладжених за 13-ти точками (дані були взяті із сайту *http://sidc.oma.be*), показав, що мінімум по числах Вольфа *W_{min}* становив приблизно 1.8 у момент часу 2009.1. Користуючись цим значенням *W_{min}* і рівняннями (1) і (3) із роботи [1], знаходимо, що максимальне число Вольфа у 24-му циклі, отримане на основі кореляційних зв'язків між середніми характеристиками циклів, становитиме 88±17 на початку 2014 р. Отримане вище на основі даних про індекс стиснутості корони поблизу мінімумів активності прогнозоване значення *W_{max}* досить добре узгоджується із цим скорегованим прогнозом. Обидва прогнози вказують на те, що 24-й цикл сонячної активності буде слабшим за попередні цикли.



Рис. 4. Середньомісячне число Вольфа в максимумі активності W_{max} в залежності від індексу стиснутості корони ε =a+b в мінімумі активності

Таким чином, проведене нами дослідження показує, що індекс фотометричної стиснутості сонячної корони *a+b* змінюється у межах від 0 до 0.4, має максимальне значення поблизу мінімуму сонячної активності і навпаки. Розкид значень *a+b* становить біля 0.4 і майже не залежить від фази активності. Залежність індексу *a+b* від фази сонячної активності приблизно симетрична відносно мінімуму активності. Спостережене значення індексу фотометричної стиснутості сонячної сонячної корони *a+b* зактивності. Спостережене значення індексу фотометричної стиснутості сонячної корони поблизу мінімуму активності може бути використано для прогнозування величини наступного максимуму активності. Для 24-го циклу сонячної активності отримано прогноз, що максимальне значення середньомісячного згладженого числа Вольфа становитиме приблизно 92.5.

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. Пішкало М. І., Баранський О. Р. Сонячна корона під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. // Кинематика и физика небес. тел. – 2009. – Т. 25, № 6. – С. 474–481. 3. Чистяков В. Ф. Прогноз солнечной активности до 2030 года // Солнеч. данные. – 1983. – № 1. – С. 97–100. 4. Babcock H.W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle // Astrophys. J. – 1961. – Vol. 133. – Р. 572–587. 5. Duhau S. An early prediction of maximum sunspot number in solar cycle 24 // Solar Phys. – 2003. – Vol. 213, N 1. – P. 203–212. 6. Leighton R.B. A magneto-kinematic model of the solar cycle // Astrophys. J. – 1969. – Vol. 156. – P. 1–26. 7. Ludendorff H. Über die Abhängigkeit der Form der Sonnenkorona von der Sonnenfleckenhäufigkeit // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys.-Math. Klasse. – 1928. – Vol. 16. – P. 185–192. 8. Pesnell W.D. Predictions of solar cycle 24 // Solar Phys. – 2008. – Vol. 252. – P. 209–220. – DOI:10.1007/s11207-008-9252-2.

Надійшла до редколегії 10.06.10

УДК 524.8

В. Слюсар

СТАТИСТИКА КОЕФІЦІЄНТІВ ПІДСИЛЕННЯ ПРИ МІКРОЛІНЗУВАННІ ГАУСІВСЬКОГО ДЖЕРЕЛА ТОЧКОВИМИ МАСАМИ

В даній роботі проводиться статистичний аналіз кривих блиску протяжного гаусівського джерела при мікролінзуванні точковими однаковими масами. Криві блиску побудовано для 500 реалізацій розподілу мікролінз. Побудовано розподіли ймовірності для різних оптичних глибин мікролінзування. Для розрахунків кривих блиску використовується метод "ray shooting" з прямим розрахунком для всіх мікролінз. В ході дослідження було виявлено появу двох піків в розподілі коефіцієнтів підсилення при оптичній глибині мікролінзування в околі σ~0.5.

In this study statistical analysis of light curves of extended Gaussian source due microlensed by equal point masses is performed. The light curves are calculated for more than 500 realizations of microlensing field. The distributions of probability for different microlensing optical depths. The "ray shooting" method is used to obtain light curves. Direct calculations are performed for all microlenses. During the study there were found two separated peaks on the amplification distribution for microlensing optical depth around σ ~0.5.

1. Вступ. В позагалактичній гравітаційно-лінзовій системі (ГЛС) між джерелом (найчастіше квазаром) і спостерігачем знаходиться лінзуюча галактика, яка вносить зміни в яскравість джерела і породжує декілька його зображень. На фоні власних коливань яскравості квазара можна виділити коливання, що пов'язані саме з мікролінзуванням, це дозволяє аналізувати структуру джерела випромінювання в подіях з великим підсиленням (ПВП), таку можливість вперше було описано в [1]. Моделювання кривих блиску і їх статистичне вивчення проводилося в роботі [10], де визначалася різниця між різними моделями і можливість виявлення моделі джерела при спостереженнях.

В даній роботі проводиться статистичний аналіз кривих блиску протяжного джерела при фіксованих значеннях оптичних густин мікролінз без зовнішньому зсуву (ү=0) і без неперервної матерії на промені зору. Додатково до аналізу, проведеного в [10] в даній роботі розглянуто розподіли коефіцієнтів підсилення для різних оптичних густин та різних радіусів джерела. Виявлено, що для оптичних глибин в околі *σ*~*0.5* з'являється певна якісна специфіка цих розподілів. Область поля мікролінз складається з майже 10600х10600 пікселів при радіусі у 60 радіусів Ейнштейна. Всі мікролінзи мають однакову масу і розподілені по полю рівномірно. Для кожної реалізації генерується унікальне поле з мікролінзами; всього для кожного випадку отримано по 500 реалізацій. Рух джерела є лінійним, довжина траєкторії становить 5 радіусів Ейнштейна.

В п.2 приведено вихідні співвідношення, які використовувалися для розрахунків. В п.3 наведено розподіли коефіцієнтів підсилення для різних значень оптичної густини і розміру джерела.

2. Вихідні співвідношення. Розглядалася гаусівська модель джерела, оскільки як показано в роботі [10], влив моделі на ефекти мікролінзування є невеликим. Розподіл яскравості по диску джерела в цій моделі задається як:

$$P_{R}(r) = \frac{1}{\pi R^{2}} \exp\left[-\left(r/R\right)^{2}\right].$$
(1)

Рівняння лінзи без неперервної матерії на промені зору має стандартний вигляд [6]:

$$\mathbf{y} = A\mathbf{x} - \sum_{M} R_{E}^{2} \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}_{M}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_{M}|}, A = \begin{pmatrix} 1 - \sigma & 0 \\ 0 & 1 - \sigma \end{pmatrix}$$
(2)

Для загального лінзового відображення з площини зображень в площину лінзи: $\mathbf{x} = (x_1, x_2) \rightarrow \mathbf{y} = (y_1, y_2)$ підсилення протяжного джерела визначається формулою [6]:

$$\mathcal{K} = \frac{\iint P(\mathbf{y}(\mathbf{x}))d^2\mathbf{x}}{\iint P(\mathbf{y})d^2\mathbf{y}}$$
(3)

Складність аналітичних розрахунків пов'язана із великою кількістю мікролінз, оскільки сумування в (2) ведеться по всіх мікролінзах, то при великій кількості мікролінз задача не піддається розв'язанню аналітичними методами. Інтегрування (3) по всій площині зображення можна замінити на інтегрування в деякій обмеженій області, що й було зроблено в цій роботі. Це значно спрощує обрахунки і зменшує час, що витрачається на розрахунок кожної реалізації.

· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·					
Радіус поля мікролінз	60 R _E				
Зовнішній зсув	0				
Оптична густина мікролінз	[0.1;0.6]				
Повний шлях джерела	5 R _E				
Розмір області інтегрування в формулі (1)	70 R _E				
Крок інтегрування по ОХ та ОУ (піксель)	0.01 R _E				

Таблиця 1. Базові параметри симуляції

3. Розподіли коефіцієнтів підсилення. Було отримано криві блиску для джерела з радіусом половинної яскравості ті *R*_{1/2} = 0.1 для різних значень *σ* ∈ [0.1;0.6] для гаусівського розподілу яскравості по диску джерела.

Максимум розподілу при $\sigma = 0.1$ на Рис. 1. майже вдвічі вищий, ніж для $\sigma = 0.2$, видно, що зі збільшенням оптичної густини максимально ймовірне значення збільшується, а сама ймовірність при цьому зменшується, відповідно графік стає більш пологим.



Рис. 1. Розподіл коефіцієнтів підсилення Р(К), де К – коефіцієнт підсилення для σ = 0.1, σ = 0.2, σ = 0.3



Рис. 3. Розподіл коефіцієнтів підсилення для $\,\sigma$ = 0.495 , $\,\sigma$ = 0.5 , $\,\sigma$ = 0.505

Найбільший інтерес викликали розподіли коефіцієнтів підсилення при 0.4 < σ < 0.6, тому були побудовані розподіли для проміжних значень σ з цього інтервалу, ці розподіли представлені на Рис. 3.



Рис. 4. Розподіл коефіцієнтів підсиленя для радіусів половинної яскравості $R_{1/2} = 0.05, 0.1, 0.2$, довжина траєкторії становить $5R_E$, оптична глибина $\sigma = 0.5$, зовнішній зсув $\gamma = 0$

4. Обговорення. В даній роботі проведено повне моделювання ефектів мікролінзування для гаусівського джерела, що мікролінзоване точковими масами, яке не зводиться до наближенням лінійної каустики, оскільки моделювання за допомогою останнього методу має суттєвий недолік. Це наближенням сефективним лише на відстані від каустики порядку розміру джерела за умови, що розмір джерела значно менший за радіус кривини каустики, і не працює в області, де джерело можна розглядати як точкове. Пряме обчислення кривих блиску протяжного джерела виявило появу двох максимумів у розподілі коефіцієнтів підсилення при *σ* ≈ 0.5. Численні перевірки самого коду і його складових частин не показали ніяких відхилень від цієї тенденції і для більшого поля мікролінз, і для іншого напрямку траєкторії джерела. При цьому можна зазначити, що різниця між моделями є досить малою і становить не більше 10%, подібний результат було отримано раніше [10]. Вигляд розподілів коефіцієнтів підсилення при різних значення радіуса половинної яскравості джерела майже не змінюється, в цьому випадку лише змінюється максимум коефіцієнтів підсилення.

1. Chang K., Refsdal S. Flux variations of QSO 0957+561 A, B and image splitting by stars near the light path // Nature. – 1979. – Vol. 282. – P. 561-564. 2. Grieger B., Kayser R., Refsdal S. Gravitational micro-lensing as a clue to quasar structure // Astron. and Astrophys. – 1988. – Vol. 194. – P. 54–64. 3. Lewis G.F., Irwin M.J. The statistics of microlensing light curves – I. Amplification probability distributions // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1995. – Vol. 276, № 1. – P. 103– 114. 4. Mortonson M.J., Schechter P.L. Size is Everything: Universal Features of Quasar Microlensing with Extended Sources // Astrophys. J. – P. 003– Vol. 628. – P. 594–603. 5. Salata S.A., Zhdanov V.I. Statistical Astrometric Microlensing of Extended Sources // Astron. J. – 2003. – Vol. 125, № 3. – P. 103– 1037. 6. Schneider P., Weiss A. Light propagation in inhomogeneous universes: the ray-shooting method // MPA Rep. – 1987. – Vol. 311. – P. 46. 7. Warnbsganss J., Paczynski B., Schneider P. Interpretation of the microlensing event in QSO 2237 + 0305 // Astrophys. J. – 1990. – Vol. 358. – P. L33–L36. 8. Wozniak P., Alard C., Udalski A. The optical gravitational lensing experiment monitoring of QSO 2237+0305. A Hunt for Caustic Crossings // Astron. J. – 2000. – Vol. 529. – P. 88–92. 9. Wyithe J.S., Webster R.L., Turner E.L., Mortlock D.J. A gravitational microlensing determination of continuum source size in Q2237+0305 // MNRAS. – Vol. 315, № 1. – P. 62-68. 10. Спюсар В.М., Александров А.Н., Жданов В.И. Моделювання кривих блиску мікропінзованого протяжного джерела // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 2009. – № 45. – C.29-33.

Надійшла до редколегії 10.06.10

УДК 523.985

О. Андрієць

ВИМІРЮВАННЯ МАГНІТНИХ ПОЛІВ У СЛАБКИХ СОНЯЧНИХ СПАЛАХАХ ПО ЛІНІЯХ ФОТОСФЕРИ ТА ХРОМОСФЕРИ

У роботі наведено результати спектрофотометричного дослідження трьох слабких сонячних спалахів від 25 липня 1991 року балу SB, від 18 липня 2000 року рентгенівського балу C1.5 активної області NOAA 9077 та від 28 липня 2004 р. рентгенівського балу C4, який виник в активній області NOAA 652. На основі аналізу I ± V профілів Стокса для всіх трьох спалахів було виміряно величини усереднених магнітних полів і проведено перевірку на наявність маломасштабних просторово нероздільних структур магнітних полів. Показано, що в наближенні однорідного поля у деяких спалахах існував знакозмінний вертикальний градіснт магнітного поля. Розгляд ліній з близькими глибинами формування але різними факторами Ланде показує, що принаймні у двох спалахах існувала субтелескопічна структура магнітного поля з локальними індукціями понад 1 кГс.

The spectrophotometric results investigation of magnetic fields in the three weak solar flares of 28 July 2004, 18 July 2000 and 25 July 1991 are presented. The magnitudes of magnetic fields were measured and availability of unresolved magnetic structure test was carried out. Alternating vertical gradient of magnetic field was revealed for two of the investigated flares. Treatment of lines with similar formation depths and with different Lande factor shows that even if one subtelescopic structure was existed with strong magnetic field with local inductions over 1 kGs.

Вступ. На сьогодні магнітні поля у сонячних спалахах найкраще досліджені лише на фотосферному рівні. Є також обмежене число публікацій, в яких містяться результати магнітографічних вимірювань у зоні температурного мінімуму і хромосфери [2, 7, 14]. Та при вивченні хромосферних магнітних полів магнітографічним методом їх значення не зовсім достовірні, оскільки мають місце значні зміни у профілях хромосферних ліній в активних областях, що і піддає сумніву надійність отриманих результатів. Тому для спалахів більш надійними є дані, які можна отримати на основі аналізу спектрально-поляризаційних спостережень, адже вони дають розподіл параметрів Стокса по профілях спектральних ліній і дозволяють коректно відділити магнітні зміни від немагнітних.

Раніше нами при дослідженні спалаху рентгенівського балу С4 від 28 липня 2004 року було встановлено [4], що магнітне поле по лінії Fel 630.25 було в 1.6–1.8 рази сильніше, ніж поле по лінії Hα; було виявлено вказівки на практично нульовий вертикальний градієнт магнітного поля (∂B/∂h ≈ 0) при переході від рівня фотосфери до хромосфери, тоді як за межами спалаху – звичайний випадок ∂B/∂h < 0 [1]; синхронні з інтенсивністю в Hα зміни магнітного поля (магнітне поле було тим сильнішим, чим інтенсивніша спалахова емісія в Hα); поздовжня компонента В∥ в області спалаху практично була однаковою на рівні фотосфери й хромосфери, що вказує на певний фізичний механізм додаткового підтримання магнітного поля внаслідок, можливо, сильних електричних струмів у спалаху [8]; багатокомпонентна структура магнітного поля, коли всередині ділянок розміру 1Мм ймовірне існування принаймні двох маломасштабних компонент магнітного поля з індукціями 2.5–2.7 та 5.5–6.0 кГс.

Мета даної роботи – уточнити раніше отримані нами висновки і для інших спалахів такої ж потужності, порівнюючи напруженості магнітного поля у спалахах для рівнів фотосфери та хромосфери. А також вивчити еволюційні зміни магнітного поля у слабких спалахах на двох вказаних рівнях атмосфери та протестувати дані спостережень на предмет можливості існування субтелескопічних структур із сильними магнітними полями.

Матеріал спостережень та профілі ліній. Нижче вивчаються магнітні поля у трьох сонячних спалахах: 25 липня 1991 року, 18 липня 2000 року та 28 липня 2004 року. Потужності цих спалахів є такими: SB, C1.5 та C4, відповідно. Перший спалах виник в активній області недалеко від центру диску і мав координати *08⁰ N, 11⁰ Е.* Два інші спалахи виникли у групах плям NOAA 9077 та 652. Спалахи спостерігалися В.Г.Лозицьким на ешельному спектрографі горизонтального сонячного телескопа Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Магнітні поля у спалахах вимірювались по 13 спектральних лініях: Fel 6302.51, Fel 6301.51, Fel 5250.65, Fel 5250.21, Fel 5247.1, Crl 5247.6 та Hα 6562.82, Cr I 4339.45, VI 4341.013, Ti II 4341.369, Hγ 4340.47, D1Na 5895.923, D2Na 5889.953. Лінії підібрані так, щоб можна було а) прослідкувати зміни магнітного поля при переході від фотосфери до хромосфери та б) виявити ознаки присутності субтелескопічних магнітних полів.

На досліджених спектрограмах спектри I+V та I-V зафіксовані окремо, тому і фотометрія була також роздільною. Після фотометрії кожна пара регістограм мала бути взаємно "прив'язана" по довжинах хвиль λ. Така прив'язка здійснювалась по телуричним або немагніточутливим лініям. Після такої прив'язки магніточутливі лінії виявляли зеєманівське розщеплення по видимому відносному зсуву профілів I+V та I-V.

Фотометрія близько розташованих у спектрі вузьких телуричних ліній показала, що інструментальні зміщення знаходяться на рівні ± 2мÅ, що для ліній типу Fel 5250.2 відповідає похибкам ± 40 Гс. Для ліній, що мають менший фактор Ланде, похибки у стільки разів більші, у скільки разів менший їх фактор Ланде, точніше, фактор gλ², і тому для лінії Hα це дає величину похибок на рівні ±100 Гс.

У всіх досліджених спалахах лінії Fel мали звичайні фраунгоферові профілі, без емісійних піків у їх ядрах Лінії D1 та D2 також не мали чітко виражених емісійних піків, хоча у спалаху від 25 липня 1991 у ядрі лінії D1 явно була помітна злита з фраунгоферовим профілем емісія. Лінія На у двох спалахах, а саме: від 25 липня 1991 року та 28 липня 2004 року мала чітко виражені емісійні піки, а у спалаху від 18 липня 2000 року – не мала, тому магнітне поле по ній у даному спалаху виміряти було неможливо.

Результати вимірювань та їх обговорення. Аналізуючи знайдені величини магнітного поля по лініям фотосфери та хромосфери для спалаху від 25 липня 1991 року, ми отримали знакозмінний висотний градієнт магнітного поля. А саме: від середньої фотосфери по лінії Fel 1 5250.21 до рівня формування лінії D1Na 5895.923 величина індукції магнітного поля спочатку зростала, що свідчить про додатній висотний градієнт поля, а потім, досягши рівня формування лінії D1Na 5889.953, індукція магнітного поля зменшувалася, тобто спостерігався навпаки, від'ємний висотний градієнт. Для спалаху від 28 липня 2004 року з аналізу змін у значеннях поздовжньої компоненти магнітного поля видно, що індукція поля спочатку спадала при переході від середньої фотосфери до хромосфери, а потім, досягши висоти формування лінії D1Na 5895.923, зросла, про що свідчать дані в табл. 1.

		•		• •				
		Магнітне поле, Гс						
Спалах	Fel 6301.51 (Fel 5247.1)	Fel 6302.51 (Fel 5250.21)	D1Na 5895.923	Ηα 6562.82				
25.07.1991 05 : 36 : 40	(660)	(740)	1590	1100				
18.07.2000 05 : 11	250	130	-	-				
28.07.2004 5 : 46	1280	2200*	920	1400				

Таблиця 1. Знайдені величини магнітного поля по лініям фотосфери та хромосфери у різних спалахах

Примітка: В* – модуль магнітного поля (лише для лінії Fel 6302.51 у третьому рядку таблиці)

Тобто знакозмінний висотний градієнт магнітного поля спостерігався в обох випадках. Такі ефекти спостерігали і раніше, але для більш потужних спалахів [5].



Рисунок 1. Залежність відносних напруженостей B(gi)/B(g=3.0) від фактора Ланде для спалаху 18.07.2000. Зображено два моменти спалаху: 5:11 UT та 5:02 UT



Рисунок 2. Залежність відносних напруженостей B(gi)/B(g=3.0) від фактора Ланде для спалахів 25.07.1991 та 28.07.2004

Важливо дослідити магнітне поле у спалахах на наявність просторово нероздільних структур, що є значущим при інтерпретації результатів вимірювання магнітних полів. Тест на виявлення або відсутність таких структур полягає в наступному: якщо лінії з різними факторами Ланде, але близькими глибинами формування показують однакове виміряне магнітне поле, то по вхідній апертурі (тобто площі вхідної щілини спектрографа) немає субтелескопічних структур із сильним магнітним полем (>1 кГс); або ж їх так мало, що ефективний фактор заповнення набагато менший одиниці. Якщо ж магнітні поля по таким лініям різні за величиною, – наявність просторово нероздільних структур цілком імовірна [15].

З метою виявлення таких структур для трьох спалахів середньої потужності було досліджено співвідношення магнітних полів по лініям Fel 5247.1 (g=2.0), Crl 5247.6 (g=2.5), Fel 5250.2 (g=3.0) та Fel 5250.6 (g=1.50). Для цього було побудовано залежності B(g_i)/B(g=3.0) від фактора Ланде для трьох спалахів.

Із графіків на рис.1 та рис.2 видно, що залежності відносних напруженостей B(gi)/B(g=3.0) від фактора Ланде g для спалахів, за виключенням спалаху 25.07.1991, не відповідають випадку B(gi)/B(g=3.0) ≈ 1. А це означає, що у спалахах низької потужності 18.07.2000 та 28.07.2004 були присутні просторово нероздільні структури із сильним магнітним полем. Причому характерно, що у спалаху 25 липня 1991 року це ймовірно було поле протилежної полярності, тому що лінії з найменшими факторами Ланде показують тут найменше виміряне поле. Досліджені ділянки обох спалахів знаходились поза плямами. Подібні ефекти спостерігались для спалахів, але більшої потужності від 25.07.1981 та 05.11.2004 рентгенівських балів 2N та M4.1/1B відповідно іншими авторами [13].

Таким чином, у двох із трьох досліджених спалахів середньої потужності ймовірно існували просторово нероздільні магнітні структури з магнітними полями біля 3 кГс.

Висновки та їх обговорення. Було виявлено (в наближенні однорідного в картинній площині магнітного поля) знакозмінний висотний градієнт у спалахах від 18 липня 2000 року та 28 липня 2004 року. Для спалаху від 25 липня 1991 року було знайдено, що при переході від рівня середньої фотосфери по лінії Fel 1 525.021 до рівня формування лінії D1Na 589.5923 величина індукції магнітного поля спочатку зростала, що свідчить про додатній висотний градієнт поля, а потім, досягши рівня формування лінії D2Na 588.9953, індукція магнітного поля зменшувалася, тобто спостерігався навпаки, від'ємний висотний градієнт. Для спалаху від 28 липня 2004 року при аналізі змін у значеннях поздовжньої компоненти магнітного поля виявилось, що індукція поля спочатку спадала при переході від середньої фотосфери до хромосфери, а потім, досягши висоти формування лінії D1Na 589.5923, зростала.

Проведене дослідження виміряних магнітних полів у процесі трьох слабких спалахів залежностей "відносна напруженість B(gi)/B(g=3.0) – фактор Ланде g" дозволило встановити, що у спалахах низької потужності 18.07.2000 та 28.07.2004 були присутні просторово нероздільні структури із сильним магнітним полем. Подібні дослідження магнітних полів, але по магнітографічним даним для слабких магнітних потоків (B_{II} < 100-200 Гс) були проведені авторами [9], для потоків з помірними магнітними полями (B_{II} ≈ 500 Гс), виміряних в активній області поза спалахом [10] та для двох потужних спалахів [13], де також було знайдено вказівки на існування маломасштабних структур магнітного поля. Наші результати доповнюють існуючі уявлення про поведінку магнітного поля у спалахах і є важливими з точки зору вивчення саме спалахів низької потужності, оскільки вивченню таких спалахів не приділяється належної уваги.

Висловлюється щира подяка д.ф.-м.н. В.Г. Лозицькому за надання оригінальних спостережних матеріалів та допомогу у підготовці даної роботи.

Андрієць О.С., Лозицький В.С. Просторова неоднорідність і еволюція магнітного поля в області слабкого сонячного спалаху // Журнал фізичних досліджень. – 2009. – Т.13, №3. – С.3904-1. – 3904-5. 2. Барановский Э.А., Лозицкий В.Г., Таращук В.П.. Моделирование фотосферы и хромосферы двух мощных вспышек на Солнце (28 октября 2003г. и 1 сентября 1990 г.) //Кинематика и физика небесных тел. – 2009. – Том 25, № 5, – С. 373-384.
 Гуртовенко Э.А., Костык Р.И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. – 1989. – Киев: Наук. думка, 200с. 4. Лозицкий В.Г., Андриец Е.С. Сопоставление измерений магнитных полей в слабой солнечной вспышке по линиям На и Fel 6302.5 // Труды Уссур. астрофиз. Обсерватории. – 2008. – Вып. 11. – С. 112-116. 5. Лозицкий В.Г., Курочка Л.Н., Лозицкая Н.И. Знакопеременность высотного градиента магнитного поля в солнечной вспышке // Астрономический журнал. – 1986. – Т. 63, № 4. – С. 814-816. 6. Северный А.В. Некоторые проблемы физики Солнца. 1988, М.:

Hayka, 224 с. 7. Abramenko V.I., Baranovsky E.A. Flare-related changes in the profiles of six photospheric spectral lines // Solar Physics. – 2004 – Vol. 220, №1. – P.81-91. 8. Cornelis De Jager. Solar flares through electric current interaction. //Astrophys. and Space Science. – 1988 – Vol. 144, – P. 311 – 319. 9. Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., and Tsap T.T.: 1973, Solar Phys. 31, 307. 10. Lozitsky, V.G.: 2003, DrSc Dissertation, Kyiv, 299 pp. 11. Lozitsky V.G., Lozitska N.I. Line profiles and magnetic fields in the exclusively powerful solar flare of October, 2003: preliminary results // Kinematics and Physics of Celest. Bodies, Suppl. – 2005.– # 5. – P.148–150. 12. Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I. and Leiko U.M. Observations of magnetic field evolution in a solar flare. // Solar Physics. – 2000. – Vol. 191. – P. 171-183. 13. Lozitsky V.G., Staude J. Observational evidences for multi-component magnetic field structure in solar flares. // Journal of Astrophysics and Astronomy. – 2008. – Vol. 29, issue 3-4. – P. 387-404. 14. Solov'ev, A. A. The spherical magnetic vortex as an element of solar activity. // Astronomy Reports. – 1998 – Vol. 42, Issue 5, – P.694-701. 15. Stenflo, J.O. Magnetic-field structure of the photospheric network. // Solar Phys. – 1973 – Vol. 32, – P. 41-63. 16. Wang H., Goode P.R., Denker C., etc. Comparison of the 1998 April 29 M6.8 and 1998 November 5 M8.4 flares.// The Astrophysical Journal. – 2000 – Vol. 536, – P. 971 – 981

УДК 521.87

С. Борисенко, П. Корсун, Ю. Іващенко

ВИЗНАЧЕННЯ ОПТИЧНОЇ ТОВЩИНИ АТМОСФЕРИ КОМЕТИ 73Р/ШВАССМАНН-ВАХМАНН З (ФРАГМЕНТ С)

Проведено фотометричні спостереження комети 73Р/Швассманн-Вахманн 3 (фрагмент С) з телескопом Цейсс-600 (D=60 см, F=620 см) Андрушівської астрономічної обсерваторії з використанням вузькосмугового інтерференційного фільтра RC (7128/58). За зміною яскравості вибраних зір під час покриття їх кометною атмосферою отримано оцінки оптичної товщини кометної атмосфери та альбедо кометного пилу.

Photometric observations of comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3 (component C) were made with Zeiss-600 telescope (D=60 cm, F=620 cm) of Andrushivka astronomical observatory with help of RC narrowband cometary filter (7128/58). Variations of brightness of stars at occultation by cometary atmosphere were used for calculation of optical thickness of cometary atmospheres and albedo of cometary dust.

1.Вступ. Покриття відносно яскравих зір кометами – досить рідкісне явище, яке важко заздалегідь передбачити через неточності визначення кометних орбіт. Тим не менше, спостереження покриттів зір кометами є одним із методів для дослідження кометного пилу в навколоядерних областях комет. Вимірювання поглинання потоку випромінювання від зорі кометною атмосферою дає можливість безпосередньо визначити оптичну товщину пилу, оцінити альбедо кометного пилу. До тепер визначення оптичної товщини атмосфер комет під час покриття зір вже проводилось для комет 1Р/Галлей [6], С/1995 О1 (Гейл –Бопп) [8] та деяких інших яскравих комет [1, 3, 5, 7].

2. Спостереження. Спостереження проводились 9 та 13 травня 2006р. в Андрушівській астрономічній обсерваторії з телескопом Zeiss-600 (D = 60 см, F = 620 см). Для спостережень використовувався вузькосмуговий інтерференційний фільтр RC (7128/58). В якості приймача була використана ПЗЗ-камера STL-1001E.

Для дослідження була вибрана комета 73Р/Швассманн-Вахманн 3, яка навесні 2006 року розпалась на значну кількість фрагментів (більше 60). Найбільш яскравий компонент С виявився найбільш зручним для проведення фотометрії.

Для дослідження покриттів використовувались зорі з проекційною відстанню від фотометричного ядра комети не більше 30 секунд дуги. Для кожного випадку була зроблена серія експозицій тривалістю 30 – 60 секунд з урахуванням того, що повна тривалість явища покриття триває, як правило, близько 10 – 20 хв. Умови спостережень приведені в таблиці 1.

Дата, UT Травень 2006	<i>r</i> , a.o.	∆, a.o.	В, град	$ ho_{min},$ кут.сек	ρ, км	Зоря	т
9.84653	1.025	0.082	75.0	3	180	2655:1216	10.0
13.95833	1.003	0.080	93.0	12	700	2187:132	10.2

Таблиця 1. Обставини спостережень покриттів зір кометою 73Р/Швассманн-Вахманн 3

Тут UT – момент спостережень на середину серії експозицій, r – геліоцентрична відстань комети, а.о., Δ – геоцентрична відстань комети, а.о., β – фазовий кут комети, ρ_{min} – найменша відстань зорі від фотометричного центра комети, ρ – ця ж відстань в км, номер зорі за каталогом GSC, m – зоряна величина зорі.

3.Фотометричні дослідження. Під час руху по орбіті комета проектується на небесну сферу, при цьому кометна атмосфера може проектуватись на зорю, зменшуючи при цьому потік випромінювання від неї. В такому випадку загальна спостережувана інтенсивність *I_{sum}* рівна ослабленому через поглинання випромінюванню зорі *I_se^{-т}* та випромінюванню комети *I_{com}* в цій ділянці коми:

$$l_{sum} = l_s e^{-T} + l_{com}$$

де I_S – інтенсивність випромінювання зорі поза покриттям. Звідси можна знайти оптичну товщину в точці покриття:

$$\tau = \ln \frac{I_s}{I_{sum} - I_{com}} \tag{1}$$

Під час досліджень припускалось, що комета була фотометрично стабільною, без проявів явної активності. Це припущення було підтверджене візуальними спостереженнями комети.



Рис. 1. Зображення покриттів зір кометою 73Р/Швассманн-Вахманн 3 (фрагмент С): а) травень 9.84653, б) травень 13.95833

Для точності оцінок *т* найбільш важливим є забезпечити уникнення впливу кометної атмосфери при вимірюванні *I*_S, а також правильна оцінка різниці *I*_{sum} – *I*_{com}, яка при досить розмитому зображенні зорі може бути спотворена фотометричними похибками. Для вдалого експерименту важливо забезпечити, щоб вибрана для дослідження зоря була яскравіша, ніж кометна атмосфера вздовж видимого шляху покриття.

4. Оцінки альбедо кометного пилу. Дослідження поглинання може бути використано для визначення альбедо пилинок кометної атмосфери [3, 5]. Оптична густина τ залежить від густини стовбця вздовж променя зору *N(I)* та перерізу розсіяння частинок σ :

$$N(I)\sigma \leq a$$

Для кометного пилу можна отримати значення величини пилопродуктивності *Af* ρ , де *A* – альбедо пилу для даного кута розсіяння, *f* – фактор ефективності фотометричної апертури (відношення перерізу розсіяння пилу до розміру апертури), ρ – радіус апертури на кометі, см.

При умові зміни поверхневої яскравості комети як 1// фактор ефективності буде:

$$f = 2N(I)\sigma$$

Тоді, використовуючі дані для пилопродуктивності з [4] на відповідну дату отримаємо

$$A = \frac{Af\rho}{f\rho} = \frac{Af\rho}{2N(I)\sigma\rho} = \frac{Af\rho}{2\tau\rho}$$



Рис.2. Розподіл оптичної товщини в атмосфері комети 73Р/Швассманн-Вахманн 3 (фрагмент С): а) травень 9.84653, б) травень 13.95833

Якщо брати $\rho = \rho_{min}$, то можна оцінити альбедо кометного пилу. Результати обчислень приведені в таблиці 2.

Таблиця 2. Результати абсорбційної фотометрії

$ ho_{min}$, KM	τ _{max}	<i>Аfρ</i> [4] см	A _{min}
180	0.196 ± 0.059	4000	0.00057
700	0.195 ± 0.057	5000	0.00018

Величина т_{тах} відповідає найменшій проекційній відстані.

Отримані значення альбедо цілком співвідносні зі значеннями отриманими раніше для комети Боуелла [5] та для комети С/1990 К1 (Леві) [1].

5. Оцінка похибок вимірювань. Абсолютна похибка логарифмічної функції рівна відносній похибці функції під логарифмом, яка зводиться в даному випадку до похибок фотометричних вимірювань. Відносна похибка оцінки інтенсивності виміряного сигналу (в зоряних величинах) рівна

$$\Delta m = 2.5 \lg(1 + \frac{1}{SNR})$$

де SNR – відношення сигнал-шум.

$$SNR = \frac{N}{\sqrt{N + N_{sky} + N_{dark} + N_{read}^2}}$$

тут *N* – кількість фотоелектронів отриманих від об'єкта за секунду, *N_{sky}* – кількість фотоелектронів отриманих від неба, *N_{durk}* – кількість темнових фотоелектронів за секунду, *N_{read}* – величина шуму зчитування.

Для камери STL-1001E значення N_{dark} = 9 е⁻/с, N_{read} = 14.8 е⁻/с. А також N = 2*I*, де *I* – кількість відліків від об'єкта або неба відповідно, які отримані безпосередньо при апертурній фотометрії.

Тоді загальна похибка буде рівна

$$\sigma = \Delta m_{\rm S} + \Delta m_{\rm sum} + \Delta m_{\rm com}$$

або у відсотковому співвідношенні

$$\sigma = \frac{\Delta m_{\rm S}}{m_{\rm S}} + \frac{\Delta m_{\rm sum}}{m_{\rm sum}} + \frac{\Delta m_{\rm com}}{m_{\rm com}}$$

Для обох дат ця величина становила близько 30 відсотків.

Абсолютні похибки отриманих значень для τ приведені в таблиці 2.

Оцінки точності визначення альбедо кометного пилу не враховують точності визначення пилопродуктивності, а також похибок визначення відстані до ядра та відхилень просторового розподілу пилу від сферично симетричного.

6.Висновки. Явища покриття кометами яскравих зір є відносно рідкісними, спостереження таких явищ досить кропіткі, а результати отримані після вимірювань є відносними. Тому подібні дослідження не набули поширення. Втім для яскравих комет, які проходять неподалік Землі дослідження таких явищ має право на існування. За наявності достатньої кількості спостережень (З або більше зір за одну ніч) можна було б оцінити залежність $\tau (\rho)$ – зміну оптичної товщини атмосфери з відстанню від ядра комети.

Певних похибок в результати фотометрії вносить той факт, що зображення зорі має значні розміри, особливо при зйомці з довгофокусною оптикою. Крім того, для подібних спостережень більш зручними є яскраві комети з потужною протяжною атмосферою, які проходять ближче до Землі.

Використання вузькосмугового інтерференційного RC фільтра дозволяє оцінити також альбедо кометного пилу.

Робота виконана з використанням ПЗЗ-камери STL-1001E, яка була отримана за сприяння міжнародного фонду UNESCO-ROSTE.

1. Розенбуш В.К. Спектральные и фотометрические особенности избранных комет // Диссертация к.ф.-м.н. – Киев. – 2004. – 178 с. 2. Яновицкий Э.Г., Думанский З.О. Таблицы по рассеянию света полидисперсной системой сферических частиц – Киев.:Наукова думка. – 1972. – 124 с. 3. Combes M., Lecacheux J., Encrenaz T., Sicardy B., Zeau Y., Malaise D. On stellar occultations by comets // Icarus. – 1983. – 36, N 2. – P. 229–232. 4. Kidger M. http://www.observadores-cometas.com 5. Larson S.M., A'Hearn M.F. Comet Bowell (1980b): Measurement of the optical thickness of the coma and particle albedo from a stellar occultation // Icarus. – 1984. – 58, N 3. – P. 446–450. 6. Nazarchuk H.K., Shulman L.M. Spectral survey of the Comet Halley atmosphere during an occultation of a star // Astron. Nachr. – 1997. – Vol. 318. – P.45 – 50. 7. Rozenbush V.K., Rosenbush A.E., Dement'ev M.S. Comets Okazaki-Levy-Rudenko (1989 XIX) and Levy (1990 XX): Polarimetry and stellar occultations //Icarus. – 1994. – Vol. 108, № 1. – P.81 – 91. 8. Rozenbush V.K., Shakovskoj N.M., Rosenbush A.E. Polarimetry of comet Hale-Bopp: Linear and circular polarization, stellar occultation // Earth, Moon, and Planets. – 1997. – Vol. 78, № 1-3. – 9.381. – 386.

Надійшла до редколегії 08.06.10

УДК 524.7

I. Izotova, S. Parnovsky

STAR FORMATION IN THE NEARBY UNIVERSE: THE ULTRAVIOLET POINT OF VIEW

На основі даних випромінювання галактик у ультрафіолетовому діапазоні спектру, отриманих місією Galaxy Evolution Explorer (GALEX), оцінено швидкість зореутворення вибірки близько 4000 блакитних компактних галактик. Отримано, що медіанне значення темпів зореутворення, оцінених за випромінюванням галактик у далекому та близькому ультрафіолетовому діапазонах, становить близько 0.5 М_©рік⁻¹. Показано, що коректне врахування екстинкції випромінювання галактик в ультрафіолетовому діапазоні в середньому на 20 % 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 4000 blue compact galaxies. The median values of star formation rate derived from the far- and near- ultraviolet emission of galaxies are about $0.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. The extinction-corrected star formation rates are shown to be on average 1.2 times larger than uncorrected ones.

Introduction. Star formation rates (SFR) in galaxies are key probes of the evolution of galaxies. The recent star formation rate is often measured from the light emitted by young stars: due to their short lifetimes, their luminosity is directly proportional to the rate at which they are currently forming. H_a nebular line emission, galaxy emission in the far infrared (FIR) range and the ultraviolet (UV) non-ionising continuum radiation are ones of the fundamental widely used star formation rate indicators. However, the use of UV emission to trace the star formation is largely hampered by the presence

of dust, which absorbs and scatters the UV light; the FIR emission is not affected by this limitation. In fact, the UV and FIR emission are complementary: the ultraviolet light is absorbed and reemitted in the FIR by the dust grains. H_a nebular emission arises from the recombination of gas ionized mainly by the most massive O- and early-type B-stars with $M > 17 M_{\odot}$. It therefore traces star formation over their lifetimes a few million years. In contrast, non-ionising UV emission primarily originates from the O- through late-type B-stars with masses $M > 3 M_{\odot}$, and thus is the characteristics of star formation averaged over ~10⁸ years. Detailed review of SFR determination can be found, i.e. in [4]. **Observational data and calculation.** We use the Galaxy Evolution Explorer (GALEX) Medium Imaging Survey (MIS)

Observational data and calculation. We use the Galaxy Evolution Explorer (GALEX) Medium Imaging Survey (MIS) and All-sky Imaging Survey (AIS) data (see http://galex.stsci.edu/GR4) to estimate galaxy star formation rate for the sample of about 4000 blue compact galaxies [2] selected from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) catalogue. GALEX is a NASA Small Explorer mission performed the all sky ultraviolet survey in two bands: far-UV (FUV, λ eff = 1528 Å) and near-UV (NUV, λ eff = 2271 Å). The prime goal of GALEX is to study star formation in galaxies and its evolution with time. The major science objectives and characteristics of GALEX, and of surveys are described in [5, 6].

We matched GALEX data and sample of blue compact galaxies [2]. We use MIS and AIS GALEX data to extract FUV and NUV fluxes of blue compact galaxies of our sample. These data combined with the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) data provide the calculation of UV galaxy luminosities (we use the Hubble constant $H_0 = 75 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$). Fig.1 shows distribution of galaxy distances.

Because UV radiation of galaxies is reduced by dust extinction, we applied reddening corrections to UV band fluxes using Cardelli et al. [1] reddening law and adopting the colour excesses E(B–V) from the dust reddening map for Galaxy [7]. The mean R_v-dependent extinction law [1] has the form:

$$\langle A(\lambda) / A(V) = a(x) + b(x) / R_V \rangle.$$
(1)
In (1) $R_V = 3.1$, and for $x = 1/\lambda$ (µm) we have (if $3.3 \ \mu m^{-1} \le x \le 8 \ \mu m^{-1}$):
 $a(x) = 1.752 - 0.316x - 0.104 / [(x - 4.67)^2 + 0.341] + F_a(x)$
 $b(x) = -3.090 + 1.825x + 1.206 / [(x - 4.62)^2 + 0.263] + F_b(x)$
 $F_a(x) = -0.04473(x - 5.9)^2 - 0.009779(x - 5.9)^3$ ($8 \ge x \ge 5.9$)
 $F_b(x) = 0.2130(x - 5.9)^2 + 0.1207(x - 5.9)^3$ ($8 \ge x \ge 5.9$)
 $F_a(x) = F_b(x) = 0$ ($x(5.9$)
H) (for which extracting one calculated as follows: $F_a(x) = F_b(x) = 0$ ($x(5.9)$)

UV fluxes corrected for dust extinction are calculated as follows: $F_{corr}(\lambda) = F_{obs}(\lambda)2.5^{\circ}$

The star formation rates are calculated using the relation [4]:

$$SFR_{UV}(M_{\Theta}yr^{-1}) = 1.4 \times 10^{-28} \times L_{UV}(ergs \cdot s^{-1}Hz^{-1}).$$
⁽²⁾

This SFR calibration (2) is obtained adopting a Salpeter initial mass function with the mass limits 0.1 and 100 M_{\odot} , and assuming a continuous star formation over the time scales of 10⁸ years or longer.

Our preliminary results are as follows: the studied galaxies are relatively unobscured ones with the median values of the FUV and NUV dust attenuation of $\langle A_{FUV} \rangle = 0.26$ and $\langle A_{NUV} \rangle = 0.21$, respectively.

The median values of star formation rate from the FUV and NUV data are $\langle SFR_{FUV} \rangle = 0.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and $\langle SFR_{NUV} \rangle = 0.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, respectively. Fig.2 shows distribution of star formation rates SFR_{FUV} derived from galaxies far ultraviolet radiation. The extinction-corrected SFRs are on average 1.27 times and 1.21 times larger than uncorrected ones for FUV and NUV, respectively.





Fig.1. Distribution of galaxies distances ($H_0 = 75 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$)

Fig.2. Distribution of star formation rates SFR_{FUV} derived from galaxies far ultraviolet radiation (SFR_{FUV} in $M_{\odot}yr^{-1}$)

Be received 20.06.10

For comparison, median values of the SFRs derived from the far infrared luminosities for different galaxies samples are as follows: $\langle SFR_{FIR} \rangle = 3.5 \text{ M}_{\odot} \text{yr}^{-1}$ - isolated galaxies (N = 323) [9]; 0.7 M_{\odot} yr⁻¹ - normal galaxies from the VIRGO cluster (N = 124) [9]; 16.1 M_{\odot} yr⁻¹ and 9.6 M_{\odot} yr⁻¹ - starburst galaxies from the First Byurakan Survey (N = 442) and from the Second Byurakan Survey (N = 39), respectively [3]; 2.8 M_{\odot} yr⁻¹ - starburst galaxies from the SDSS DR4 (N = 350) [8]. Median value of the SFRs derived from the H_a nebular line emission is equal to $\langle SFR_{H\alpha} \rangle = 0.82 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (N = 7006) for sample of starburst galaxies from SDSS DR4 [8].

1. 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. 2. Izotov Y.I., Stasinska G., Meynet G. et al. The chemical composition of metal-poor emission-line galaxies in the Data Release 3 of the Sloan Digital Sky Survey // Astron. and Astrophys. – 2006. – V. 448, N 3. – P. 955 – 970. 3. Izotova I., Parnovsky S., Izotov Y. Star formation rate in starburst galaxies // New astronomy reviews. – 2000. – V.44. – P. 283-285. 4. Kennicutt R.C., Jr. Star formation in galaxies along the Hubble sequence // Annu.Rev.Astro.Astro.Astrophys. – 1998. – V. 36. – P. 189–230. 5. 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. 6. 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. 7. Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds // AStrophys.J. – 1998. – V. 500. – C. 525. 8. Изотова И.Ю., Парновский С.Л. Эмиссионные галактики из обзора SDSS DR4: статистические исследования текущего звездообразования // Кинематика и физика небесных тел. – 2008. – T.24, № 4. – с.249-262. 9. Изотова И.Ю., Парновский С.Л. Тютюнник А.А. Изолированные галактики: излучение в дальнем инфракрасном диапазоне, скорость и эффективность звездообразования // Кинематика и физика небесных тел. – 2006. – T.22, № 3. – C187-203.

УДК 520.253

П. Лазоренко, В. Карбовський, В. Андрук, М. Буромський, С. Касьян, О. Денисюк

КИЇВСЬКИЙ МЕРИДІАННИЙ АКСІАЛЬНИЙ КРУГ

В 2000 році була проведена модернізація меридіанного аксіального круга (МАК). На телескопі був установлений мікрометр з ПЗЗ-приймачем. За результатами спостережень на МАК в 2001-2003 рр. створено ПЗЗ-каталог КМАС1, який містить положення, власні рухи та фотометричні В, V, R, r', J величини для 100 тисяч зірок в полях з об'єктами ICRF. Похибка положень та V величин у каталозі відповідно дорівнюють 50-90 мсд та 0.1^m для зірок V<15^m. Каталог доступний в електронному виді в Страсбурзькій базі даних (ftp.cdsarc.u-strasbg.fr). 2009 році на (МАК) встановлено нову ПЗЗкамеру Ародее Alta U47. За результатами тестових спостережень на МАК в 2009 р. отримані похибки положень та V величин відповідно 0.1^m та 0.09^m для зірок каталогу ТҮСНО-2. Проводяться спостереження зірок в екваторіальній області неба з метою визначення їх точних положень, власних рухів та блиску.

The meridian axial circle (MAK) was upgraded in 2000 by installing the CCD camera as the image detector. Based on observations obtained in 2001-2003, we compiled the first CCD catalogue KMAK1 which contains positions, proper motions, and photometric B, V, R, r', J values of 100 thousand stars in fields with ICRF objects. The external accuracy of one catalogue position is 50-90 mas for V<15 mag stars and the average photometric error is better than 0.1 mag. The catalogue is available at ftp.cdsarc.ustarsbg.fr. A new CCD camera Apogee Alta U47 was installed in 2009. Test observations obtained in 2009 show that precision of positions and V magnitudes for reference stars of Tycho2 catalogue is about 0.1" and 0.09^m respectively. The telescope is used for observations of equatorial stars with the aim of measuring their positions, proper motions and magnitudes.

В 2000 році була проведена модернізація меридіанного аксіального круга (МАК) Голосіївської астрономічної обсерваторії та Київського університету. На телескопі був установлений мікрометр з приймачем зображення ПЗЗматрицею ISD017AP, виготовлений в Миколаївській астрономічній обсерваторії та реалізована фотометрична система, що відповідає стандартній V смузі Джонсона. В 2001 році телескоп введений в експлуатацію в режим штатних спостережень, і розпочато виконання двох програм:

≻ спостереження зірок в площадках з радіоджерелами – об'єктами ICRF з метою створення опорного астрометричного каталогу зірок до V=17^m в напрямі на позагалактичні радіоджерела;

спостереження зірок в екваторіальній зоні (δ = 0° +5°) з 4-кратним перекриттям сканів. Програма має на меті поширення опорної системи Hipparcos-Tycho на зорі до V=17^m, отримання їх фотометричних характеристик та визначення власних рухів.

В рамках першої програми за результатами спостережень на МАК в 2001-2003 рр. створено ПЗЗ-каталог КМАС1, який містить положення, власні рухи та фотометричні *B, V, R, r', J* величини для більш ніж 100 тисяч зірок в полях розміром 46'х24' з об'єктами ICRF. Похибка положень та V величин у каталозі відповідно дорівнюють 50-90 мсд та 0.1^m для зірок V<15^m. Каталог доступний в електронному виді в Страсбурзькій базі даних (ftp.cdsarc.u-strasbg.fr).

В рамках другої програми з вище згаданим ПЗЗ-мікрометром протягом 2001-2005рр. отримано біля 14000 знімків розміром 24'х24' неба в екваторіальній зоні неба (0.2°-2°) з майже 6 млн. зображень зірок.

В 2009 році на МАК була встановлена нова ПЗЗ-камера Ародее Alta U47 замість ПЗЗ-мікрометра. Спостереження з новою ПЗЗ-камерою проводяться в режимі синхронного накопичення сигналу (scan-drift mode) з ефективним часом експозиції 77с для екваторіальних зірок.

Тестові спостереження з новою ПЗЗ-камерою були проведені в квітні 2009 р. в екваторіальній зоні. Фотометрична система відповідає стандартній V смузі Джонсона. Обробка отриманих ПЗЗ-сканів розміром 1024х10000 пкл для визначення екваторіальних координат α, δ і коефіцієнтів редукції інструментальної системи в систему V каталогу ТҮСНО-2 виконана в програмному середовищі MIDAS/ROMAFOT [2,4]. На рис.1 показаний хід різниць Δα, (аналогічний і для Δδ) між виміряними та каталожними координатами для прямих піднесень і схилень зірок каталогу ТҮСНО2, а с.к.п. для залишкових різниць (O-C) близькі до ±0.1 Як висновок відзначимо, що хід залишкових різниць Δα, Δδ відносно прямокутних координат X та Y, величин V зір та їх кольорів B-V має випадковий характер.



Рис. 1. Різниці Δα, між виміряними та каталожними координатами для прямих піднесень і схилень зірок каталогу ТҮСНО-2

Для фотометричної обробки тестових спостережень за опорний каталог було використано також каталог ТҮСНО2. Залежність фотометричних різниць ∆V між визначеними та каталожними зоряними величинами показана на рис 2. Графіки демонструють відсутність залежності фотометричних різниць ∆V між визначеними та каталожними зоряними величинами від прямокутних координат X, Y та зоряної величини V.



Рис. 2. Залежність фотометричних різниць ∆V між визначеними та каталожними зоряними величинами

На рис. З подано гістограму розподілу кількості зірок за інтервалами зоряних величин V (неперервна лінія) зірок каталогу ТҮСНО-2 (точки).



інтервалами зоряних величин V



Рис. 4. Зв'язок фотометричних систем

Висновки. Результати обробки тестових спостережень показують, що спостереження з новою ПЗЗ-камерою не поступаються досягнутого з попередньою камерою [1] рівня точності [3].

З новою камерою продовжаться спостереження по довготерміновій програмі [1], яка має на меті створення астрометричного огляду неба в екваторіальній зоні при 4-кратному перекритті сканів для поширення опорної системи Hipparcos-Tycho на слабкі зорі та для отримання їх фотометричних характеристик.

1. Лазоренко П., Карбовський В., Денисюк О. та інш. Київський меридіанний аксіальний круг з ПЗЗ-камерою // Кинематика и физика небес. тел. – 2007. – 23, №5. – С. 304–311. 2. Andruk V.M., Vid'machenko A.P., Ivashchenko Yu.M. Processing of CCD frames of images of star fields without the frame of a flat field using new software in program shell of MIDAS/ROMAFOT // Kinematics and physics of celestial bodies. Supplement. – 2005. – №5. – P.544-550. 3. Lazorenko P., Babenko Yu., Karbovsky V. et al. The Kyiv meridian axial circle catalogue of stars in fields with extragalactic radio sources.// Astron. and Astrophysics – 2005. – 438, P.377 – 389. 4. MIDAS users guide. –Garching: Europen Southern Observatory, 1994. – Vol. A, B and C.

Надійшла до редколегії 09.06.10

УДК-523.9

У. Лейко

ПРО ДЕЯКІ ОСОБЛИВОСТІ ПІВНІЧНО-ПІВДЕННОЇ АСИМЕТРІЇ Сонячної активності

Проведено спектральний аналіз часових рядів середньомісячних значень площі сонячних плям та загального магнітного поля Сонця. Виявлено, що період циклу абсолютного індексу асиметрії коротший циклу сонячної активності, що зумовлено, очевидно, фазовим зсувом активності в північній та південній півкулях.

There are investigated time series of monthly sunspots are and solar mean magnetic field by spectral analyses. It is shown that cyclic period of absolute index of north-south asymmetry is shortly than cyclic period of solar activity. It is caused by phase shift activity on northern and southern hemispheres.

Одним із загадкових феноменів сонячної активності (с.а.) є північно-південна асиметрія (NSA), що проявляється у різній формі кривих 11-річного циклу для окремих півкуль, переважанні впродовж певного часу індексів с.а. однієї із півкуль, різних моментах екстремумів с.а. і т.д. Вперше це явище було досліджено на основі спостережень сонячних плям [7]. Пізніше з'ясувалося, що це явище характерне для широкого спектру процесів, що мають місце на Сонці, наприклад, в обертанні великомасштабного фотосферного магнітного поля [4], кількості та тривалості сонячних спалахів [8] і т.і. Важливе місце в дослідженнях цього явища займає пошук періодичностей NSA, їх аналіз та з'ясування природи цього явища. Одним із пояснень існування NSA є фазова несинхронність явищ сонячної активності північної та південної півкуль, зумовлена їх складною просторово часовою поведінкою.

Абсолютний індекс NSA обчислюється як різниця індексів с.а. північної та південної півкуль

$$NSA = A_N - A_S$$

Ньютон і Мілсон у 1956 р. [7] у своїх дослідженнях використали нормалізований індекс NSAn

NSA

$$An = \frac{A_N - A_S}{A_N + A_S}$$

Доцільність використання абсолютного чи нормалізованого індексу NSA жваво обговорюється дослідниками, про що свідчить солідний перелік посилань, що наведений в роботі [5].





В представленій роботі викладено дослідження індексів асиметрії с.а. за рядами середньомісячних значень площі сонячних плям на інтервалі 1874-2009 pp. (http://science.msf.nasa.gov/ssl/pad/solar/sunspot) та вимірів загального магнітного поля Сонця (ЗМПС), виконаних у Стенфордській обсерваторії вподовж 1975-2009 pp. (http://WSO.stanford.edu).

ЗМПС, що характеризує Сонце як зірку, є інтегроване по видимому диску Сонця значення повздовжньої компоненти поверхневого магнітного поля [1]. По суті, це переважання потоку однієї із полярностей видимої півсфери Сонця (різниця потоків N- і S- полярностей магнітного поля). Тобто, ми маємо не обчислений, а виміряний абсолютний індекс NSA.

На рис. 1 приведено циклічні зміни абсолютного NSA і нормалізованого індексів NSAn, обчислені за середньомісячними значеннями площі сонячних плям. Знакозмінна, модульована циклом активності крива абсолютного індексу NSA на верхній панелі рис.1 і крива добових значень напруженості ЗМПС (див. рис. 1 в роботі [3]) мають подібний характер (впродовж останніх трьох циклів), як і слід було очікувати. Біла лінія на нижній панелі рис. 1 отримана в результаті згладжування по 13-ти точках нормалізованого індексу NSAn середньомісячних значень площі сонячних плям. Вона має циклічний характер і відображає інтервали переважання активності то в північній (позитивні значення) то в південній (негативні значення) півсферах. Звертає увагу інтервал ~1990–2000 рр., коли циклічність північнопівденної асиметрії була порушена. Очевидно, характер асиметрії на цьому часовому проміжку був інший.

На рис. 2 наведено спектри потужності в області періодів 5-25 років для рядів середньомісячних значень сумарної по всьому диску площі сонячних плям та обчислених за вищенаведеними формулами абсолютного і нормалізованого індексів NSA. Піки в цих трьох спектрах мають однакові значення періодів, проте розподіл потужності в піках свій для кожного спектра. Найбільше звертає увагу те, що максимальний пік, що очевидно відображає основний цикл сонячної активності, має різні значення в усіх трьох спектрах В спектрі ряду сумарної площі його значення 10.6 р. В спектрі абсолютного індексу N-S асиметрії значення максимального піку менше – 8.9 р., в спектрі ряду нормованої N-S асиметрії – більше, 12.1 р. При цьому слід зазначити, що спектри потужності рядів площі плям північної та південної півкуль ідентичні спектру ряду сумарної площі сонячних плям всього диску і значення періоду максимального піку також 10.6 р.



Рис. 2. Спектри потужності в області періодів 5-25 р. часових рядів: середньомісячних значень сумарної по всьому диску площі сонячних плям (верхній графік) та абсолютного і нормалізованого індексів асиметрії (середній і нижній графіки відповідно). Цифрами позначені значення періодів деяких піків в роках

В роботі [2] при дослідженні спектрів потужності позитивної та негативної компонент ЗМПС було відмічено, що в області довгих періодів спостерігаються піки з періодом 10.2 р. для 21 циклу та 8.2 р. для 22 циклу.

Нами також був проведений аналіз згладжених циклічних кривих. Тривалість 21 та 22 циклів активності ЗМПС, визначені за відстанню між мінімумами циклічних кривих (згладжених по тринадцяти точках) середньомісячних значень модуля ЗМПС становить відповідно 9.8 р. та 9.5 р. Визначена по аналогічним чином згладжених кривих середньомісячних значень чисел Вольфа довжина 21 та 22 циклів 10.6 р. та 10.4 р. відповідно. Спектр потужності часового ряду ЗМПС також дає значення циклу 9.4 р. (див. рис. 3).

Тривалий час NSA сонячних плям (а також і інших індексів с.а.) розглядалася як домінування цього індексу активності в одній із півсфер. Подальше дослідження цього явища показали, що активність в одній із півкуль часто виглядить зсунутою або такою, що запізнюється в часі відносно іншої. Наявність фазового зсуву в активності північної та південної півкуль констатували в своїх дослідження автори [6,9].

Отриманий нами результат по аналізу абсолютних виміряного та обчисленого індексів NSA (коротший період циклічності NSA ніж період циклічності с.а. в той час як циклічність окремо в північній та південній півкулях має однакове значення) очевидно можна пояснити фазовим зсувом активності однієї півкулі відносно іншої. Такий фазовий зсув може бути зумовлений різними моментами настання екстремумів циклів в північній та в південній півкулях. Наприклад, не співпаданням початку циклу в різних півкулях, зсунутому один відносно іншого максимумі циклу (іншому, ніж початок циклу). Це, в свою чергу, спричинює різні в різних півкулях тривалості фаз росту і спаду. Середня тривалість циклів як по півкулях, так і в цілому по всьому диску буде однакова, оскільки інтервал дослідження і кількість циклів в ньому одні і ті ж. А періодичність різниці двох функцій (а також її нормованого значення) з різними моментами екстремумів очевидно буде іншою.



Рис. 3. Спектр потужності в області періодів 1-25 р. часового ряду ЗМПС, що включає 21 та 22 цикли активності. Цифрами позначено значення періоду максимального піку в роках

1. Котов В.А. Общее магнитное поле Солнца как звезды // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 1994. – Т. 91. – С. 5–24. 2. Лейко У.М. Общее магнитное поле Солнца и магнитная асимметрия // Кинематика и физика небес. тел. – 2001. – Т. 17. – С. 348–356. 3. Лейко У.М. Особенности изменения общего магнитного поля Солнца в 21-23 циклах // Труды конф. "Года астрономии: солнечная и солнечно-земная физика", Пулково, 5-11 июля 2009 г. – С.Пб. – С. 283–285. 4. Antonucci E., Hoeksema J.T., Scherrer P.H. Rotation of the photospheric magnetic fields – A north-south asymmetry // Astrophys. J. – 1990. – Vol. 360. – P. 296–304. 5. Carbonell M., Terradas J., Oliver R., Ballester J.L. The statistical significance of the North-South asymmetry of solar activity revisited. // Astronomy and Astrophysics. – 2008. – Astro-phmanuscript no. 0454. 6. Donner R., Thiel M. Scale resolved phase coherenceanalysis of hemispheric sunspot activity" a new look at the north-south asymmetry. // Astronomy and Astrophysics. – 2007. – Vol. 475. P. L33–L36. 7. Newton H.W., Milson A.S. Note on the observed differences in spotedness of the Sun's northern and southern hemispheres // Monthly Notice Roy. Astro. – Soc. – 1956. – Vol. 465. – P. 398– 404. 8. Ozguc A., Atac T., Rybak J. Temporal variability of the flare indeks (1996-2001) // Solar Phys. – 2003. – Vol. 214. N 1. – P/ 145–155. 9. Zolotova N.V., Ponyavin D.I. Phase asynchrony of the north-south sunspots activity // Astronomy and Astrophysics. – 2006. – Vol. 449. P. L1–L4.

Надійшла до редколегії 11.06.10

УДК 550.38

О. Парновський, І. Жук

РЕГРЕСІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

Створено феноменологічні моделі взаємодії сонячного вітру з магнітосферою Землі. Вони забезпечують прогнозування Dst-індексу з використанням даних космічних апаратів та наземних станцій. Метод поєднує переваги емпіричного та статистичного підходів. Математично він ґрунтується на частковому регресійному аналізі та методі Монте Карло.

The phenomenological models of interaction between the solar wind and the magnetosphere are constructed. They provide forecasts of Dst index using data from spacecraft and ground stations. This approach combines the benefits of empirical and statistical approaches. Mathematically it is based upon the partial regression analysis and Monte Carlo simulations.

1. Вступ. У даній роботі запропоновано новий метод моделювання структури геокосмічної системи і прогнозування геомагнітних індексів у моделі чорної скрині – метод регресійного моделювання. Він сполучає риси статистичних і емпіричних методів і використовує математичний апарат методів регресійного і дисперсійного аналізу. Для розв'язку цієї задачі цей метод підходить якнайкраще, оскільки, по-перше, магнітосфера Землі є дуже складною нелінійною динамічною системою, а по-друге, з початку космічної ери накопичена величезна кількість даних про параметри сонячного вітру і геомагнітної активності.

Прогнозування космічної погоди має велике наукове і практичне значення [13]. Це зв'язано в першу чергу з тим, що такі дослідження дозволяють краще зрозуміти фізику процесів, що відбуваються в навколоземному просторі, які, незважаючи на велику кількість супутникових і наземних даних, усе ще досліджені вкрай погано. З іншого боку, прояви космічної погоди, як правило, характеризуються негативним впливом на технічні системи і на здоров'я людини (див., напр. [1]).

Активні розробки в цій області ведуться, починаючи з роботи Р. Бартона, Р. МакФеррона і К. Рассела [4], опублікованої ще в 1975 році. Однак до нинішнього часу успіх подібних розробок був обмеженим через недолік достовірних даних про параметри сонячного вітру. Унаслідок цього, фізичні механізми взаємодії сонячного вітру з магнітосферою вивчені недостатньо глибоко. Основна проблема полягає в тому, що магнітосфера Землі являє собою дуже складну нелінійну динамічну систему, у якій протікають і взаємодіють процеси з різними просторовими і часовими масштабами, і яка практично постійно знаходиться в нерівноважному стані. Крім того, повна інформація про її стан недоступна. Досить очевидно, що адекватне моделювання всіх цих процесів надзвичайно важко, тому, для моделювання розвитку геомагнітних збурень застосовуються альтернативні підходи.

Створені до сьогоднішнього дня методики моделюванню взаємодії сонячного вітру з магнітосферою не повною мірою виправдали себе [8; 10]. Найбільше яскраво це виявляється в проблемах з короткостроковим прогнозуванням космічної погоди [12]. Нейронні мережі [11; 17; 26; 28] та адаптивні фільтри [2; 7; 29] демонструють непогані результати, однак, у цих роботах обсяг вибірки зазвичай не перевищує 6 місяців. Цього явно недостатньо для коректного опису варіацій геомагнітної активності, викликаних довгоперіодичними варіаціями сонячної активності, в першу чергу, циклами Швабе та Хейла [30]. Статистичні методи [8; 16; 21; 27] дають цікаві результати, але звичайно використовуються для накладення обмежень на параметри емпіричних моделей. У свою чергу, емпіричні моделі [3-6; 14; 15; 22-25] використовуються найбільш часто, але більшість з них є технічними доробками піонерської статті [4], що страждала від малої кількості супутникових даних і поганого розуміння фізичного механізму взаємодії сонячного вітру з магнітосферою. Оскільки кільцевий струм, з яким звичайно пов'язують Dst-індекс, що описує зміни меридіональної компоненти геомагнітного поля, не описується в рамках ідеальної магнітної гідродинаміки (МГД), то глобальне МГД-моделювання практично незастосовне до цієї задачі. Крім того, воно виявилося нездатним врахувати каскад плазмових нестійкостей, відповідальних за розвиток вибухових процесів у хвості магнітосфері – магнітосферних суббур [8].

Цікавою особливістю більшості короткострокових методів є те, що на деякому етапі вони приводять до регресійної залежності. Тому, здається природним спробувати побудувати таку залежність відразу, опустивши всі попередні етапи.

2. Опис методики. Нехай ми маємо нелінійну дискретну динамічну систему (далі – систему) з невідомим числом N_{tot} входів u_n і одним виходом y. При цьому, на кожнім кроці m нам відомі тільки $N < N_{tot}$ входів $u_n(m)$, $n = \overline{1, N}$ і вихід y(m). Для простоти будемо вважати, що значення цих величин відомі нам точно.

Тоді, на довільному кроці M ми можемо представити вихід системи у вигляді суми $y(M + \Theta) = y^*(M + \Theta) + \Delta y(M + \Theta)$, де Θ – кількість кроків уперед, на яке здійснюється прогнозування (глибина прогнозування), $\Delta y(M + \Theta)$ – помилка прогнозування, яку ми будемо вважати випадковою, а $y^*(M + \Theta)$ – прогнозне значення, визначене за частковою регресійною залежністю:

$$y^{*}(M+\Theta) = C_{0} + \sum_{k=1}^{K} C_{k} x_{k}(u_{n}(m), y(m)), m = \overline{1, M}.$$

$$\tag{1}$$

Тут $x_k, k = \overline{1,K}$ – регресори, що представляють собою довільні функції вхідних параметрів $u_n(m)$, відомих на момент прогнозування M, $C_k, k = \overline{0,K}$ – коефіцієнти регресії, C_0 – коефіцієнт при постійному регресорі $x_0 \equiv 1, K$ – кількість регресорів, не враховуючи постійного.

Початковий набір регресорів x_k вибирається з відомих моделей системи, загальнофізичних міркувань, аналізу автокореляційних та крос-кореляційних функцій, а також простим перебором. При цьому необхідно пам'ятати, що регресори в загальному випадку можуть бути довільними функціями будь-якої кількості вхідних параметрів. Після того, як за методом найменших квадратів (МНК) були визначені коефіцієнти C_k , для кожного регресора x_k обчислюється коефіцієнт Фішера F_k [34], прямо пов'язаний з його статистичною значимістю. Потім, регресори, статистична значимість яких виявляється меншою заздалегідь встановленого рівня, відкидаються, і процедура повторюється доти, поки всі позосталі регресори не стають статистично значимими. Після цього додаються нові регресори, обрані з тих же міркувань, що і первинні. При цьому якщо деякий набір регресорів x_k виявився статистично значимим, має сенс також перевірити значимість комбінацій виду $\prod_{k} x_k^{p_k}$, де p_k можуть бути довільними дійсними числами, вклю-

чаючи нуль. Відзначимо, що для кожного значення ⊙ набір регресорів має визначатися незалежно. Цю операцію слід повторювати доти, поки не почне виконуватися деякий наперед заданий критерій якості прогнозу. Такими критеріями, у залежності від переслідуваних цілей, можуть бути, наприклад, обмеження максимальної помилки прогнозу Δ*y*, досягнення визначеного коефіцієнта кореляції між величинами *y** і *y*, або обмеження середньоквадратичного відхилення (СКВ) *y** від *y* і ширини довірчого інтервалу.

Звернемо увагу, що цей метод вимагає досить значного обсягу даних про вхідні і вихідні параметри системи.

3. Результати. Тепер продемонструємо застосування цього методу до задачі прогнозування космічної погоди. При цьому $y(m) = D_{st}(m)$, де Dst – шторм-тайм варіація геомагнітної активності [30], а 1 крок за *m* відповідає 1 годині. Був обраний мінімальний рівень статистичної значимості регресорів 90% (F=2.7). При цьому кількість регресорів *K* в остаточних регресіях була порядку 100. Як критерій якості було обрано 2 параметри: коефіцієнт кореляції LC і ефективність прогнозу [12], рівна $PE = 1 - SD^2/\sigma^2$, де SD – середньоквадратичне відхилення прогнозу, а σ – стандартне відхилення вибірки. Використовувалася вибірка з каталогу OMNI2 [9], що містила дані з 1976 по 2003 рр.

За початкову регресію бралася авторегресія

$$y^{*}(M+\Theta) = C_{0} + \sum_{k=1}^{K} C_{k} y(M+1-k).$$
⁽²⁾

Моделювання за методом Монте Карло показало [20], що в авторегресії (2) значення *К* повинне бути порядку 2000, однак ми обмежилися значенням *K* = 998. Максимальне значення *k*, при якому статистична значимість перевищувала 99.95% (F=12.1), становило 825. Аналогічний результат був отриманий і для *a*_P-індексу. Відзначимо, що в роботі [8] відзначалося, що значимість попередніх значень Кр-індексу зберігається до 10-20 діб.

На наступному кроці до отриманої регресії додавалися входи $u_n(m)$, а потім їхні ступені і добутки. При цьому була встановлена статистична значимість меридіонального θ_V й азимутального ϕ_V кутів напрямку потоку сонячного вітру. Застосування критерію Стьюдента дозволило виявити сезонну залежність їхньої значимості, що, у випадку меридіонального кута, дозволило установити фізичний механізм його впливу на магнітосферу.

Крім того, за допомогою даного методу можна легко враховувати відомі ефекти. Наприклад, облік добових і сезонних варіацій Dst-індексу досягається шляхом включення в регрессію 18 регресорів, що є комбінаціями величин $x_{k_1}(m) = \sin((m-1920)\pi/4383)$, $x_{k_2}(m) = \cos((m-1920)\pi/4383)$, $x_{k_3}(m) = \sin((m-2)\pi/12)$ та $x_{k_4}(m) = \cos((m-2)\pi/12)$, а також їхніх ступенів. Тут 1920 – число годин між початком року і весняним рівноденням (80 діб), 4383 – число годин у півріччі, 2 – різниця в часі між Гринвічем і північним геомагнітним полюсом, 12 – кількість годин у половині доби.

Результати прогнозування для різних значень Θ і вибірок представлені в Таблиці 1. Більш докладно методику та аналіз геоефективності параметрів сонячного вітру викладено у роботах [18-20; 31-33].

4. Висновки. Метод регресійного моделювання є потужним інструментом для дослідження нелінійних дискретних динамічних систем. При цьому він не вимагає розділення нелінійної динамічної системи на нелінійне функціональне перетворення і лінійну динамічну систему, а може застосовуватися до нелінійної динамічної системи як такої. Він однаково добре підходить для опису як слабкої нелінійності (у наведеному прикладі – спокійний стан магнітосфери), так і сильної нелінійної (збурений стан магнітосфери).

Іншою важливою його особливістю є те, що метод досить гнучкий щодо застосовуваного математичного апарата. Зокрема, коефіцієнти регресії можуть визначатися не тільки методом найменших квадратів, але і будь-якою модифікацією методу максимальної правдоподібності чи методу гарантованого оцінювання. Урахування похибок вимірювання може здійснюватися за допомогою методу Монте Карло.

Головними ж перевагами даного методу є його сумісність практично з будь-якими іншими методами і здатність враховувати будь-яку інформацію про досліджувану систему.

Θ , год	RMS, нТл	LC	PE	Примітки
1	3,76	0,987	0,975	повна вибірка
1	4,50	0,982	0,964	повна вибірка, авторегресія
1	3,15	0,977	0,983	спокійна магнітосфера (Dst > –50 нТл)
1	6,25	0,984	0,931	збурена магнітосфера (Dst < –50 нТл)
3	7,60	0,941	0,899	повна вибірка
6	10,45	0,882	0,809	повна вибірка
9	12,84	0,820	0,711	повна вибірка
12	14,47	0,764	0,636	повна вибірка, попередній результат
18	16,72	0,677	0,514	повна вибірка, попередній результат
24	18,22	0,605	0,423	повна вибірка, попередній результат

Таблиця 1. Результати прогнозування для різних глибин прогнозування і вибірок

1. Babayev E.S. Space weather and human health at the Earth's surface: results of Azerbaijani studies // Geophysical Research Abstracts. - 2007. - Vol. 9. – 00798. 2. Balikhin M.A., Boaghe O.M., Billings S.A., Alleyne H.St.C.K. Terrestrial magnetosphere as a nonlinear resonator // Geophys. Res. Lett. – 2001. – Vol. 28, № 6. – P. 1123-1126. 3. Ballatore P., Gonzalez W.D. On the estimates of the ring current injection and decay // Earth Planets Space. - 2003. - Vol. 55. - P. 427-435. 4. Burton R.K., McPherron R.L. Russel C.T. An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst // J. Geophys. Res. – 1975. – Vol. 80. – P. 4202-4214. 5. Cid C., Saiz E., Cerrato Y. Physical models to forecast the Dst index: A comparison of results // Proc. Solar Wind 11 – SOHO 16 "Connecting Sun and Heliosphere" (Whistler, Canada, 12 – 17 June, 2005) (ESA SP-592). – 2005. – P. 116-119. 6. Fenrich F.R., Luhmann J.G. Geomagnetic response to magnetic clouds of different polarity // Geophys. Res. Lett. – 1998. – Vol. 25. – P. 2999-3002. 7. Harrison R.F., Drezet P.M. The application of an adaptive non-linear systems identification technique to the on-line forecast of Dst index // Proc. Les Woolliscroft memorial Conf. / Sheffield Space Plasma Meeting: Multipoint measurements versus theory (Sheffield, UK, Apr 24-26, 2001) (ESA SP-492). -2001. P. 141-146. 8. Johnson J.R., Wing S. A cumulant-based analysis of nonlinear magneticspheric dynamics // Report PPL-3919rv – 2004. 9. King J.H., Papitashvili N.E. Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // J. Geophys. Res. – 2002. – Vol. 110, № A2. – A02209. 10. Khabarova O.V. Current Problems of Magnetic Storm Prediction and Possible Ways of Their Solving // Sun and Geosphere. – 2007. – Vol. 2, № 1. – P.32-37. 11. Kugblenu S., Taguchi S., Okuzawa T. Prediction of the geomagnetic storm associated D_{st} index using an artificial neural network algorithm // Earth Planets Space. – 1999. – Vol. 51. – P. 307-313. 12. Li X., Temerin M., Baker D.N. et al. The Predictability of the Magnetosphere and Space Weather // EOS. – 2003. – Vol. 84, № 37. 13. Marubashi K. The space weather forecast program // Space Sci. Rev. – 1989. – Vol. 51. – P. 197-214. 14. O'Brien T.P., McPherron R.L. An empirical phase-space analysis of ring current dynamics: solar wind control of injection and decay // J. Geophys. Res. – 2000. – Vol. 105, № A4. – P. 7707-7720. 15. O'Brien T.P., McPherron R.L. Forecasting the Ring Current Index Dst in Real Time // J. Atm. & Sol.-Terr. Phys. – 2000. – Vol. 62, № 14. – P. 1295-1299. 16. Oh S.Y., Yi Y. Relationships of the solar wind parameters with the magnetic storm magnitude and their association with the interplanetary shock // J. Korean Astron. Soc. – 2004. – Vol. 37. – P. 151-157. 17. Pallocchia G., Amata E., Consolini G. et al. ANN prediction of the Dst index // Mem. S.A.It. Suppl. – 2006. – Vol. 9. – P. 120-122. 18. Parnowski A.S. Statistical approach to Dst prediction // J. Phys. Studies. – 2008. – Vol. 12, № 4. 19. Parnowski A.S. Statistically predicting Dst without satellite data // Earth, Planets and Space. – 2009. – Vol. 61, № 5. P. 621-624. 20. Parnowski A.S. Regression modeling method of space weather prediction // Astrophysics & Space Science. – 2009. – Vol. 323, Nº 2. – P. 169-180. 21. Rangarajan G.K., Barreto L.M. Use of Kp index of geomagnetic activity in the forecast of solar activity // Earth Planets Space. – 1999. – Vol. 51. – P. 363-372. 22. Sisco G., McPherron R.L., Liemohn M.W. et al. Reconciling prediction algorithms for Dst // J. Geophys. Res. – 2005. – Vol. 110. – A02215.
23. Temerin M., Li X. A New Model for the Prediction of Dst on the Basis of the Solar Wind // J. Geophys. Res. – 2002. – Vol. 107, № A12. – 1472.
24. Temerin M., Li X. Dst model for 1995-2002 // J. Geophys. Res. – 2006. – Vol. 111, № A4. – A04221. 25. Valdivia J.A., Sharma A.S., Papadopoulos K. Prediction of magnetic storms by nonlinear models // Geophys. Res. Lett. – 1996. – Vol. 23, № 21. – P. 2899-2902. 26. Watanabe S., Sagawa E., Ohtaka K., Shimazu H. Prediction of the Dst index from solar wind parameters by a neural network method // Earth Planets Space. - 2002. - Vol. 54. - P. 1263-1275. 27. Wei H.L., Billings S.A., Balikhin M.A. Analysis of the geomagnetic activity of the Dst index and self-affine fractals using wavelet transforms // Nonlinear Processes in Geophysics. – 2004. – Vol. 11. – P. 303-312. 28. Wing S., Johnson J.R., Jen J. et al. Kp forecast models // J. Geophys. Res. – 2005. – Vol. 110. – A04203. 29. Zhou X.-Y., Wei F.-S. Prediction of recurrent geomagnetic disturbances by using adaptive filtering // Earth Planets Space. – 1998. – – Vol. 110. – А04203. 29. 2100 А.-т., Wei F.-S. Frediction опесанен geomagnetic distributes by using adaptive memory. Генст нанов орасо. – 1000. Vol. 50. – Р. 839-845. 30. Акасофу С.-И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. – М.: Мир, 1975. – 900 с. 31. Парновский А.С. Метод регрессионного моделирования и его применение к задаче прогнозирования космической погоды // Проблемы управления и информатики. – 2009. – № 3. – С. 128-135. 32. Парновский А.С. Прогнозирование Dst индекса методом линейного регрессионного анализа // Космічна Наука і Технологія. – 2008. – т. 14, № 3. – С. 48-54. 33. Парновский А.С., Ермолаев Ю.И., Жук И.Т. Космическая погода: история исследования и прогнозирование // Космічна наука і технологія. – 2010. – т. 16, № 2. – С. 90-99. 34. Худсон Д. Статистика для физиков. Лекции по теории вероятностей и элементарной статистике. – М.: Мир, 1970. – 297 с Надійшла до редколегії 10.06.10

УДК 524.1 + 524.3

Б. Гнатик, В. Маслюх

КОСМІЧНІ ПРОМЕНІ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ ВІД ГІПЕРНОВИХ У ГАЛАКТИЦІ

При вибуху Гіпернової ударна хвиля після виходу на поверхню передгіпернової рухається у навколозоряному середови-щі з помірнорелятивістською швидкістю ($\Gamma \beta \sim 1$). Космічні промені, прискорені на фронті такої ударної хвилі, матимуть енергії $10^{17} - 10^{18}$ еВ. У нашій роботі розроблена аналітична модель для опису руху помірнорелятивістської ударної хвилі, катимуть енергії $10^{17} - 10^{18}$ еВ. У нашій роботі розроблена аналітична модель для опису руху помірнорелятивістської ударної хвилі, катимуть енергії $10^{17} - 10^{18}$ еВ. У нашій роботі розроблена аналітична модель для опису руху помірнорелятивістської ударної хвилі в навколозоряному середовищі Гіпернової (із змінною густиною) та розраховані максимальні енергії та спектр космічних променів, прискорених на фронті ударної хвилі. Модель може використовуватися для розгляду прискорення космічних променів довільнорелятивістськими сферичними ударними хвилями у молодих залишках Наднових, які ще не досягнули стадії Сєдова-Тейлора.

In Hypernova explosion the shock wave after reaching the prehypernova surface moving in surrounding medium with transrelativistic velocity ($\Gamma\beta \sim 1$). The energy of cosmic rays accelerated at the front of this shock wave will be $10^{17} - 10^{18}$ eV. In our work was developed the analytical model to describe the motion of transrelativistic shock waves in surrounding Hypernova medium (with variable density) and calculated the maximum energy and spectrum of cosmic rays accelerated at the shock wave front. The model can be used for consideration of cosmic rays acceleration by arbitrarily relativistic spherical shock waves in young supernova remnants that have not yet reached the Sedov-Taylor stage.

1. Вступ. Космічні промені – це електрони та ядра різних елементів, що прискорюються у Всесвіті і потрапляють в ат-мосферу Землі з енергіями до 10²¹ еВ. Основним джерелом прискорення цих частинок з енергіями до ~10¹⁷ еВ загально-прийнято вважаються залишки вибухів Наднових у Галактиці, вище 10¹⁹ еВ – позагалактичні джерела (ймовірно, активні ядра галактик, Гіпернові, магнетари та інші об'єкти), походження променів з енергіями 10¹⁷ – 10¹⁹ еВ не з'ясоване (див. огляди [3, 8, 10]).

Гіпернова – явище колапсу ядра масивної зорі на пізній стадії еволюції (зоря типу Вольфа-Райє), що спричинює над-потужний вибух у речовині зорі (у 10 – 1000 раз потужніший, ніж при вибухах Наднових) і проявляє себе, також, як гамма-спалах (надяскраве джерело короткочасного спалаху гамма-випромінювання з нетепловим спектром) [18].

У роботах [5] і [15] (а, також, у пізнішій публікації [7]) вперше розглянуто прискорення космічних променів помірно релятивістськими ударними хвилями при спалахах Гіпернових. У нашій роботі було поставлену за мету провести аналітичний розрахунок прискорення космічних променів довільнорелятивіськими ударними хвилями на основі більш детального розгляду руху ударної хвилі з використанням наближених аналітичних методів, розроблених в роботі [1], та застосувати результати цього розрахунку до моделі вибуху Гіпернової типу SN1998bw.

Аналітична модель прискорення космічних променів довільнорелятивістськими сферичними ударними хвилями.

2.1. Перехідна стадія руху ударної хвилі. Перехідною стадією руху ударної хвилі ми називаємо поширення ударної хвилі від моменту, коли закінчується рух із прискоренням внаслідок значного градієнту густини незбуреного середовища і починається рух із сповільненням, до моменту, коли вона починає відповідати автомодельному розв'язку задачі про точ-ковий вибух у однорідному середовищі (Блендфорда-МакКі чи Сєдова-Тейлора). Усі вирази (якщо не вказано інше) за-писані в системі одиниць СГС у системі відліку, яка перебуває у спокої відносно точки вибуху (на-приклад, центру перед-гіпернової).

Ми розглядаємо нерухоме середовище із сферично-симетричним розподілом густини $\rho_M(R) = \rho_M(R_i) \cdot (R/R_i)^{-m}$ (зоряний вітер, однорідне середовище та ін.), у центрі якого відбувся сферично-симетричний вибух із енергією Q_0 (Над-нова, Гіпернова). Утворюється сферична ударна хвиля із однорідним розподілом параметра швидкості $\Gamma_{SH}\beta_{SH}$ по по-верхні ($\beta = V/c$, $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, c – швидкість світла). При $R \ge R_0$ починається перехідна стадія руху (ударна хвиля роз-діляється на дві: пряму і зворотню; далі ми розглядаємо лише пряму ударну хвилю, опускаючи слово "пряма"). У роботі [1] показано, що на цій стадії поширення сильна адіабатична пряма сферична ударна хвиля описується апроксимацій-ним співвідношенням

$$\Gamma_{SH}\beta_{SH}(R) = \Gamma_{SH}\beta_{SH}(R_0) \cdot \left(\frac{\rho_M(R) \cdot R^3}{\rho_M(R_0) \cdot R_0^3}\right)^{-a}, \text{ge } a = 1/5$$
(1)

Перехідна стадія завершується тоді (*R* = *R*_A), коли знайдений за (1) параметр швидкості стає рівний автомодельно-му розв'язку задачі про точковий вибух у однорідному середовищі [1].

2.2. Умови за фронтом ударної хвилі. Параметр швидкості речовини за фронтом $\Gamma_2\beta_2$ пов'язаний з параметром швидкості сильної адіабатичної радіаційно-домінованої ударної хвилі у холодному нерелятивістському газі рівнянням (за [4]) $\Gamma_{SH}^2 = (\Gamma_2 + 1) \cdot (\gamma(\Gamma_2 - 1) + 1)^2 \cdot (\gamma(2 - \gamma)(\Gamma_2 - 1) + 2)^{-1}$, де γ – показник адіабати; якщо ударна хвиля нерелятивістська – рівнянням (за [10]) $\beta_2 = 2\beta_{SH}/(\gamma + 1)$. Ми апроксимуємо обидва рівняння співвідношенням

$$\Gamma_2 \beta_2 = \Gamma_{SH} \beta_{SH} / \sqrt{2} . \tag{2}$$

Густина енергії за фронтом $e_2 = \Gamma_2 \cdot (4\Gamma_2 + 3) \cdot \rho_M \cdot c^2$ для релятивістської ударної хвилі (за [4]) та $e_2 = 2\beta_2^2 \cdot \rho_M \cdot c^2$ для нерелятивістської (див. [17]). Нами ці співвідношення апроксимовано

$$e_2 = (4/\delta) \cdot (\Gamma_2 \beta_2)^2 \cdot \rho_M \cdot c^2, \ (\delta = 1 \text{ при } \Gamma_2 \beta_2 > 1; \ \delta = 2 \text{ при } \Gamma_2 \beta_2 \le 1).$$
(3)

Магнітне поле за фронтом є близьким до енергетичного рівнорозподілу (див. [13]): $B_{eff}^2/8\pi = \varepsilon_B \cdot e_2$, де ε_B – відно-шення густини енергії магнітного поля до повної густини енергії, тому його напруженість

$$\mathsf{B}_{\mathsf{eff}} = (8\pi \cdot \varepsilon_{\mathsf{B}} \cdot \mathbf{e}_2)^{1/2} \,. \tag{4}$$

2.3. Енергетичні перетворення при русі ударної хвилі. При проходженні ударної хвилі через елемент середовища $dm_M = 4\pi \cdot \rho_M(R) \cdot R^2 \cdot dR$ йому надається енергія $dQ_{int} = \Gamma_2 \cdot c^2 \cdot dm_M$ (релятивістський випадок) або $dQ_{int} = (\beta_2^2/2) \cdot c^2 \cdot dm_M$ (нерелятивістський випадок), ми апроксимували ці вирази $dQ_{int} = \delta^{-1} \cdot (\Gamma_2 \beta_2)^{\delta} \cdot c^2 \cdot dm_M$. Інте-грал процесу енергетичних перетворень на шляху ударної хвилі від R_1 до R_2 :

$$Q_{\text{int}}(R_1, R_2) = \int_{R_1}^{R_2} dQ_{\text{int}} = \frac{4\pi \cdot c^2}{\delta} \cdot \int_{R_1}^{R_2} \rho_M(R) \cdot (\Gamma_2 \beta_2(R))^{\delta} \cdot R^2 \cdot dR .$$
(5)

2.4. Максимальна енергія та спостережувана інтенсивність прискорених ударною хвилею космічних променів. Ударна хвиля у Гіпернових прискорює космічні промені за допомогою механізму дифузійного прискорення на фронті ударної хвилі (механізм Фермі першого роду) (див. [8]). Для цього механізму максимальна енергія космічних променів, прискорених ударною хвилею в даному положенні (див., наприклад, [2], [9])

$$E_{\max}(R) = eZ \cdot B_{eff}(R) \cdot R_{eff}(R) \cdot \beta_{SH}(R) , \qquad (6)$$

де е – заряд електрона, Z – зарядове число космічного променя, R_{eff} ~ R – характерний розмір області прискорення.

Оскільки прискорення є відносно швидким, то інжектований джерелом енергетичний спектр космічних променів є ре-зультатом сумування спектрів (див. [11]) $df_{CR}(E) = \varepsilon_{CR} \cdot dQ_{int} \cdot \ln^{-1}(E_{max}/E_{min}) \cdot E^{-2}$ для $E_{min} \leq E \leq E_{max}$ та $df_{CR}(E) = 0$ для $E \leq E_{min}$ і $E \geq E_{max}$ (де ε_{CR} – коефіцієнт ефективності прискорення, E_{min} – мінімальна енергія прискорених косміч-них променів (сталий параметр)) космічних променів, прискорених на різних ділянках руху ударної хвилі від R_1 до R_2 , який апроксимуємо так:

$$f_{CR}(E) = \varepsilon_{CR} \cdot Q_{int}(R_1, R_2) \cdot \ln^{-1}(E_{max}(R_2)/E_{min}) \cdot E^{-2} \Leftrightarrow E_{min} \leq E \leq E_{max}(R_2)$$

$$f_{CR}(E) = \varepsilon_{CR} \cdot Q_{int}(R_1, R_2) \cdot \ln^{-1}(E_{max}(R_2)/E_{min}) \cdot E_{max}(R_2)^{-h} \cdot E^{-2+h} \Leftrightarrow E_{max}(R_2) < E \leq E_{max}(R_1), \quad (7)$$

$$f_{CR}(E) = 0 \Leftrightarrow E < E_{min}, E > E_{max}(R_1)$$

де $h = \frac{(3-m)\cdot(1-a\cdot\delta)}{1-m/2-a\cdot\delta\cdot(3-m)}$.

Для оцінки спостережуваної інтенсивності прискорених космічних променів, при частоті джерел \dot{N}_{HN} у Галактиці ра-діусом R_G , враховуючи, що в ній час дифузії космічного променя з енергією E обернено пропорційний до коефіцієнта дифузії (див., наприклад, [6]) $T(E) = T(E_{min}) \cdot (E/E_{min})^{-\tau}$, ми отримали

$$C_{CR}(E) = (3c \cdot \dot{N}_{HN} \cdot T(E) \cdot f_{CR}(E)) / (16\pi^2 \cdot R_G^3).$$
 (8)

3. Застосування аналітичної моделі до ударних хвиль у Гіпернових Галактики. Як типові параметри вибуху Гі-пернових ми використали значення, що базуються на інтерпретації спостережень та моделюванні першої спостережува-ної Гіпернової SN 1998bw, джерела гама-спалаху GRB 980425 (див. [18]). Із роботи [19] маса передгіпернової (зоря Воль-фа-Райє) $M_S = 6,55M_{\odot}$, радіус $R_S = 1,22 \cdot 10^{10} c_M$, енергія вибуху $Q_0 = 1 \cdot 10^{52} e_{PZ}$; за роботою [16] темп втрати маси пе-редгіперновою $M_W = 2,5 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/pik$. Частота спалахів Гіпернових у Галактиці прийнята (див. [14]) $\dot{N}_{HN} = 1 \cdot 10^{-4} pik^{-1}$; використано радіус вітру $R_W = 8,7 \cdot 10^{18} c_M$, $E_{min} = 1 \cdot 10^9 e_B$, $\varepsilon_{CR} \sim \varepsilon_B$; ми вважали, що (див., на-приклад, [5], [15]) $\varepsilon_B = 0,1$ та (див. [5]) $\tau = 0,3$; за [6] $T(E_{min}) = 10^{7.5} pokis$. Із роботи [12] параметр швидкості ударної хвилі на одиничній оптичній глибині $R_{\tau} = 1$ під поверхнею передгіпернової (максимальне значення, у дужках – мінімаль-не значення) $\Gamma_{SH}\beta_{SH}(R_{\tau} = 1) = 13(3,9)$.

Застосувавши нашу аналітичну модель, ми розрахували наступні значення параметрів. Параметр швидкості ударної хвилі при виході у вітер передгіпернової $\Gamma_{SH}\beta_{SH}(R_S) = 84(25);$ перехід ударної хвилі на нерелятивістську швидкість на відстані $R(\Gamma_2\beta_2 = 1) = 87(0,22) \cdot 10^{17} cm$; перехід ударної хвилі на стадію Сєдова-Тейлора на відстані $R_A = 10(2,7)R_W$ із значенням параметра швидкості $\Gamma_{SH}\beta_{SH}(R_A) = 0,6(0,08)$. Інтеграл процесу енергетичних перетворень на шляху від ви-ходу у вітер передгіпернової до переходу на нерелятивістську швидкість $Q_{nt}(R_s, R(\Gamma_2\beta_2 = 1)) = 15(0,038) \cdot 10^{50}$ ере та до переходу на стадію Сєдова-Тейлора $Q_{int}(R_s, R_A) = 5,7(4,4) \cdot 10^{51}$ ере. Мак- $E_{\max}(R(\Gamma_2\beta_2=1))=3,1(3,1)\cdot 10^{18}eB$ симальна енергія прискорених протонів космічних променів та $E_{\max}(R_A) = 3,0(0,2) \cdot 10^{18} eB$. Спостережувана цих кос-мічних інтенсивність променів

 $I_{CR} = 1,5 \cdot 10^{-22} \cdot (E[EeB]/3,0)^{-\alpha} \Gamma eB^{-1} m^{-2} c^{-1} cpa d^{-1}$, де $\alpha = 2,3$ при $E \le 3,0 EeB$ та $\alpha = 11,3$ при E > 3,0 EeB $(I_{CR} = 1,9 \cdot 10^{-19} \cdot (E[EeB]/0,2)^{-\alpha} \Gamma eB^{-1} m^{-2} c^{-1} cpa d^{-1}$, де $\alpha = 2,3$ при $E \le 0,2 EeB$ та $\alpha = 11,3$ при E > 0,2 EeB).

4. Висновки. У нашій роботі показано, що при спалахах у Галактиці Гіпернових типу SN 1998bw протони космічних променів можуть прискорюватися сферично-симетричною ударною хвилею до енергій 3,0(0,2)·10¹⁸ eB (найбільше зна-чення, у дужках – найменше значення, отримані у розглянутому проміжку типових параметрів вибуху Гіпернових), при цьому спостережувана інтенсивність цих космічних променів на даній енергії може становити 1,3(0,3) від виміряної за-гальної інтенсивності космічних променів із цією енергією.

1. Гнатык Б. Сильные адиабатические ударные волны в произвольно неоднородных средах. Аналитический подход // Астрофиз. – 1987. – Том 26, Nº1. – C. 113-128. 2. Bell A., Lucek S. Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field // Month. Notic. of the Royal Astron. Soc. – 2001. – Vol. 321, Is. 3. – P. 433-438. 3. Bergman D., Belz J. TOPICAL REVIEW: Cosmic rays: the Second Knee and beyond // J. of Phys. G: Nucl. and Part. Phys. – 2007. – Vol. 34, Is. 10. – P. R359-R400. 4. Blandford R., McKee C. Fluid dynamics of relativistic blast waves // Phys. Fluids. – 1976. – Vol.19. – P. 1130-1138. 5. Budnik R., Katz B., MacFadyen A., Waxman E. Cosmic Rays from Transrelativistic Supernovae // Astrophys. J. – 2008. – Vol. 673, Is. 2. – P. 928-933. 6. Engelmann J. et al. Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to NI – Results from HEAO-3-C2 // Astron. and Astrophys. – 1990. – Vol. 233, no. 1. – P. 96-111. 7. Fan Y.-Z. Cosmic ray protons in the energy range 10¹⁶ – 10^{18.5} eV: stochastic gyroresonant acceleration in hypernova shocks? // Month. Notic. of the Royal Astron. Soc. – 2008. – Vol. 389, Is. 3. – P. 1306-1310. 8. Fraschetti F. On the acceleration of ultra-high-energy cosmic rays // Philosoph. Transact. of the Royal Society. A: Math., Phys. and Engin. Sci. - 2008. - Vol. 366, Is. 1884. - P. 4417-4428. 9. Hillas A. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays // Ann. rev. of astron. and astrophys. - 1984. - Vol. 22. - P. 425-444. 10. Horandel J. The origin of galactic cosmic rays // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research. Section A. - 2008. - Vol. 588, Is. 1-2. - P. 181-188. 11. Kirk J., Schneider P. On the acceleration of charged particles at relativistic shock fronts // Astrophys. J. Part 1. – 1987. – Vol. 315. – P. 425-433. 12. Marchenko V., Hnatyk B. Relativistic shock break out at the surface of hypernova star // Odesa Astron. Pub. – 2004. – Vol. 17. – P. 48-50. 13. Piran T. 12. Marchenko V., Hnatyk B. Kelativistic shock break out at the surface of hypernova star // Odesa Astron. Pub. – 2004. – Vol. 17. – P. 48-50. 13. Pran I. Gamma-ray bursts and the fireball model // Phys. Rep. – 1999. – Vol. 314, Is. 6. – P. 575-667. 14. Soderberg A. et al. Relativistic ejecta from X-ray flash XRF 060218 and the rate of cosmic explosions // Nature. – 2006. – Vol. 442, Is. 7106. – P 1014-1017. 15. Wang X.-Y., Razzaque S., Meszaros P., Dai Z.-G. High-energy cosmic rays and neutrinos from semirelativistic hypernovae // Phys. Rev. D. – 2007. – Vol. 76, Is. 8. – id. 083009. 16. Waxman E. Does the Detection of X-Ray Emission from SN 1998bw Support Its Association with GRB 980425? // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 605. – P. L97-L100. 17. Whitham G. On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area or flow // J. of Fluid Mech. – 1958. – Vol. 4. – P. 337-360. 18. Woosley S., Bloom J. The Supernova Gamma-Ray Burst Connection // Ann. Rev. of Astron & Astrophys. – 2006. – Vol. 44, Is. 1. – P. 507-556. 19. Woosley S., Eastman R., Schmidt B. Gamma-Ray Burst and Type Ic Supernova SN 1998bw // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 516. – P. 788-796.

Надійшла до редколегії 27.06.10

УДК 520.8

В. Клешонок

ПРОЕКТ АВТОМАТИЧНОГО ПРОГРАМНОГО КОМПЛЕКСУ ДЛЯ ОПРАЦЮВАННЯ СПОСТЕРЕЖЕНЬ НА КИЇВСЬКОМУ ІНТЕРНЕТ-ТЕЛЕСКОПІ

Київський Інтернет-телескоп дозволяє отримати більше ніж 500 кадрів зоряних полів за ніч. Для ефективної обробки потрібно програмне забезпечення з максимальним рівнем автоматизації. Для цих потреб був створений проект програмного комплексу для обробки спостережень Київського інтернет-телескопу. Він містить есі стадії обробки ПЗЗ кадрів – попередню обробку, виділення зір на зображенні, вибір опорних зір з каталогу ТҮСНО2, ідентифікацію опорних зір в кадрі, визначення координат та інструментальних зоряних величин об'єктів кожного кадру. Був розроблений і реалізований алгоритм для ідентифікаційної програми, який враховує інтенсивності зображень. Для прискорення швидкості роботи і надійності програми можна враховувати параметри, які були визначені за попередніми ідентифікаціями. Програмний комплекс реалізований на базі пакету MIDAS з додатковими модулями, які написані на мовах програмування C++ ma Free Pascal.

Запропоновано поетапний розвиток комплексу для його швидкого застосування та покращення його можливостей у майбутньому.

Kyiv Internet-telescope allows obtaining more than 500 frames of star fields per night. For the efficient processing of observation data the software with maximum level of automation is needed. For this purpose we developed the project of the observation processing complex of the Kyiv Internet-telescope. It contains all stages of CCD frame processing - preparatory processing, star extraction from the image, selection of the reference stars from the TYCHO2 catalogue, identification of the reference star in the frame and determination of the coordinates and instrumental stars magnitudes of the objects on every frame. We developed and realized original algorithm for the identification software that takes into the account intensity of the image. For the purpose of the image processing acceleration and increasing of the reliability it is possible to take into the consideration the parameters of the previous identifications. The software complex is realized on the base of MIDAS packet with additional modules, developed on the C++ and Free Pascal computer languages.

Step-by-step development and introduction of the software complex with the purpose of its implementation and further upgrading is provided for.

Вступ. У 2008 році розпочалися тестові спостереження на Київському Інтернет-телескопі [1]. Він побудований на базі телескопу Celestron CGE 1400. Телескоп має автоматизоване монтування, яке працює в режимі GOTO, програмно керований блок світлофільтрів з набором UBVRI фільтрів та ПЗЗ камеру Rolera MGI (512х512 пікселів). В стандартній конфігурації з редуктором фокусу поле зору складає 10.6 кутових хвилин. Коли телескоп працює в автоматичному режимі за ніч спостережень можна отримати понад 500 кадрів зоряних полів. Це без врахування службових кадрів (темнових, плоского поля та інших.), які використовують при опрацюванні спостережень. Для опрацювання такої великої кількості зображень потрібно мати програмний комплекс, який би міг виконувати всю обробку в автоматичному режимі. Подібні комплекси успішно використовуються в астрономічній практиці, (наприклад [2-3]) для обробки ще більших об'ємів спостережних даних.

Алгоритм роботи. В якості середовища для роботи програмного комплексу був вибраний пакет Midas [4], який працює в операційній системі Linux. При виборі пакету ми користувалися такими його властивостями: а) пакет Midas використовується вже давно для обробки астрономічних даних, і для нього напрацьовано багато стандартних програм, які широко використовуються для обробки ПЗЗ кадрів; б) Midas допускає пакетну обробку даних без участі оператора; в) існує можливість включати в процес обробки власні програми, які написані на інших мовах програмування; г) наявність документації; д) регулярний вихід нових версій.

В ході виконання обробки передбачається, що всі файли за ніч будуть знаходитися у одному каталозі. Сама обробка буде проходити в декілька етапів. Перший етап – підготовчий. На цьому етапі сканується весь каталог і складається таблиця файлів із зазначенням типу зображення, часу отримання, величини електронного підсилення, фільтру та координат кадру. Далі з таблиці вибираються файли плоского поля. Кадри з однаковими параметрами і близькі по часу усереднюються і записуються в окрему таблицю. Те саме робиться для темнових кадрів і кадрів BIAS. Таким чином отримуємо набір службових кадрів, які мають свою прив'язку по часу. Це потрібно тому, що для великих значень електронного підсилення, вони можуть змінюватися з часом. Також на цьому етапі виконується відбір кадрів, які придатні для обробці. Основною причиною відбракування кадрів є зсув зображення через люфти, пориви вітру та тому подібне. Планується в подальшому розробити автоматичну програму оцінки якості зображень для відбракування непридатних для обробки файлів. Зараз для прискорення розробки всього програмного комплексу, відбракування відбувається в інтерактивному режимі методом візуальної оцінки якості зображень.

На другому етапі виконується послідовність операцій з кожним кадром зображень, яка включає в себе попередню обробку кадру зображення (врахування темнових кадрів, кадрів плоского поля та інш.), вибір при потребі (якщо координати центру кадру істотно змінилися) зір з опорного каталогу. Робота з опорним каталогом реалізована при допомозі програми **starfid**, яка написана на мові C++. В якості основного опорного каталогу був прийнятий каталог ТҮСНО-2, на базі якого побудовано більшість сучасних астрометричних каталогів. Вибір зір з каталогу програмою **starfid** відбувається за значеннями координат центру та розміру поля кадру. При складанні списку зір враховуються власні рухи зір, а небесні координати перераховуються за різницю епох каталогу і спостережень.

Для виділення зображень зір в полі зору застосовується пакет ROMAFOT. На початку роботи пакету визначаються характеристики фону (команда SKY). Далі проводиться виділення об'єктів (команда SEARCH). Наступним кроком проводиться перегляд виділених об'єктів з метою видалення зображень, які перетинаються (команда GROUP). Далі проводиться селекція об'єктів за рівнем яскравості. Наступним кроком визначаються параметри виділених зображень (команда FIT). Остаточний відбір зображень проводиться за розмірами, щоб відрізнити зореподібні зображення від протяжних об'єктів (галактик і комет). В кінці роботи пакету проводиться виведення результатів виділення (команда REGISTER).

Після виділення зір з кадру виконується процедура ототожнення з зорями із опорного каталогу. Для процедури використовується спеціальний алгоритм, який адаптований до пакетної обробки і дозволяє працювати з різними режимами автоматичного ототожнення. В його основу покладений метод "пробних пар", коли перевіряються пари зір на кадрі на відповідність парам каталожних зір. Спочатку відповідність перевіряється швидким способом на значення масштабу (чи знаходиться він в допустимих межах). Після вдалого проходження попереднього критерію наступним кроком обраховуються 4 параметри зображення (масштаб, орієнтація та 2 координати положення центру кадру), за якими знаходяться плоскі координати X і Y каталожних зір в полі зору. Після цього перевіряється кількість співпадань зображень зір в кадрі з каталожними зорями. На підставі кількості співпадань, кількості каталожних зір в полі та кількості виділених із зображення об'єктів робиться висновок про вдале, або невдале тестування пари. При невдалих спробах тестування виконується для інших пар зір з каталогу, і далі, при необхідності, процес циклічно повторюється для інших пар зір з кадру.

В основу найбільш поширених алгоритмів, які використовуються зараз, покладений принцип знаходження відповідних трійок зір на зображенні і в каталозі. Різні модифікації подібних алгоритмів наведені у огляді [5]. У кращому випадку, коли виконується попередня селекція зображень зір і всі вибрані зорі є в каталозі, кількість варіантів, які потрібно перебрати дорівнює $C_n^3 - числу$ сполучень по 3 з кількості каталожних зір *n* в області пошуку (яка в загальному випадку відрізняється від поля зору). Для методу "пробних пар" в подібному "ідеальному" випадку потрібно при загальній процедурі перебрати $2C_n^2$ варіантів, а коли відоме про те, пряме, чи дзеркальне зображення, тільки C_n^2 варіантів. Якщо кількість каталожних зір *n* досить велике, то для трійок зір приблизно кількість варіантів в *n*/6 (або *n*/3 при відомому характері зображень) раз більше, а звідси і більше необхідний час для ототожнення поля. Подібний алгоритм ототожнення за парами зір був запропонований раніше [6]. Основна відмінність між підходами полягає в тому, що в якості основного критерію в роботі [6] бралися тільки відстані між зображеннями зір, що збільшує імовірність випадкового збігу, тому що не враховує взаємне розташування зір на площині зображення.

На початку процедури ототожнення зорі каталогу і зорі кадру сортуються за зоряними величинами, що дає змогу зменшити кількість пар, які перевіряються, і в кінцевому результаті прискорити час ототожнення. При ототожнені кадру з подібними полем можуть бути використані ті параметри, які визначені при попередніх опрацюваннях (масштаб, орієнтація та пряме, чи дзеркальне зображення зоряного неба), що теж значно зменшує час ототожнення та підвищує його достовірність. Програма ототожнення має назву **identify** і написана на мові Free Pascal.

Тестування програми виконувалося на комп'ютері с процесором AMD Athlon 64 3000+ в системі ASPLinux Cobalt Standard, яка працювала під віртуальною машиною з виділеною оперативною пам'яттю 768 MB. Обробка скупчення M67, яке багате на зорі, показало швидкість ототожнення 0.16 сек при умові визначення всіх параметрів програмою, і менше 0.01 сек при вказівці масштабу, орієнтації та дзеркальності зображення в параметрах виклику. При цьому загальна кількість об'єктів в полі зору біля 50, кількість каталожних зір 14.

Ця частина проекту програмного комплексу вже тестується на реальних спостереженнях. Головне при цьому досягти надійної умови в складних випадках для автоматичної обробки, коли а) маємо 2-3 опорних зорі в кадрі; б) маємо багато об'єктів в кадрі; в) маємо перетримані зображення, які псують сусідні об'єкти.

Заключна частина програмного комплексу тільки проробляється, але вона дуже важлива, для отримання якісної і повної обробки ПЗЗ кадрів. Остаточне опрацювання спостережень повинне включати 1) визначення усереднених за кількома кадрами координат об'єктів; 2) визначення фотометричних та позиційних помилок; 3) визначення прозорості атмосфери та яскравості фону неба; 4) визначення заатмосферних зоряних величин та показників кольору; 5) знаходження об'єктів, що переміщуються; 6) вибір та побудова часових залежностей для вибраних об'єктів. При необхідності перелік модулів і задач, які вирішує програмний комплекс може бути розширений. Наприклад, в перспективі планується включити набір модулів, які дозволять працювати з протяжними зображеннями.

Запропонований програмний комплекс буде сприяти ефективному використанню автоматизованого інтернеттелескопу і дозволить швидко отримувати результати спостережень.

Висновки. 1. Представлений проект для автоматизованої обробки великої кількості кадрів ПЗЗ спостережень Київського інтернет-телескопу, який враховує його особливості, зокрема наявність змінного електронного підсилення.

2. Програма **identify** з пакету автоматизованої обробки ототожнення зір в ПЗЗ кадрі побудована на оригінальному алгоритмі, який забезпечує гнучку роботу в пакетному режимі, і може забезпечувати прийнятну швидкість роботи навіть на полях з великою кількістю зір.

1. Романюк Я.О., Клещонок В.В., Данилевський В.О., Решетник В.М., Лук'яник І.В. Святогоров О.О. Автоматизований київський Інтернет телескоп // Наука та інновації – 2010. – № 2. – С. 8-17. 2. Andrews, Peter; Baltay, Charles; Bauer, Anne; Ellman, Nancy; Jerke, Jonathan; Lauer, Rochelle; Rabinowitz, David; Silge, Julia. The QUEST Data Processing Software Pipeline // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – V. 120. – Issue 868. – P. 703-714. 3. Shamir, L.; Nemiroff, R. J.; Torrey, D. O.; Pereira, W. E. Software design for panoramic astronomical pipeline processing. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – V. 366. – Issue 2. – P. 353-357. 4. Banse, K.; Crane, P.; Grosbol, P.; Middleburg, F.; Ounnas, C.; Ponz, D.; Waldthausen, H. MIDAS – ESO's new image processing system // ESO Messenger (ISSN 0722-6691) – March 1983. – P. 26-28. 5. Spratling, B. and Mortari, D. A Survey on Star Identification Algorithms // Algorithms (ISSN 1999-4893) – 2009. – № 2. – P. 93-107. 6. Воронцова Л.А., Чейдо Г.П. Алгоритм автоматического отождествления звезд снимка с каталогом // Автометрия –1974. – №4. – С. 8-17.

УДК 523.987

Надійшла до редколегії 10.06.10

О. Ботигіна, В. Лозицький

СПІВСТАВЛЕННЯ МАГНІТНИХ ПОЛІВ В АКТИВНИХ ПРОТУБЕРАНЦЯХ, ВИМІРЯНИХ ПО ЛІНІЯХ D₃Hei TA Hα

Наведено аналіз нових спектрально-поляризаційних спостережень, проведених на ГСТ АО КНУ. Проаналізовано стоксові профілі I \pm V ліній D₃ Hel і H α у трьох активних протуберанцях, які спостерігались на Сонці 24.07.1999, 4.07.1981 та 12.07.2004. Вимірювання магнітних полів методом "центрів ваги" показали, що усереднене магнітне поле В_{еff} в протуберанцях було в межах від –600 до +600 Гс (різним для різних висот протуберанців). Вимірювання амплітудного магнітного поля В_{0.9} по розщепленню бісекторів профілів I \pm V в їх ядрах на рівні інтенсивності 0.9 показали, що такі поля були значно сильніші, до 2000–3000 Гс. Виявлено цікавий ефект – антикореляцію виміряних індукцій по лініям гелію та водню.

An analysis of new spectral-polarized observations carried out on horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of Kyiv Taras Shevchenko National University is presented. The $I \pm V$ Stokes profiles of three active prominences occured 24 July 1999, 4 July 1981 and 12 July 2004 are analysed. Measurements of the magnetic fields by the method of "centers of gravity" shown, that averaged magnetic field B_{eff} in prominences was in range from -600 to +600 G (different for various heights of prominences). Measurements of amplitude magnetic field B_{0.9} determined by bisector splitting of $I \pm V$ profiles in their cores on intensity level of 0.9 shown, that such fields were much stronger, till 2000–3000 G. An interesting effect was found – anticorrelation of measured magnetic strengths in helium and hydrogen lines.

Вступ. Магнітні поля в короні визначають велику кількість явищ – від переносу МГД хвиль до синхротронного випромінювання у радіодіапазоні. Сонячні протуберанці є корональними об'єктами, але питання про магнітні поля в них досі залишається відкритим. Прямих даних про корональні магнітні поля дуже мало. За різними даними магнітні поля в протуберанцях – від декількох до трьох тисяч гаусс [1, 3, 5, 6–12], тобто відрізняються на 2-3 порядки. На сьогодні невідомо, чим обумовлений такий широкий діапазон виміряних значень магнітного поля в протуберанцях: дійсною відмінністю магнітних полів на різних висотах протуберанців, на різних фазах їх розвитку чи методичними проблемами.

Фізичні умови в протуберанцях визначені давно: ці утворення світяться в результаті пере- випромінювання радіації від нижніх шарів атмосфери Сонця з невеликою часткою переходів під дією електронних ударів. Цим визначається їх температура ≈7000 К і електронна густина – від 10⁹ до 10¹¹ см⁻³ [13]. Прирівнюючи магнітний тиск p_m=B²/8π газовому p_g=nkT, легко оцінити, що для однорідної нескрученої силової трубки, зануреної у протуберанець, рівноважна величина магнітного поля складає лише кілька гаусс. Якщо в протуберанціях дійсно існують сильніші магнітні поля, ці поля мають чимось додатово утримуватись – наприклад, скрученістю силових ліній в безсилових структурах [2]. Для перевірки цього та інших припущень необхідні нові спостережні дані.

Матеріал спостережень. Досліджувались три активні протуберанці, які виникли на лімбі Сонця 24.07.1999, 4.07.1981 та 12.07.2004 р. Спектри протуберанців сфотографовані з експозицією 1 хв. на ешельному спектрографі горизонтального сонячного телескопу Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (ГСТ АО КНУ). Інструмент дозволяє спостерігати одночасно область від 3800 до 6600 Å зі спектральним розділенням 40 мÅ в області лінії D3Hel і 50 мÅ в області лінії Нα. Моменти початку експозицій були такими: 6:49, 6:30 та 8:48 UT, відповідно. При фотографуванні спектрів використовувався аналізатор кругової поляризації (пластинка λ/4 та призма-розщіплювач з ісландського шпату).



Рис. 1. Співставлення вимірювань В_{0.9} та В_{ей}, по лінії Нα у досліджених протуберанцях для висот 2–10 Мм



Рис. 2. Те ж, що й на Рис. 1, але по лінії D₃ Hel

Всі протуберанці виникли після проявів активності у пов'язаних з ними активних областях. Зокрема, протуберанець 12 липня 2004 року виник після лімбового сонячного спалаху балу М1.6, який по даних GOES мав пік рентгенівського випромінювання о 8:10 UT. Після проявлення та фіксування фотопластинки виявилось, що нормальні почорніння фотоемульсії мають лише лінії Hα i D₃HeI, а інші лінії сильно недоекспоновані. Тому вивчались лише дві вказані лінії, що мають ефективні фактори Ланде g=1.05 і 1.06, відповідно. Лінії фотометровались на мікрофотометрі МФ-4; після переведення почорнінь у інтенсивності були отримані профілі *I*±*V*. Взаємна прив'язка цих профілів по довжинах хвиль здійснювалась по телуричних лініях. Неузгодженість положень телуричних ліній на регістрограмах дозволяла оцінити похибки вимірювань; вони виявились в межах ±100 Гс для обох ліній.

Співставлення вимірювань *B*_{eff} та *B*_{0.9}. Магнітні поля в протуберанцях вимірювались двояко: а) методом "центрів ваги", та б) по розщепленню бісекторів профілів *I*±*V* у їх ядрах. Дані "центра ваги" відображають усереднене поле *B*_{eff}, знайдене в наближенні його однорідності в межах площі вхідної щілини. Щоб знайти величину поля, близьку до його амплітудних (локальних) значень, доцільно виміряти розщеплення не "центрів ваги", а вершин емісії. Це пов'язано з тим, що в профілях як емісійних, так і абсорбційних ліній часто спостерігається своєрідний "*V*-ефект" [4], коли ядро лінії розщеплюється більше, ніж крила, а взаємне розміщення бісекторів *I* + *V* та *I* – *V* профілів нагадує латинську літеру *V*.

Для цього після побудови профілів ліній в інтенсивностях знаходились їх бісектори. Розщеплення бісекторів калібрувалось у напруженостях магнітного поля. Оскільки в центрі лінії завжди є деякі особливості типу плато або подвійної-потрійної вершини, то краще вимірювати максимальне розщеплення не в самому центрі лінії, а дещо нижче по рівню інтенсивності – наприклад, на рівні 0.9 від максимальної інтенсивності, де хід інтенсивності вже достатньо крутий, а величина розщеплення менше залежить від "шумових" спотворень інтенсивності. Таке поле, позначене як *В*_{0.9}, представлене на рис.1 та 2 у співставленні з величиною *В*_{ей}, для всіх трьох протуберанців.

З рис. 1 та 2 випливає, що в той час як *B*_{eff}, змінюється у межах від –600 до + 600 Гс, величина *B*_{0.9} досягає вищих значень по абсолютній величині – приблизно до 2000 Гс. Це і є числовим відображенням V-ефекту (більшого виміряного поля в ядрі лінії, ніж в її крилах). Як відомо авторам даної роботи, раніше на цей ефект в протуберанцях не звертали уваги, хоча подібні особливості давно відомі у спалахах і неспалахових областях [2].

Співставлення вимірювань *B*_{0.9} в лініях D₃ та Hα. Це співставлення подано на рис. 3. У порівнянні з рис. 1 та 2, тут добавлена одне значення для висоти 10 Мм у протуберанці 12.07.2004 р., для якого виявлена у профілях тонка але сильно розщеплена особливість, що відповідає магнітному полю +3000 Гс. Поскільки вона спостерігалась як другий максимум інтенсивності у "фіолетових" крилах ліній, для неї не можна було вказати величину *B*_{eff}, а лише *B*_{0.9}.

З рисунка видно, що має місце цікавий ефект: антикореляція магнітних полів в лініях *D*₃ та *H*α, причому ця антикореляція поширюється навіть на зміну полярності поля. Ще одна цікава деталь: лінія регресії не проходить через точку (0,0) на залежності. Для порівняння варто нагадати, що для фотосферних магнітних полів подібні залежності для різних пар магніточутливих ліній завжди мають позитивну кореляцію, а лінія регресії проходить там через точку (0,0) [2]. Можна припустити, що це є непрямим свідченням того, що магнітні поля в протуберанцях є не менш неоднорідними, ніж магнітні поля у фотосфері Сонця.

Висновки та їх обговорення. Отримані дані свідчать про те, що в протуберанцях навіть на висотах 10 Мм можливі досить сильні поля "кілогаусового" діапазону. Хоча усереднене магнітне поле *B*_{eff}, виміряне методом "центрів ваги" всього профіля лінії, було в межах від –600 до +600 Гс (різним для різних висот протуберанців), локальні поля, ймовірно, були в 3–5 разів сильнішими. На користь цього свідчить значне розщеплення бісекторів профілів I ± V в ядрах ліній на висоті 0.9 від рівня центральної інтенсивності.

Цілком несподівано виявлено ефект антикореляції виміряних значень магнітного поля по лініях водню і гелію (рис. 3). Як відомо авторам, цей ефект зафіксовано вперше. Принаймні, для вимірювань магнітного поля на рівні фотосфери завжди відмічається позитивна кореляція даних по різних спектральних лініях.

Имовірною причиною вказаного ефекту є те, що лінії водню і гелію світяться в областях з різною температурою: водень світиться при нижчій температурі, а гелій – при вищій. Якщо в неоднорідному протуберанці існують маломасштабні магнітні волокна, в яких температура поступово спадає з наближенням до їх внутрішніх областей, тоді як магнітне поле – навпаки зростає, то якісно можлива ситуація, подана на рис. 3.



Рис. 3. Співставлення вимірювань B_{0.9} по лініях D₃ і На для висот 2–10 Мм у досліджених протуберанцях

1. Башкирцев В.С., Смольков Г.Я., Шмулевский В.Н. Об измерениях магнитного поля в солнечных активных протуберанцах // В сб.: Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. – Вып. 20. – М.: Наука. – 1971. – С. 212 – 221. 2. Лозицкий В.Г. Сильные магнитные поля в мелкомасштабных структурах и вспышках на Солнце. Дисс. доктора ф.-м. наук: 01.03.03 – Киев, 2003. – 299 с. 3. Лозицкий В.Г., Пасечник М.Н. О магнитных полях в активном протуберанце, измеренных по линиям различных элементов // Вестник Киевского университета, Астрономия. – 1986. – Вып. 28. – С.40-43. 4. Лозицкий В.Г., Стаценко М.М. Исследование магнитного поля в лимбовой солнечной вспышке // Известия Крым. Астрофиз. обсерватории. – 2008. – Т. 104, № 2. – С. 28–28. 5. Шпитальная А.А., Вяльшин Г.Ф. О магнитных полях в протуберанцах // Солнечные данные. – 1970, № 4. – С. 100-107, 6. Casini R., Lopez Ariste A., Tomczyk S., Lites W.B. Magnetic maps of prominences from full Stokes analysis of the HeI D3 line / Ap. J. Let. - 2003. -V. 598. – P.L67–L70. 7. Klepikov V.Yu. Magnetic field and Doppler velocity correlation in quiescent solar prominences / Radiophysics and quantum electronics. - 1996. - V.39, N10. - P.857-861. 8. Kuckein C., Centeno R., Martinez Pillet V., Casini R., Manso Sainz R., Shimizu T. On the magnetic field strength of active region filaments // Astronomy and Astrophysics. - 2009. - V. 501, Iss. 3. - P. 1113-1121. 9. Paletou F., Lopez Ariste A., Bommier V., Semel M. Full-Stokes spectropolarimetry of solar prominences / Astron. Astroph. - 2001. - V.375. - P.L39-L42. 10. Ramelli R., Bianda M., Trujillo Bueno J., Belluzzi L., Landi Degl'Innocenti E. Observation of the joint action of the Hanle and Zeeman effects in the D2 line of Ba II // Solar Polarization 5. ASP Conference Series. - 2009. - Vol. 405. – P. 1-9. 11. Smolkov G.Ya., Bashkirtsev V.S. Magnetic fields in solar prominences / Cotribution of the Astronomical Observatory Skalnate Pleso. -1976. – V.6. – P.175–194. (Proceedings of the 7th Regional Consultation on Solar Physics "Solar Activity and Solar-Terrestrial Relations", September 24-28, 1973). 12. Trujillo Bueno J., Merenda L., Centeno R., Collados M., Landi Degl'Innocenti E. The Hanle and Zeeman effects in solar spicules: a novel diagnostic window on chromospheric magnetism / Ap. J. Let. - 2005. - V.619. - P.L191-L194. 13. Yakovkin N.A., Zeldina M.Yu. The helium radiation in prominences / Sol. Phys. - 1971. - V.19. - P.414-430.

Надійшла до редколегії 02.06.10

УДК 521.96

С. Шатохіна, В. Андрук, А. Яценко

ПЕРШІ РЕЗУЛЬТАТИ АСТРОМЕТРИЧНОЇ ТА ФОТОМЕТРИЧНОЇ ОБРОБКИ СКАНОВАНИХ ПЛАТІВОК ПДА ГАО НАНУ

В даній роботі вперше зроблена оцінка астрометричних та фотометричних результатів обробки оцифрованих зображень по платівкам телескопу ПДА. Оцифровка платівок виконана на сканері Microtek ScanMaker 9800XL TMA. Обробка зображень зроблена в пакеті LINUX/MIDAS/ROMAFOT. Для вибраних платівок ПДА середні квадратичні похибки одного зображення складають 0.06″ та 0.13^т для обох екваторіальних координат (в системі каталога ТҮСНО-2) та зоряних величин (в системі В Джонсона). Похибки мають випадковий характер і не мають систематичної залежності від координат, величин та кольору зірок. Отримані результати також були порівняні з раніш обробленими вимірами цих самих платівок на ПАРСЕК.

In the paper the first estimation of astrometric and photometric results of digitization of images on plates of Double Long Focus Astrograph (DLFA) was made. The digitization of plates was carried out with the scanner Microtek ScanMaker 9800XL TMA. For image processing the package LINUX/MIDAS/ROMAFOT was used. For selected plates DLFA mean square errors for equatorial coordinates (in a system of TYCHO-2 catalogue) and stellar magnitudes (in the Johnson B-system) per one image are 0.06" ma 0.13^m. The errors are of random nature and there are no systematic dependences on coordinates, magnitudes and colour of stars. The comparison of obtained results with that of earlier plate measurements obtained with complex PARSEC was made.

Склотека телескопу ПДА. В попередні роки в ГАО НАНУ завершені роботи по впорядкуванню скляних архівів спостережень і створенню їх електронних аналогів в міжнародному форматі WFPDB. Створена база даних голосіївського архіву платівок DBGPA V2.0 (http://www.mao.kiev.ua/ardb/index_new.php). Значною складовою частиною її є фотографічні спостереження на подвійному довгофокусному астрографі (телескоп ПДА). Спостереження велись на протязі 1949-1986 рр. За цей період отримано 9135 платівок, що відповідають 15276 знімкам (експозиціям) зоряного неба. Згідно наукових програм, що велись на телескопі ПДА, отримано таку кількість платівок: фундаментальні зорі – 1854, планети – 1505, галактики – 1181, астероїди – 927, змінні зорі – 832, зорі – 703, подвійні зорі – 719, зоряні скупчення – 535. комети – 190, зоряні поля – 587, інше – 102. Для подальшого оцифрування платівок ПДА і знаходження найбільш оптимальних шляхів астрометричної і фотометричної обробки сканованих зображень вибрано 3 платівки ПДА з зображеннями далеких планет та їх супутників.

Обробка сканованих платівок в MIDAS. Перший досвід продуктивної обробки оцифрованих платівок шляхом сканування в ГАО був отриманий в 1999 р. [1]. В результаті виконаної роботи для поля 3.3°х2.5° (4094х3100 пкл) був отриманий каталог положень та величин 700 зірок в системі R Джонсона для скупчення Гіади. При масштабі телескопу 172″/мм і масштабі сканування 2.86″/пкл астрометрична та фотометрична точність склала 0.65″ и 0.12^m відповідно. В подальшому були виконані тестові роботи для полів великих розмірів з використанням планшетних сканерів Містоtek ScanMaker 4 и Microtek ScanMaker 9800XL ТМА. Для астронегативів подвійного ширококутного астрографа (телескоп ПША) розміром 6.4°х6.4° (24х24 см або 7140х7800 пкл) при роздільній здатності сканування 900 dpi (ScanMaker 4) точність астрометрії в системі каталога ТҮСНО-2 склала 0.1÷0.3″ та 0.15÷0.20^m відповідно [2]. Для 1.2 м телескопа Шмідта в Балдоне при скануванні з 1000 dpi платівок (експонованих в U смузі) розміром 24х24 см (9375х9250 пкл) також досягнута точність 0.1÷0.3″ и 0.1÷0.2^m відповідно для координат і величин зірок [3]. Дані про астрометричну та фотометричну точність для зірок сканованих платівок відносно масштабів телескопів, масштабів сканування тощо наводяться в табл. 1. Номерам №1-№4 відповідають телескопи: №1 – менісковий телескоп Максутова Астрономічної обсерваторії ім. Енгельгардта в Казані, №2 – 1.2 м телескоп Шмідта в Балдоне, №3 – ПША ГАО НАНУ.

Платівки скануються на планшетному сканері Microtek ScanMaker 9800XL ТМА з роздільною здатністю 1200 dpi. В роботі [5] викладені результати детального дослідження сканера, що мають практичне застосування. Із порівняння результатів обробки оцифрованих файлів з різними градаціями сірого (16 чи 8 розрядів) зроблено оцінку точності розробленого методу визначення прямокутних координат і фотометрії об'єктів в пакеті MIDAS/ROMAFOT. Випадкові похибки в інструментальній системі складають ±0.0035 пкл для координат і ±0.011^m для зоряних величин відповідно. Для оцінки повторюваності астрометричних і фотометричних похибок сканера було оброблено чотири послідовних скани однієї і тієї ж платівки з роздільною здатністю 1200 dpi. Отримано такі оцінки похибок: ±0.034÷0.059 пкл і ±0.012÷0.014^m для прямокутних координат і інструментальних зоряних величин.

N⁰	D/F	Смуга	Експозиція	Масштаб	Поле	σα	σ_{δ}	σm	
1	0.35/1.2	R	40 хв	172"/мм(2.86"/пкл)	3.3°x2.5°	0.68″	0.64″	0.12 ^m	
2	1.20/2.4	U	20	86 2.16	R =4.8°	0.17	0.24	0.18	
3	0.40/2.0	В	18	103 2.15	8°x8°	0.17	0.18	0.20	
4	0.40/5.5	B _{ph}	20	38 0.78	2°x2°	0.06	0.08	0.13	

Таблиця 1. Астрометрична та фотометрична точність для зірок відносно деяких характеристик астронегативі
з різних телескопів

Оцифровані зображення зоряних полів у форматі fits-файлів оброблені в програмному середовищі LINUX/MIDAS/ROMAFOT [7]. В ГАО НАНУ розроблені та реалізовані в пакеті MIDAS методи обробки оцифрованих астронегативів великих розмірів (13000х 13000 пкл) для об'єктів всього інтервалу характеристичної кривої. В роботі [4] викладені основні етапи процесу обробки оцифрованих платівок з автоматичним виключенням фотометричного рівняння поля.



Рис. 1. Не кориговані різниці Δα, Δδ між виміряними та каталожними координатами для прямих сходжень і схилень зірок каталогу ТҮСНО-2. Різниці подано відносно прямокутних координат X,Y і зоряних величин В каталогу ТҮСНО-2

Астрометрія платівок ПДА. Із програми обробки оцифрованих файлів ми отримуємо прямокутні координати (в пкл) і фотометричні інструментальні дані про зоряні величини зареєстрованих об'єктів. В якості опорного каталогу використовувся каталог ТҮСНО-2, поскільки він має досить точні значення власних рухів зірок. Опорні зірки вибирались по всьому полю платівок розміром 2°х2°. Результати астрометричної обробки платівок ПДА розглянемо на прикладі обробки платіви №356, що експонована 24 лютого 1963 р. На рис. 1 демонструється хід (не коригованих за інструментальні похибки сканера) різниць Δα, Δδ між виміряними та каталожними координатами для прямих сходжень α і схилень δ зірок каталогу ТҮСНО-2. Різниці подано відносно прямокутних координат X, Y і зоряних величин В каталогу ТҮСНО-2. Помітно систематичні відхилення виміряних координат α, δ відносно координати Y (напрям руху вимірювальної ПЗЗ-лінійки). Відмітимо, що для телескопу з масштабом m = 206265/5500 = 38″/мм при скануванні з роздільною здатністю 1200 dpi масштаб сканування приблизно складає 1 пкл = 0.78″, а точність отримуваних екваторіальних координат (після корекції за похибки сканера і редукції прямокутних координат X, Y в систему тангенціальних координат ξ, η) для опорних зірок трьох тестових платівок лежить в межах σ_{α,δ} ≈ 0.04÷0.09″ (див. табл. 2). Загалом, точність для координати Y (δ) гірша, ніж для координати X (α). Можлива, але не до кінця досліджена, причина цього явища в систематичному ході масштабу відносно координати Y.

Фотометрія платівок ПДА. Як відомо, зв'язок між виміряними зоряними величинами і реальною шкалою зоряних величин для фотографічної емульсії існує в вигляді характеристичної кривої. Для випадку фотоелектричних стандартів характеристична крива для В смуги Джонсона при експозиції 20 хвилин має вигляд, показаний зліва на рис. 2. Справа – характеристична крива для В величин каталогу ТҮСНО-2. Приклад демонструється для платівки №356 телескопу ПДА (α = 10^h 23^m, δ = 10° 55') з експонованим в центрі Ураном та його супутниками Тітанія та Оберон, які в табл. 2 позначені як 3 і 4 (стовпчик №9). Фотоелектричні величини зірок взяті з каталогів [6, 8, 9]. Похибки редукції в систему В фотоелектричних стандартів (кола) та систему В каталога ТҮСНО-2 (точки) складають ±0.13^m та ±0.27^m відповідно. В нижній частині рис. 2 показано хід фотометричних різниць ΔВ між визначеними і каталожними зоряними величинами по полю платівки відносно прямокутних X, Y; з зоряною величиною В та показником кольору В-V в системі Джонсона.



Рис. 2. Зверху – характеристичні криві астронегативу №356 телескопу ПДА.
Внизу – хід фотометричних різниць між визначеними і каталожними зоряними величинами
відносно прямокутних координат Х та Ү, з зоряною величиною В і показником кольору В-V в системі Джонсона

N⁰	NT	σα	σ_{δ}	Np	σв	Ντ	σ_{B}	n _s	Δ_{α}	Δ_{δ}	Δ_{α}	Δ_{δ}
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
356	149	0.039″	0.087″	10	0.13 ^m	120	0.27 ^m	34	-0.19″	+0.09"	+0.35"	+0.47"
									+0.02	-0.08	+0.23	+0.45
407	136	0.053	0.069	8	0.07	107	0.27	34	+.060	-0.60	+0.20	+0.09
									+0.47	-0.10	+0.10	+0.10
2693	136	0.073	0.076	9	0.24	101	0.29	34	+0.06	+0.77	+0.25	+0.32
									+0.36	+0.74	+0.10	+0.38

I a O I a a A Z I C O Y I D I a M O O O O C M I D D O C C C A I O D A I M A I D A I D O C C O I Y I D A

Стосовно фотометричних різниць ΔВ для зірок каталогу ТҮСНО-2 можна відзначити їх систематичний хід відносно кольору зірок B-V.

Висновки. Результати обробки трьох платівок ПДА, експонованих за програмою спостережень тіл Сонячної системи, демонструються в табл. 2. В табл. 2 подано наступні результати за номерами стовпчиків: №1 – номер платівки ПДА; №2 – кількість опорних зірок каталогу ТҮСНО-2 на платівці; №3-4 – точність отриманих екваторіальних координат для опорних зірок; №5 – кількість фотоелектричних стандартів; №6 – точність фотометрії в системі Джонсона; № 7- кількість зірок ТҮСНО-2 для побудови характеристичної кривої; №8 – точність фотометрії в системі каталога ТҮСНО-2; №9 – номери супутників Урану: 3 – Тітанія, 4 – Оберон; №10-11 – різниці між отриманими і ефемеридними координатами супутників для випадку обробки оцифрованих платівок; №12-13 – аналогічні різниці для випадку обробки платівок після вимірів на координатно-вимірювальній машині ПАРСЕК. Загальні висновки такі. Астрометрична і фотометрична обробка сканів вибраних платівок ПДА показала високу точність отриманих координат та зоряних величин. Так для оцифрованих платівок в системах опорних каталогів $\sigma_{a,\delta} \approx 0.04 \div 0.09"$ та $\sigma_{B} \approx \pm 0.13^{m}$. Ці похибки в 2 рази менші за аналогічні ($\sigma_{a,\delta} \approx 0.10 \div 0.12"$), отримані для опорних зірок після обробки згаданих платівок по вимірам на ПАРСЕК. При порівнянні точних положень супутників, отриманих по різним вимірам платівок, внаслідок малої кількості положень суттєвих відмінностей не виявлено.

1. Андрук В.М., Парусімов В.Г., Дудник Т.Б., Островський Д.Ю. Каталог положень та величин в системі R Джонсона 700 зірок в Гіадах. Вимірювання, астрометрична та фотометрична обробка фотоплатівок // Кинематика и физика небес. тел. – 1999. – Т. 15, №6. – С. 489-500. 2. Андрук В.Н., Иванов Г.А., Погорельцев М.Т., Яценко А.И. Об опыте использования сканера для измерений и фотометрии пластинок программы ФОН // Кинематика и физика небес. тел. – 2005. – Т. 21, №5. – С. 396-400. 3. Андрук В., Пакуляк Л. Дослідження можливости використання сканерів Містоtek для фотометри пластинок программы ФОН // Кинематика и физика небес. тел. – 2005. – Т. 21, №5. – С. 396-400. 3. Андрук В., Пакуляк Л. Дослідження можливости використання сканерів Містоtek для фотометри рії зір // Журнал фізичних досліджень. – 2007. – Т. 11, №3. – С. 329-333. 4. Андрук В.М., Бутенко Г.З., Яценко А.I. Фотометрія платівок, оцифрованих сканером Містоtek ScanMaker 9800XL ТМА // Кинематика и физика небес. тел. – 2010. – Т. 26, №3. – С. 76-82. 5. Головня В., Андрук В., Яценко А.

Астрометрія платівок ПША, оцифрованих сканером Microtek ScanMaker 9800XL ТМА // Журнал фізичних досліджень. – 2010. – Т. 13. 6. Bucciarelli B. et al., Guide star photometric catalog. Version 2.4. – Spagna. – 2001. 7. ESO-MIDAS users guide. – Garching, 1994. – Vol. A, B, C. 8. Lasker B.M., Russel J.N., Jenkner H. The Guide Star Catalog. Version 1.1 – ACT. // The Assotiation of Universities for Researh in Astronomy, Inc. – 1996. 9. Mermilliod J.C. Homogeneous means in the UBV system // Institut d'Astronomie, Universite de Lausanne. – 1991.

Надійшла до редколегії 08.06.10

УДК 524.7; 323.2

П. Федоров, В. Ахметов

ХРМ И HIPPARCOS КАК РЕАЛИЗАЦИЯ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКОЙ ОПОРНОЙ СИСТЕМЫ КООРДИНАТ. ИХ ОБЩНОСТЬ И РАЗЛИЧИЯ

Проведено аналіз двух сучасних оптичних реалізацій позагалактичної опорної системи координат – Hipparcos та ХРМ. Показано, що системи, які розповсюджують HCRF на слабкі зірки мають помітні систематичні помилки, пов'язані з рівнянням блиску. Також показано, що система Hipparcos/UCAC2 має залишкове обертання. Оцінки компонент вектора обертання ωх, ωу, ωz = (-0.06 ± 0.15, 0.17 ± 0.14, -0.84 ± 0.14) мcd/рік.

The analysis of two modern optical realizations of the extragalactic coordinate reference systems – the Hipparcos and the XPM catalogues was performed. It is shown that the systems, which are expanding the HCRF into the faint stars, have the appreciable systematic errors induced by a magnitude equation. It is shown also that the Hipparcos/UCAC2 system have a residual rotation. There are the estimations of the components of rotation vector: ωx , ωy , $\omega z = (-0.06 \pm 0.15, 0.17 \pm 0.14, -0.84 \pm 0.14)$ mas/yr.

Введение. На рубеже 20-21 веков в астрономии в качестве стандарта была введена новая система координат, получившая название International Celestial Reference System (ICRS) [1]. Она сменила прежнюю систему координат, которая была реализована каталогом FK5. Основные определения новой системы координат даны в нормативных документах Международного астрономического союза (МАС).

Первоначальная реализация этой системы координат (608 источников) получила название International Celestial Reference Frame (ICRF) [19]. Направления ее осей фиксируются положениями 212 базовых точечных внегалактических радиоисточников, полученных наземными РСДБ методами с точностью порядка 0.5 миллисекунды дуги (мсд). С 01.01.2010 по решению Генеральной Ассамблеи МАС ICRF был заменен на ICRF2 [11], который содержит уже 3414 объектов и 295 определяющих опорных источников. Однако прямое использование системы ICRF при позиционных наблюдениях в видимом и инфракрасном диапазонах практически невозможно из-за малого количества опорных объектов и их низкой светимости. Поэтому для оптического диапазона вместо ICRF был создан его аналог – HCRF на основе результатов измерений, выполненных на борту космического аппарата Hipparcos.

Ніррагсов как первая реализация ICRS в оптическом диапазоне. Как известно, окончательная привязка данных космического спутника Ніррагсов к ICRF была выполнена в работе Ковалевского и др. [15]. Целью этой привязки было введение в оптическом диапазоне системы координат, заданной каталогом Ніррагсов [8] и наилучшим образом согласованной с ICRF. В результате, как отмечают авторы [15], ориентация осей системы отсчета Ніррагсов по отношению к ICRF зафиксирована путем прямой привязки положений звезд Ніррагсов в эпоху J1991.25 к их радио положения в ICRF с точностью ± 0.6 мсд. Вращение системы осей Ніррагсов было зафиксировано путем привязки его собственных движений к любым внешним источникам, включая галактики, которые не обязательно присутствуют в ICRF, с точностью ± 0.25 мсд/год. Уже во второй части этого утверждения присутствует некоторая неточность в формулировке. Отсутствие среди объектов каталога Ніррагсов внегалактических источников (кроме квазара 3C273В) не позволяет выполнить непосредственную привязку к внегалактическим объектам. А потому, для определения величины остаточного вращения ω(ω_x, ω_y, ω_z) системы H37C была использована модель, описываемая уравнениями [18]:

$$\Delta \mu_{\alpha} \cos \delta = \omega_{x} \cos \alpha \sin \delta + \omega_{y} \sin \alpha \sin \delta - \omega_{z} \cos \delta$$
⁽¹⁾

$$\Delta \mu = -\omega_x \sin \alpha + \omega_y \cos \alpha \,, \tag{2}$$

где в левых частях находятся разности собственных движений звезд вида (Н37С – абсолютный каталог).

Из вида этих уравнений следует, что привязка осуществлялась не к внегалактическим источникам, а к системам собственных движений каталогов, реализуемых либо абсолютными собственными движениями наземных фотографических программ, либо собственными движениями 12 радио звезд, которые в свою очередь были привязаны к оптическим источникам (галактикам) и внегалактическим радио источникам (квазарам) с определенной точностью. В результате использования различных систем собственных движений звезд, индивидуальные решения ω(ω_x, ω_y, ω_z), полученные методом наименьших квадратов оказались несовместимыми. Поэтому окончательное объединенное решение было получено формальным осреднением (с учетом весов) индивидуальных решений. Здесь следует заметить, что примерно половина общего веса в конечном решении оказалась принадлежащей SPM [12] программе и VLBI наблюдениям. Это означает, что в северной полусфере вклад фотографических наблюдений в согласование систем такой же, как и VLBI данных. А в южной полусфере этот вклад является подавляющим, поскольку там имеется лишь одна звезда из 12 VLBI данных. К тому же, распределение внегалактических источников – галактик на юге очень неудачно, поскольку они покрывали всего лишь зону склонений от -20 до -45 градусов и небольшую область вблизи южного полюса. Таким образом, основной вклад в конечное решение был внесен данными фотографических наблюдений.

Таким образом, принятое в работе [15] значение оценки инерциальности каталога HIPPARCOS (0.25 мсд/год) скорее всего отражает не инерциальность последнего, а точность определения величины взаимного вращения систем отсчета, задаваемых сравниваемыми каталогами. Инерциальность наземных каталогов определяется точностью абсолютизации, – процедуры, которая характеризует точность приведения наблюдаемых движений к системе осей, не вращающихся в пространстве. Поскольку привязка собственных движений звезд из использованных фотографических обзоров к галактикам, была выполнена с точностью примерно 1-5 мсд/год, то суммарная точность привязки HIPPARCOS к внегалактическим источникам не может быть меньше этой величины.

Каталог XPM как реализация ICRS в оптическом и ближнем инфракрасном диапазоне. Система собственных движений более 300 миллионов звезд каталога XPM [9; 10] получена в результате прямой привязки (без использования промежуточных систем собственных движений) к внегалактическим источникам, которые заданы в оптическом и ближнем инфракрасном диапазоне положениями одного миллиона статысяч объектов, в основном галактик, и которые достаточно равномерно распределены по всей небесной сфере. Точность абсолютизации составляет примерно 0.3 мсд/год для северной полусферы и около 1 мсд/год для южной. Случайная точность абсолютных собственных движений слабых звезд XPM была оценена из следующих соображений. Среди объектов XPM были отождествлены около 12 тысяч квазаров из DR5 [21] и около тысячи источников ICRF2. В процедуре выведения абсолютных собственных движений XPM они рассматривались, как обычные звезды и для них были получены оценки собственных движений. После отождествления их с квазарами DR5 и источниками ICRF2 мы получили их средние собственных движений внегалактических объектов мы рассматриваем как остаточное вращение системы осей, определенных каталогом XPM. Средние значения для μ_α созб и μ_δ составляют 0.12 и -0.24 мсд/год соответственно, а стандартные отклонения заключены в диапазоне 3.8 – 7.4 мсд/год и могут служить оценкой случайной точности собственных движений звезд XPM.

Согласование систем. Каталог Ніррагсоз охватывает все небо, но содержит только яркие звезды приблизительно до 9 звездной величины. Для решения очень многих астрометрических задач эта система распространяется в слабую область диапазона звездных величин с помощью данных из каталогов АСТ [22], TRC [16] и Tycho-2 [13]. В последние годы были получены каталоги UCAC-2 [23] и UCAC-3 [24]. Вместе с тем, распространение Ніррагсоз в слабую область неизбежно приводит к деградации опорной системы, что происходит уже сегодня.



Рис.1. Зависимость собственных движений UCAC3 MuRA от RA



Рис. 2. Зависимость собственных движений UCAC3 MuDE от DEC

Подобное утверждение требует пояснений. Общепринятая практика использование ярких опорных звезд в задаче распространения системы Hipparcos на слабые звезды, неизбежно приводит к появлению систематических ошибок типа уравнения блеска, которые заметно искажают собственные движения создаваемых каталогов. Так, например, в каталоге UCAC-2, начиная примерно с 11.5 звездной величины присутствует уравнение блеска [14]. Это обусловлено использованием в качестве первых эпох при выведении новых собственных движений данных наблюдений фотографических обзоров (других просто нет), полученных в 50-80 годы прошлого столетия. В каталоге UCAC-2 были использованы так называемые желтые пластинки SPM обзора. Еще хуже обстоит дело в UCAC3, в котором для вывода собственных движений в слабой области использовались данные Шмидтовских пластинок [17]. В результате, собственные движения обоих каталогов имеют заметные систематические ошибки в полях размером примерно 5 × 5 градусов. А на границах этих полей имеются очень большие разрывы (20-30 мсд/год), что очень опасно, поскольку большинство современных высокоточных наблюдений выполняются с помощью ПЗС матриц в небольших полях. Рисунки 1 и 2 демонстрируют поведение собственных движений звезд каталога UCAC-3 в зависимости от координат в сравнительно небольших участках неба. Сравнительно недавно выполненные работы по переопределению вектора вращения системы HIPPARCOS, свидетельствуют о том, что параметры привязки системы Hipparcos к ICRF, полученные в работе [15] требуют уточнения. Особенно это касается компоненты вращения относительно оси Z экваториальной системы координат, которая в рамках примененной модели, принципиально не может быть освобождена от влияния уравнения блеска. Причина остаточного вращения, вероятно, связана с тем, что в фотографических абсолютных собственных движениях звезд, использовавшихся для определения вращения системы Hipparcos, все же осталась зависимость от звездной величины. В работе [4] были найдены следующие параметры вращения системы каталога HIPPARCOS относительно внегалактической системы координат: ω_x = 0.04 ± 0.15 мсд/год, ω_v = 0.18 ± 0.12 мсд/год, ω_z = -0.35 ± 0.09 мсд/год (компоненты вращения в экваториальной системе координат). Этот результат был подтвержден анализом кинематики как звезд HIPPARCOS [3], так и сотен тысяч слабых звезд каталогов Tycho-2 и UCAC2 [5]. В целом он не противоречит и результатам работы Бобольтца и др. [2], в которой выполнен анализ положений и собственных движений 46 радиозвезд. В этой работе были получены параметры взаимной ориентации оптической реализации (HCRF) и радио системы (ICRF): ex = -0.4 ± 2.6 мсд, $e_v = 0.1 \pm 2.6$ мсд, $e_z = -3.2 \pm 2.9$ мсд, а также компоненты вектора взаимного вращения: $\omega_x = 0.55 \pm 0.34$ мсд/год, ω_y = 0.02 ± 0.36 мсд/год, ω_z = −0.41 ± 0.37 мсд/год. Эти авторы делают справедливый вывод о том, что в пределах ошибок значимые вращения отсутствуют. Отметим также оценку угловой скорости вращения системы HIPPARCOS относительно координатных систем, задаваемых эфемеридами DE403 и DE405, которая была получена в работе Чернетенко [7] из анализа наблюдений астероидов: |ω| = 0.94 ± 0.20 мсд/год, а компоненты найденного вектора имеют значения $\omega_x = 0.12 \pm 0.08$ мсд/год, $\omega_y = 0.66 \pm 0.09$ мсд/год, $\omega_z = -0.56 \pm 0.16$ мсд/год. Этот результат вынуждает сделать вывод о том, что либо динамические теории DE403 и DE405 нуждаются в улучшении, либо система НІРРАRCOS нуждается в поправке. Определение параметров взаимного вращения было сделано также в 2010 году на основе сравнения слабых звезд XPM и UCAC2 [6]. Оценки компонент вектора вращения ω_x , ω_y , ω_z = (-0.06 ± 0.15, 0.17 ± 0.14, -0.84 ± 0.14) мсд/год. Как видим, один из компонентов, а именно ω_z , в ряде случаев значимо отличается от нуля. Поэтому определение параметров вращения на основе независимых данных, свободных от систематических ошибок типа уравнения блеска является крайне актуальной задачей для согласования систем заданных каталогами Hipparcos и XPM.

Заключение. Теперь, когда создание каталога ХРМ завершено, необходимо решить еще одну задачу – получить параметры вращения распространителей системы Hipparcos относительно системы ХРМ во всем доступном диапазоне звездных величин. Собственные движения Hipparcos, к сожалению, не могут быть использованы напрямую, поскольку находятся вне диапазона звездных величин ХРМ. Как показано выше, точность абсолютной калибровки каталога ХРМ, вследствие большого количества опорных реперов, их почти равномерного распределения по небесной сфере и продуманной методике привязки к внегалактическим источникам не превышает 1 мсд/год. Как показано в [10] уравнение блеска в диапазоне слабее 15 звездной величины в каталоге ХРМ отсутствует, а в яркой области оно исключено с помощью специальной процедуры, опирающейся на предположение об отсутствии уравнения блеска в каталоге Тусho-2. Указанные факты позволяют нам сформулировать задачу в следующем виде:

определить углы вращения системы Hipparcos относительно системы XPM и тем самым задать в диапазоне звездных величин 6 < B < 22 новую внегалактическую опорную систему. В случайном отношении точность яркой и слабой части останутся неизменными, а в систематическом отношении это будет единая система координат, точность абсолютной калибровки которой, в северном полушарии составит примерно 0.3 мсд/год, а в южном – около 1 мсд/год.

1. Arias E. F., Charlot P., Feissel M., Lestrade J.-F. The extragalactic reference system of the International Earth Rotation Service, ICRS // Astron. and Astrophys. – 1995. – Vol. 303. – Р. 604-608. 2. Воронг D. А., Fey A. L., Риациа W. K. et al., Very large array plus pie town astrometry of 46 radio stars // Astron. J. – 2007. – Vol. 133. Р. 906-916. 3. Бобылев В. В. Кинематический контроль инерциальности каталогов системы ICRS // Письма в Астрон. журн. – 2004. – Т. 30, №4. – С. 289 – 296. 4. Бобылев В. В. Астрометрический контроль инерциальности каталога HIPPARCOS // – Письма в Астрон. журн. – 2004. – Т. 30, №12. – С. 930 – 935. 5. Бобылев В. В., Ховричев М. Ю. Кинематический контроль инерциальности системы собственных движений звезд каталогов ТҮСНО-2 и UCAC2 // Письма в Астрон. журн. – 2006. – Т. 32, №9. – С. 676 690. 6. Бобылев В. В., Федоров П. Н., Байкова А. Т., Ахметов В. С. Определение параметров ориентации системы ICRS/UCAC2 с использованием Харьковского каталога абсолютных собственных дви-жений звезд // Письма в Астрон. журн. – 2010. – Т. 36, №7. – С. 1–8. 7. Chernetenko, Yu. A., Orientation of the Hipparcos frame with respect to the reference frames of the DE403/LE403 and DE405/LE405 ephemerides based on asteroid observations // Astronomy Letters - 2008. - Vol. 34, Issue 4. -P. 266-270. 8. ESA - 1997. The Hipparcos and Tycho Catalogues // ESA SP-1200. 9. Fedorov P. N., Myznikov A. A. and Akhmetov V. S. The XPM Catalogue: absolute proper motions of 280 million stars // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2009. - Vol. 393. - P. 133-138. 10. Fedorov P. N., Akhmetov V. S., Bobylev V. V., Bajkova A. T. An investigation of the absolute proper motions of the XPM catalogue // Astron. Soc. - 2010. Vol. 393. P. 133-138 in press. 11 Fey A., Gordon D. and Jacobs C. S. (eds.) The Second Realization of the International Celestial Reference Frame by Very Long Baseline Interferometry // Presented on behalf of the IERS / IVS Working Group, (IERS Technical Note; 35) Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie - 2009. - 204 P. ISBN 3-89888-918-6 (print version). 12. Girard T. M., Platais I., Kozhurina-Platais V., et al. The Southern Proper Motion Program. I. Magnitude equation correction // Astron. J. - 1998. - Vol. 115. - P. 855 - 865. 13. Høg E., Fabricius C., Makarov V.V., et al. The Tycho- 2 Catalogue of the 2.5 Million Brightest Stars // Astron. and Astrophys. - 2000. - Vol. 355. - P. 27-30. 14. Khrutskaya E.V. and Khovritchev M.Yu. New high precision proper motions of stars 12 to 16.5 mag based on the data from the Pul-3 and UCAC2 astrometric catalogues // Izv. Gl. Astron. Obs. - 2004. - № 217. - P. 337 - 341. 15. Kovalevsky J. Lindegren L., Perryman M.A.C. et al. The Hipparcos Catalogue as a realisation of the extragalactic reference system – Astron. and As-trophys. – 1997. – Vol. 323. – P. 620 – 633. 16. Kuzmin A., Høg E., Bastian U., et al. Construction of the TYCHO Reference Catalogue // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. - 1999. - Vol. 136. - P. 491 - 508. 17. Lasker B. Lanttanzi M. McLean B. et al. The second-generation Guide Star Catalog: Description and Suppl. Ser. – 1999. – Vol. 136. – P. 491 – 508. 17. Lasker B. Lanttanzi M. McLean B. et al. The second-generation Guide Star Catalog: Description and properties // Astron. J. – 2008. – Vol. 136. – P. 735 – 766. 18 Lindegren L., Kovalevsky J. Linking the Hipparcos Catalogue to the extragalactic reference system // Astron. And Astrophys. – 1995. – Vol. 304. – P. 189-201. 19. Ma C., Arias E. F., Eubanks T. M., et al. The international celestial reference frame as realized by very long baseline interferometry // Astrophys. J., – 1998. – Vol. 116, No 1711. – P. 516-546. 20. Perriman M.A.C., Lindegren L., Kovalevsky J., et al. The Hipparcos Catalogue // Astron. and Astrophys. – 1997. – Vol. 323. – P. 49-52. 21. Schneider D. P. Patrick H, Gordon R. et al. The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog. IV. Fifth Data Release // Astron. – J. -2007. – Vol. 134. – P. 102 -117. 22. Urban S. E., Corbin T. E., Wyco G. L. The ACT reference catalog. // Astrophys. J. – 1998. – Vol. 115. No 1709, P. 2161 – 2166. 23. Zacharias N., Urban S. E., Zacharias M. I., at al. The Second U.S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC-2) // Astron. J. – 2004. – Vol. 127. – P. 304317. 24. Zacharias N., Finch C., Girard T., at al. The Third US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC3) // Astron. J. - 2010. - Vol. 139, Issue 6. - P. 2184-2199

Надійшла до редколегії 10.06.10

УДК 523.44

Ф. Величко, А. Ріхтегар

КРИВІ БЛИСКУ, ПОКАЗНИКИ КОЛЬОРУ, ФАЗОВІ ЗАЛЕЖНОСТІ БЛИСКУ АСТЕРОЇДІВ 433 ЕРОС ТА 1627 ІВАР

Наведені результати фотометричних спостережень астероїдів 433 Ерос та 1627 Івар, які наближаються до Землі. Спостереження проведені на 70-см рефлекторі Чугуївської спостережної станції НДІ астрономії Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна з використанням ПЗЗ камер у BVRI стандартних спектральних смугах. Вони виконані в опозиції Ероса у 2009 р. та Івара у 1997, 2005, 2008 і 2010 рр.

Photometry of the Earth approaching asteroids 433 Eros and 1627 Ivar are presented. Observations were carried out at the 70-cm reflector of Chuguev Observation Station of Astronomical Institute of Kharkiv Karazin National University that was equipped by CCD cameras and BVRI filters of standard spectral bands. They were performed during the opposition of Eros in 2009 and in 1997, 2005, 2008 and 2010 of Ivars' oppositions.

Астероїди 433 Ерос та 1627 Івар належать до об'єктів, що наближаються до Землі (АНЗ), є представниками групи Амура, класифікуються як композиційний S-тип та характеризуються майже однаковим альбедо поверхні 0.23 і 0.26 відповідно. Їх розміри є одного порядку величини: еквівалентний діаметр Ероса – 24 км; Івара – 9 км. Відомо, що астероїди мають неправильну витягнуту форму, яка разом з орієнтацією осі обертання визначає широкий діапазон амплітуд кривих блиску, що спостерігаються з Землі: 0.04^m–1.50^m у Ероса [13] і 0.27^m–1.55^m у Івара [3,8]. Геоцентрична екліптична широта координат полюсу Ероса (β₀ = 16° [4]) суттєво менша, ніж Івара (β₀ = 43° [11]). Періоди обертання астероїдів навколо своєї осі складають 5.270^h [14] і 4.795^h [11] відповідно. Зазначимо, що 433 Ерос був детально досліджений з орбіти штучного супутника астероїда в межах американської програми NEAR [4], а астероїд 1627 Івар розглядається як кандидат для дослідження у китайській програмі [5].

Спостереження. Нові фотометричні спостереження астероїдів 433 Ерос і 1627 Івар були проведені на 70-см телескопі АЗТ-8 Чугуївської спостережної станції НДІ астрономії ХНУ ім. В.Н. Каразіна з використанням ПЗЗ-камер ST-6UV, IMG 1024S, FLI 47-10, ML09000-65 та близьких до стандартних BVRI фільтрів [1]. Ерос спостерігався в серпні 2009 р., а Івар – у січні і лютому 1997 р., травні 2005 р., листопаді 2008 р. та березні 2010 р. Редукція одержаних ПЗЗ-зображень астероїдів, зірок поля і фотометричних стандартів, а також їх апертурна фотометрія виконані за допомогою пакета програм ASTPHOT [15]. Аспектні дані астероїдів та результати визначення їх блиску зібрані у Таблиці 1, яка містить дату та середній момент спостережень в UT, геліо- та геоцентричні відстані астероїдів г і Δ, екліптичні геоцентричні координати λ і β на епоху 2000.0, фазовий кут α, зоряну величину астероїдів V₀(1,α) в максимумі кривої блиску, яка приведена до одиничних відстаней від Землі і Сонця.

Криві блиску і показники кольору. Крива блиску астероїда 433 Ерос в опозицію 2009 р. була виміряна при фазовому куті близько 9° (рис.1). Амплітуда кривої блиску у фільтрі V складає 0.21^m. Варіації кольору V-R по поверхні астероїда не перевищують похибок вімірювань (0.015^m).

Крива блиску астероїда 1627 Івар в опозицію 1997 р. була виміряна при аспекті ζ ≈ 130° (кут між напрямками на спостерігача і на полюс астероїда) і має амплітуду 0.27^m. Як видно з Таблиці 1 спостереження в опозицію 1997 р. були виконані при мінімальному фазовому куті 0.57°. Це дало можливість одержати фотометрію астероїда в області опозиційного ефекту фазової залежності його блиску, що є досить рідкісним для АНЗ (на сьогодні опубліковані спостереження тільки трьох АНЗ при малих фазових кутах [9, 13,16]).

Дата, UT	r (a.o.)	Δ (a.o.)	λ ₂₀₀₀ (град)	β ₂₀₀₀ (град)	α (град)	V₀(1,α) (зор. вел.)				
1627 IBAP										
1997 січень 17.8	2.598	1.628	130.0	- 1.9	4.65	13.01				
26.9	2.593	1.608	127.0	- 1.5	0.57	12.66				
27.8	2.592	1.608	126.7	- 1.5	0.71	12.67				
30.8	2.590	1.608	125.7	- 1.3	2.05	12.84				
2005 травень 4.9	1.982	1.469	149.3	8.2	24.49	13.77				
13.9	1.940	1.532	150.5	8.1	31.13	13.78				
14.8	1.935	1.539	150.6	8.0	31.26	13.82				
2008 листопад 9.9	1.783	0.817	49.3	-18.6	10.25	13.26				
2010 березень 23.9	2.280	1.432	142.3	5.9	16.65	-				
433 EPOC										
2009 серпень 30.8	1.691	0.696	339.0	15.0	8.99	11.02				

Таблиця	1. Аспектні та	фотометричн	іі дані	астеро	їді	в
						_

Амплітуда кривої блиску Івара 9 листопада 2008 р. складає 1.00^m при фазовому куті α = 10.25° і аспекті ζ = 87°. Аналізуючи параметри кривої блиску астероїда за 2008 і 1990 рр. [3] можна відмітити, що її амплітуда суттєво більша, ніж при спостереженнях у 1985 р. [8] і обумовлена аспектом Івара. У першому випадку він був близьким до екваторіального, а у другому – аспект (ζ ≈ 35°) давав можливість спостерігати в основному північну частину поверхні астероїда.

На рис. 2 показана крива блиску астероїда 1627 Івар, що виміряна в опозицію 2008 р. Варіації кольору V-R по поверхні астероїда складають не більше, ніж 0.03^{т.} В Таблиці 2 зібрані відомі з літератури і одержані нами (д.р.) показники кольору астероїдів Ерос та Івар. Для кожного астероїда ці значення відрізняються один від одного значно більше, ніж їх похибки, що добре пояснюється ефектом почервоніння з фазовим кутом характерним для S-типу астероїдів [8]. Значення кольору V–R, яке повідомляється в роботі [1], має велику похибку, суттєво відрізняється від решти відомих визначень для Івара і більш за все є помилковим.



Рис. 1. Крива блиску Ероса за 30 серпня 2009 р. Рис. 2. Крива блиску Івара за 9 листопада 2008 р.

Фазові зележності блиску. Використовуючи літературні дані за 2000 р. [11], а також той факт, що наша фотометрія за 1997 р. і 2005 р. була виконана майже при однаковій геометрії спостережень (аспект $\zeta \approx 130^{\circ}$, видима в основному піденна частина поверхні астероїда), була побудована фазова залежність блиску Івара у стандартній спектральній смузі V (див. рис.3). Параметри фазової залежності характеризуються, зокрема, V_o(1,0)=12.94^m та лінійним фазовим коефіцієнтом $\beta_v = 0.026 \pm 0.003$ зор.вел./град. Значення β_v майже співпадає з $\beta_v=0.022\pm0.002$ зор.вел./град для екваторіальної геометрії спостережень [3] і дещо відрізняється від $\beta_v=0.022\pm0.001$ зор.вел./град, для більш північного аспекту спостережень [8]. З рис. З добре видно, що нахил лінійної частини фазової залежності блиску (параметр β_v) різний при порівнянні північної і південної геометрій спостереження астероїда. Виходячи з цього можна зробити висновок, що фотометричні властивості поверхні Івара різні між собою на північ і на південь від екватору.

α (град)	B-V (зор. вел.)	V–R (зор. вел.)	R–I (зор. вел.)	Посил.					
1627 IBAP									
5	0.86± 0.01	_	—	[18]					
10	0.80 ± 0.02	0.45 ± 0.01	0.34±0.01	д.р.					
30	—	0.58 ± 0.05	—	[1]					
43	0.89±0.01	0.48 ± 0.01	0.37±0.01	[8]					
53	0.91 ± 0.01	—	—	[2]					
		433 EPOC							
9	0.85 ± 0.02	0.48± 0.01	0.39±0.01	д.р.					
18	0.92 ± 0.02	—		[7]					
30	0.88±0.01	_	_	[19]					
55	0.90 ± 0.01	_	_	[17]					

Таблиця 2. Показники кольору астероїд	цiв
---------------------------------------	-----



Рис.3. Фазові залежності блиску АНЗ у стандартній спектральній смузі V.

Символи (•,+,∎,•) – астероїд 1627 Івар в опозиції 1997, 2000, 2005 і 2008 рр.; (▲) – 1627 Івар в опозицію 1985 р. [8]; (○) – астероїд 433 Ерос в опозицію 1993 р. [13]; крива без символів – середня фазова залежність АГП S-типу; (Δ) – середньоальбедний Q-типу астероїд 1862 Аполлон [9]; (Х) – високоальбедний астероїд Е-типу 6489 Голєвка [16]

Астероїд	Тип	V₀ (1,0) (зор. вел.)	β _v (зор.вел./град)	ξ	НWHM (град)	Посил.
1627 Івар	S	12.61	0.026	1.53	1.73	д.р.
1627 Івар	S	-	0.024	-	-	[3]
1627 Івар	S	13.24	0.022	-	-	[8]
433 Epoc	S	-	0.025	-	-	[6]
433 Epoc	S	10.40	0.031	1.60	2.09	[13]
АГП	S	-	0.032	1.60	1.70	д.р.
1862 Аполлон	Q	16.26	0.028	1.20	1.40	[9]
6489 Голєвка	E	18.96	0.022	1.36	0.76	[16]
33342 (1998 WT24)	E	18.69	0.021	-	-	[12]

Таблиця 3. Параметри	фазових залежностей блиску	АНЗ у спектральній смузі V
----------------------	----------------------------	----------------------------

Фазова залежність Івара має чітке опозиційне зростання блиску починаючи, приблизно, з α≈5°. Параметри, які описують фазові залежності блиску Ероса та Івара і ті, що відомі на сьогодні для інших АНЗ при невеликих фазових кутах наведені у Таблиці З. Крім назви астероїда і його композиційного типу у таблиці даються: блиск астероїда V₀(1,0), виміряний у максимумі кривої блиску і віднесений до r=Δ=1 а.о. та α=0°; нахил лінійної части фазової залежності β_v; параметр посилення світла в опозиційному піку інтенсивності ξ і його кутова напівширина HWHM [10]; посилання на літературні джерела з даними для обчислень вказаних вище параметрів.

Висновки. Для порівняння на рис.3 наведені відомі фазові залежності блиску в області опозиційного ефекту для АНЗ. Добре видно, що фазова залежність астероїдів S-типу 1627 Івар (верхня крива, найбільш південний аспект), 433 Ерос і середня фазова залежність для астероїдів головного поясу (АГП) аналогічного композиційного типу добре співпадають по формі і по значенням параметрів (Таблиця 3). В той же час, з рис. 3 і Таблиці 3 видно, що фазова залежності АНЗ з середнім альбедо Q-типу 1862 Аполлон і високоальбедного Е-типу 6489 Голевка суттєво відрізняються від залежностей Ероса та Івара. У випадку Аполлона вони відрізняються в області опозиційного ефекту, а у випадку Голєвки – як на лінійній частині, так і в області опозиційного ефекту. Однак, цікаво зазначити, що лінійна частина фазової залежності середньоальбедного Івара при найбільш північному аспекті спостереження (опозиція 1985 р.) має значення параметра βv, яке співпадає з тими, що відомо для високоальбедних АНЗ 6489 Голєвка та 33342 (1998 WT24) [12]. Чи є це вказівкою на те, що суттєва за площею частина поверхні Івара на північ від його екватору має більш високе альбедо, чи таке співпадіння є результатом дії інших чинників, що визначають фотометричні властивості поверхні, поки що важко визначити.

1. Круглий Ю.М. Фотометрія астероїдів, що наближаються до Землі: Автореф. дис. … канд. фіз.-мат. наук. – К., 2004. 2. Лупишко Д.Ф., Величко Ф.П., Шевченко В.Г. Астероид 1627 Ивар. UBV фотометрия, период и направление вращения // Кинематика и физика небес. тел. – 1986. - Т.2. – С.39-43. 3. Chernova, G.P., Kiselev, N.N., Krugly, Yu.N., et al. Photometry of Amor asteroids 1036 Ganymede and 1627 Ivar // Astron. J. – 1995. – Vol. 110. - P.1875-1878. 4. Clark B.E., Helfenstein P. NEAR lightcurves of asteroid 433 Eros // Icarus. – 2000. – Vol. 145. – P. 641-644. 5. Cui Pingyuan, Li Li Tao, Cui Hu Tao, et al. Ivar asteroid rendezvous mission. System scenario and trajectory // Journal of Harbin Institute of Technology. – 2003. – Vol. 10, № 3. 6. Dunlap J.L. Lightcurves and axis of rotation of 433 Eros // // Icarus. – 1976. – Vol. 28. – P. 69-78. 7. Erikson A., Mottola S., Lagerros J.S.V., et al. The near-Earth objects from 1992 and 1995 // Icarus. – 2000. – Vol. 147. – P. 487-497. 8. Hahn, G., Magnusson, P., Harris, A.W., et al. Physical studies of Apollo-Amor asteroids 1036 Ganymede and 1627 Ivar // Larus. – 1986. – P. 363-381. 9. Harris A.W., Youg, J. et al. Photoelectric lightcurves of the asteroid 1862 Apollo // Icarus. – 1987. – Vol. 70. – P. 246-256. 10. Kaasalainen S., Piironen J., Kaasalainen M., et al. Asteroid photometry of near-Earth asteroid 3324 (1998 WT24). Synthetic phase angle dependence of polarization for the E-type asteroids // Icarus. – 2004. – Vol. 167. – P. 178-196. 12. Kiselev, N.N., Rosenbush V.K., Jockers K., et al. Polarimetry of near-Earth asteroid 33242 (1998 WT24). Synthetic phase angle dependence of polarization for the E-type asteroid 433 Eros // 12. PSC 30-th. – 1999... № 1595. 14. Li J., A'Hearn M.F., McFadden L.A. Photometric analysis of Eros from NEAR data // Icarus. – 2004. – Vol. 172. – P. 451-431. 15. Mottola, S., De Angelis, G., Di Martino, M., et al. The near-Earth objects follow-up program: First results // Icarus. – 1995. – Vol. 117. – P. 62-70. 16. Mottola S.

Надійшла до редколегії 25.06.10

УДК 521.182; 523.44

А. Казанцев, К. Францева

ОЦІНКА КІЛЬКОСТІ БІЛЯЗЕМНИХ АСТЕРОЇДІВ РІЗНИХ РОЗМІРІВ

Побудовано залежність числа існуючих астероїдів, що наближаються до Землі (АНЗ) від абсолютної зоряної величини. Із залежності ІдN(H) випливає, що на сьогодні можна вважати відкритими всі АНЗ з $H \le 16^m$ ($D \ge 2.5$ км). Середня кількість існуючих АНЗ з $D \ge 1$ км становить біля 1900, з D > 100 м – біля 800 тисяч.

The dependence for existing numbering of near-Earth asteroids (NEAs) with absolute magnitude was created. It follows from the dependence IgN(H), that all NEAs with $H \le 16^m$ (D ≥ 2.5 km) may consider as discovered by today. The average number of existing NEAs with D ≥ 1 km is about 1900, with D ≥ 100 m – about 800 thousands.

Вступ. Біляземні астероїди, або, як ще їх називають, астероїди, що наближаються до Землі (АНЗ) (*q* < 1.3 а.о.).викликають особливий інтерес з боку дослідників. По-перше, ці астероїди можуть становити потенційну небезпеку для Землі. По-друге, на близьких відстанях від Землі із спостережень можна отримувати більш детальні фізичні та орбітальні характеристики таких тіл. Тому важливо знати, яка кількість АНЗ різних розмірів реально існує. В США в середині 90 – х років минулого століття прийнято програму по виявленню 90 – 95% всіх існуючих АНЗ з розмірами *D* > 1 км протягом 20 років. На сьогодні таких тіл відкрито біля 900. Скільки їх має бути взагалі – поки що точно не встановлено. За останні десять років таких оцінок зроблено немало, і їх діапазон лежить в межах від 700 [5] до 1300 [6]. В нашій попередній публікації з цього питання [1] було отримано число АНЗ з розмірами *D* > 1 км в межах 1800 – 2000. При цьому було прийнято, що вже відкриті всі АНЗ з *D* ≥ 3км, а максимальний розмір астероїдів

для оцінки був прийнятий 10 км. В даній статті кількість АНЗ різних розмірів оцінюється за більш детальним розподілом вже безпосередньо біляземних астероїдів.

Підхід до оцінки кількості АНЗ. Оцінки існуючих і ще не відкритих астероїдів робляться на основі різних підходів. В одних публікаціях [6] такі оцінки виводяться за кількістю зареєстрованих астероїдів певної зоряної величини на певній ділянці зоряного неба. При цьому вважається, що реєструються всі тіла яскравіші за дану зоряну величину. Головна похибка такої оцінки обумовлена екстраполяцією кількості тіл з маленької ділянки на всю сферу. Розподіл астероїдів по небесній сфері дуже нерівномірний. Це обумовлено нерівномірністю розподілу числа астероїдів по окремим елементам орбіт.

Інший підхід полягає у використанні закономірності розподілу астероїдів за розмірами. Така закономірність виводиться як за теоретичними розрахунками, так і за розподілом уже відкритих тіл, а потім застосовується і до не відкритих астероїдів. Зрозуміло, що в середньому відкриті астероїди мають більші розміри, ніж не відкриті. Тому головна похибка оцінки числа існуючих астероїдів за другим підходом обумовлена похибками екстраполяції закономірності розподілу більших тіл на менші.

Зазвичай розподіл астероїді за розмірами подається у вигляді степеневої залежності

 $dN(D) = kD^{-b}dD$ (1)де dN(D) – число астероїдів у вузькому інтервалі розмірів dD), k та b – деякі постійні параметри. Після інтегрування (1) можна отримати число астероїдів в інтервалі розмірів від D_1 до $D_2 N = k_1 (D_1^{-(b-1)} - D_2^{-(b-1)})$ (2)Для визначення параметрів k і b в окремому вузькому діапазоні розмірів досить розділити цей діапазон на дві ділянки і обчислити кількість астероїдів в кожній з них. Після цього можна записати два рівняння типу (2) з двома невідомими: k і b. Обчислені значення цих параметрів слід віднести до середини діапазону.

Якщо формально прийняти максимальний розмір D₂ нескінченно великим, то отримаємо число астероїдів з розмірами більше D₁

 D_1 виражене в км, то k_1 – число астероїдів з розмірами більше 1 км.

Тут мається на увазі розподіл всіх існуючих, а не лише відкритих астероїдів. Однак, справедливість рівняння (1) у всьому діапазоні розмірів вже давно піддається сумніву. Так в роботі [2] наведено значення параметра b для двох діапазонів розмірів астероїдів головного поясу. В роботі [3] зазначено, що розподіл за розмірами АНЗ, описується трьома різними значеннями показника степеня.

Використовуючи дані розмірів астероїдів каталогу IRAS [4], в нашій попередній роботі [1] побудовано залежність параметра b від розмірів астероїдів головного поясу. Залежність виявилася досить складною: в інтервалі розмірів 80 – 150 км значення b приблизно постійне (2.3 – 2.5); при зменшенні D від 80 до 60 км b круто спадає до 0.5, а при подальшому зменшенні розмірів різко зростає, досягаючи значень 3.5 – 3.8 при D = 10 – 15 км. Крім того, в тій роботі була зроблена оцінка кількості існуючих АНЗ з розмірами більше 1 км. Для цього було використано вищеописаний підхід з використанням виразу (2) та прийнято, що вже відкрито всі АНЗ з $D \ge 3$ км.

В даній роботі для оцінки кількості АНЗ використано більш детальний аналіз розподілу за розмірами саме біляземних астероїдів. Розміри переважної більшості відкритих АНЗ становлять менше 10 км. В існуючих каталогах наведені розміри й альбедо менше 10% таких тіл. Тому замість D часто використовують абсолютну зоряну величину астероїда Н. При цьому враховується наближене співвідношення між D та H (\mathbf{A})

$$D(\kappa M) = 10^{0.2(18 - H)}$$

Використовуючи врази (3) та (4), можна отримати лінійну залежність

$$lg N = a_1 H + a_0$$

N – число існуючих астероїдів з абсолютною зоряною величиною не більше Н. Причому показник степені у виразі (1) b = a₁/0.2 + 1. Зрозуміло, що вираз (5) буде виконуватися в тому діапазоні розмірів, в якому параметр b є постійним.

Оцінка кількості АНЗ. Співвідношення (5) зручно використовувати для оцінки числа астероїдів. Для цього потрібно взяти різні значення *Н* і визначити відповідні їм кількості вже відкритих тіл No. В даній роботі був використаний каталог Міжнародного центру малих планет (МРС) на лютий 2010 р. Значення Н вибиралися від 14th до 23th з інтервалом 0.5^m. Мінімальне значення *H* = 14.0^m (D ≈ 6.3 км) було вибране тому, що астероїдів з меншими *H* (більшими розмірами) занадто мало. Така (спостережна) залежність IgN_o (H) приведена на рис.1 (кружки).

Iз (5) випливає, що теоретична залежність Ig N_t (H) має відповідати лінійній ділянці спостережної залежності. Як видно із рис.1, така ділянка лежить в межах абсолютних зоряних величин 14.0^т – 16.0^т. Відхилення спостережної залежності від теоретичної обумовлене невідкритими астероїдами з більшими значеннями Н. Отримана теоретична залежність IgNt (H) в цифровому варіанті має вигляд

$$lgN_t = 0.54 H - 6.33 \tag{6}$$

Оскільки коефіцієнт a₁ = 0.54, то показник степеня b в (1) рівний 3.7 (середня квадратична похибка b становить 0.016). Це значення добре узгоджується із отриманим в [1] для всього поясу астероїдів, що зайвий раз підтверджує факт переходу АНЗ із головного поясу. Крім того, співпадіння значень b можна розглядати як свідчення точності отриманих результатів.

Із рисунка можна зробити висновок, що на сьогодні вже відкрито практично всі астероїди з $H \le 16.0^{
m m}$ (D ≥ 2.5 км). Кількості відкритих та існуючих АНЗ різних розмірів наведено в табл. 1. Для окремих значень Н (при більших розмірах) число відкритих астероїдів навіть дещо більше, ніж число існуючих. Це пояснюється флуктуаціями спостережних даних відносно лінійної екстраполяції, адже точного співпадіння спостережних та теоретичних значень бути не може.



Рис. 1. Залежності IgN (H) для АНЗ: спостережна (кружки) та теоретична (квадрати)

Н	<i>D</i> , км	No	Nt
14.00	6.310	15	15
14.50	5.012	26	28
15.00	3.981	57	51
15.50	3.162	96	94
16.00	2.512	171	172
16.50	1.995	284	314
17.00	1.585	423	574
17.50	1.259	625	1050
18.00	1.000	903	1920
18.50	0.794	1279	3500
19.00	0.631	1700	6400
19.50	0.501	2186	11750
20.00	0.398	2643	21500
21.00	0.251	3487	72000
22.00	0.158	4082	240000
23.00	0.100	4623	800000

Таблиця 1. Кількості відкритих та існуючих АНЗ

За зробленими оцінками кількість існуючих астероїдів з *D* ≥ 1 км має становити біля 1900. В межах однієї середньоквадратичної похибки діапазон відповідних значень становить 1700 – 2200. Це повністю узгоджується із результатами попередньої роботи, в якій такі оцінки отримані приблизно та тому ж матеріалі, але при дещо іншому підході. Стосовно більш дрібних тіл можна зазначити, що із існуючих АНЗ з розмірами більше 100 м на сьогодні відкрито трохи більше 0.5%.

Висновки. Показник степені в залежності числа тіл від розмірів типу (1) для АНЗ становить біля 3.7. Виконані обчислення показують, що на сьогодні вже відкриті практично всі АНЗ з *D* ≥ 2.5 км. Кількість існуючих АНЗ з *D* ≥ 1 км становить від 1700 до 2200.

1. Казанцев А.М. Уточнення розподілу астероїдів за розмірами та оцінка числа біляземних астероїдів // Вісн. Київ. ун-ту. Астрон., 2009. – Вип. 45. С. 52 – 55. 2. Hughes D.W. Asteroidal size distribution. // Mon. Not. R. Astron. Soc., 1982. – V. 199. – P. 1149-1157. 3. Rabinowitz D.L., Bowell E., Shoemaker E., Muinonen K. The population of Earth-crossing asteroids. // In: Gehrels T. (ed.) HAZARDS DUE TO COMETS & ASTEROIDS. Univ. of Arizona Press., 1994. – P. 285-312. 4. Tedesco Edward F., Noah Paul V., Noah Meg, Price Stephan D. The supplemental IRAS minor planet survey // The Astronomical Journal., 2002. V. 123. – P. 1056 – 1085. 5. Werner, S. C.; Harris, A. W.; Neukum, G.; Ivanov, B. A. NOTE: The Near-Earth Asteroid Size-Frequency Distribution: // Icarus., 2002. – V. 156, № 1. – P. 287-290. (700 AH3) 6. Stuart, Joseph Scott. A Near-Earth Asteroid Population Estimate from the LINEAR Survey. // Science, 2001. – V. 294, Is. 5547. – P. 691-1693. (1300 AH3, по площі).

Надійшла до редколегії 28.06.10

УДК. 523.98

В. Криводубський

ЩОДО АНОМАЛЬНОЇ ДОВГОТРИВАЛОСТІ 23-ГО ЦИКЛУ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

Для пояснення на основі моделі $\alpha\Omega$ -динамо загадки подовженої тривалості 23-го сонячного циклу близько 13 років ми взяли до уваги новітні спостережені дані щодо суттєвого зростання річного модуля магнітних полів сонячних плям B_{sp} [9] і пригнічення α -ефекту, яке пов'язане з цим спостереженим фактом. Період сонячного циклу в моделі $\alpha\Omega$ динамо визначається виразом $T \approx 2\pi {\{(?_{2}) | \alpha \alpha \Omega Q \beta \}}^{1/2}$, де α – параметр спіральності турбулентних пульсацій, а $\alpha Q \beta$ радіальний градієнт внутрішнього обертання Сонця в конвективній зоні. Магнітний вплив на α -ефект описується виразом $\alpha(B) = \alpha_0 \Psi_{\alpha}(B)$, де $\alpha_0 -$ "немагнітне" значення α -параметра, а $\Psi_{\alpha}(B) \sim B^{-3}$ – квенчінг-функція (функція пригнічення) магнітної індукції В. Згідно з дослідженням [9] середні величини індукції магнітного поля сонячних плям великих розмірів в першій половині 23-го циклу були значно вищими (приблизно на 13%), ніж в останніх трьох циклах. У відповідності до цих спостережених даних величина функції магнітного пригнічення $\Psi_{\alpha}(B_{sp})$ в максимумі 23-го циклу дорівнювала близько 0,7 її значення в мінімумі 22-го циклу. Тоді α -параметр також був пригнічений в такій же мірі. В такому разі розрахований динамо-період 23-го циклу мусить бути більшим в 1,.2 рази. Якщо взяти до уваги середню протяжність сонячних циклів близько 11 років, то розрахований динамо-період 23-го циклу становитиме близько 13 років.

To find an explanation on the base of $\alpha\Omega$ -dynamo model for the mystery of the extended 23rd solar cycle duration about 13 years we take into account the up-to-date observed data on the essential increase of averaged annual module of sunspot magnetic fields B_{sp} [9], and the quenching of the α -effect, which is application-dependent with this observed fact. The period of the solar cycle in $\alpha\Omega$ -dynamo model is defined by the expression $T \approx 2\pi/{\{(Y_2) \mid \alpha \partial \Omega A_2\}^{1/2}}$, where α is the helicity parameter of the turbulent pulsations, and $\partial \Omega A$ is the radial gradient of the inner rotation of the Sun in the convection zone. The magnetic back reaction on the α -effect could described by the equation $\alpha(B) = \alpha_0 \Psi_{\alpha}(B)$, where α_0 is the "nonmagnetic" value of the α -parameter, and $\Psi_{\alpha}(B) \sim B^3$ is the decreasing (quenching) function of magnetic field intensity B. According to the study [9] the average values of magnetic induction for large scale sunspots B_{sp} in the first half of the 23rd cycle were really higher (about 13%) then in three last cycles. In accordance these observed data the value of the magnetic quenching function $\Psi_{\alpha}(B_{sp})$ in the maximum of the 23rd cycle was equal about 0.7 quenching-function value in the minimum of the 22rd cycle. Then the α -parameter also was quenched just the same degree. In this case the calculated dynamo-period of the 23rd cycle must be increaser in 1.2 times. If we take into account that the average solar cycle duration is about 11 years, and then calculated 23 cycle dynamo-period will be about 13 years.

Вступ. Як відомо, тривалість 23-го циклу сонячної активності становила близько 13 років і помітно перевищила середній період сонячних циклів 11 років [1]. Сонце в черговий раз кинуло виклик геліофізикам, які прогнозували епоху мінімуму 23-го циклу циклу в 2007 році (рис.1).



Рис.1. Числа Вольфа: спостереження в 23-му циклі і прогнози 24-го циклу, зроблені в 2007 і 2009 роках [1]

В дійсності ж новий 24-й цикл розпочався тільки в середині 2009 року [http://www.swpc.noaa.gov/Solar Cycle] (див. також роботу [2]). Тому виникає необхідність пояснення аномалії затяжної тривалості періоду 23-го циклу.

Модель αΩ-динамо сонячного циклу. Відомо, що послідовні цикли активності Сонця трохи відрізняються один від іншого за амплітудою, тривалістю та іншими характеристиками. Фізичне пояснення цих відмінностей може полягати в тому, що основні характеристики циклу залежать від параметрів, які керують циклом. Випадкові короткотривалі і незначні флуктуації керуючих параметрів можуть допомогти пояснити спостережені варіації та аномалії сонячних циклів.

Згідно зі стандартним поясненням фізична природа циклу сонячної активності полягає в поширенні квазіперіодичних хвиль магнітного поля, які збуджуються механізмом αΩ-динамо в сонячній конвективній зоні (СКЗ). В схемі цього механізму диференційне обертання Сонця створює із полоїдального магнітного поля тороїдальне (Ω-ефект), тоді як спіральні турбулентні (конвективні) пульсації, діючи на тороїдальне поле, регенерують нове полоїдальне поле, протилежного спрямування по відношенню до вихідного (α-ефект) [3]. Таким чином відбувається замикання ланки © Криводубський В., 2011 самозбудження магнітного поля. В результаті виникає хвиля тороїдального магнітного поля (т.з. динамо-хвиля), яка поширюється в широтному напрямі (вздовж меридіанів). Напрям міграції динамо-хвилі залежить від знаку добутку параметрів α і ∂Ω/∂*r*, які керують циклом, тоді як час поширення динамо-хвиль, який відіграє роль періоду динамоциклу сонячної активності, залежить від величин цих правлячих параметрів і визначається виразом [3-5]

 $T \approx 2\pi / \{ (\frac{1}{2}) |\alpha \partial \Omega / \partial r| \}^{1/2}, \tag{1}$

де

$$\alpha \approx -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{v} \cdot \mathbf{rot} \, \mathbf{v} \rangle \approx -\frac{2}{3} \Omega l^2 \left| \frac{\nabla \rho}{\rho} + \frac{\nabla p}{v} \right|$$
(2)

– параметр спіральності турбулентних (конвективних) потоків, v – вектор поля турбулентних швидкостей; τ, / і v – відповідно характерні час, масштаб і середньоквадратична швидкість v = < v² >^{1/2} турбулентних пульсацій; ρ – густина сонячної плазмі; ∂Ω/∂г – радіальний градієнт кутової швидкості в СКЗ, кутові дужки ⟨⟩ означають операцію усереднення за просторовими масштабами або проміжками часу, які значно перевищують відповідні масштаби турбулентності. Розрахунки в кінематичному (лінійному) наближенні давали оцінку для величини періоду динамо--хвилі близько одного року [3].

Необхідно відзначити, що зростаюче тороїдальне магнітне поле *B*, відповідальне за появу на сонячній поверхні плям, в динамічному (нелінійному) режимі приводить до насичення (пригнічення) α-ефекту (т.з. альфа-квенчінг) [6]. Магнітне насичення параметру α описується виразом

$$\alpha(\beta) = \alpha_0 \,\Psi_{\alpha}(\beta),\tag{3}$$

де α₀ – "немагнітне" значення параметру спіральності (2), β = *B*/*B*_{eq} – параметр нормованого магнітного поля, *B*_{eq} ≈ *v*(4πρ)^{1/2} – рівнорозподілена магнітна індукція, збуджена маломасштабними турбулентними пульсаціями *v*, ρ – густина сонячної плазми, **a**

$$\Psi_{\alpha}(\beta) = \frac{15}{32\beta^4} \left[1 - \frac{4\beta^2}{3(1+\beta^2)^2} - \frac{1-\beta^2}{\beta} \operatorname{arctg} \beta \right]$$
(4)

нормована на одиницю при β = 0 функція магнітного насичення α-ефекту (т.з. квенчінг-функція) [6]. При сильному зростанні поля квенчінг-функція стає пропорційною β⁻³ (див., [6]):

$$\Psi_{\alpha}(\beta) = 15\pi/64\beta^3. \tag{5}$$

Раніше ми показали, що розрахований період динамо-хвилі $T \approx 7$ років за порядком величини близький до середньої протяжності сонячних циклів [4]. Результати наших *останніх уточнених* розрахунків параметрів 23-го циклу (виконаних в епоху максимуму 23-го циклу) дають $T \approx 11$ років. При розрахунках T значення параметру $\partial \Omega / \partial r \approx$ 3,3 ·10⁻¹⁸ рад/с·см було визначено на основі даних геліосейсмологічних експериментів [7], а для оцінки параметру спіральності $\alpha(\beta) = \alpha_0 \Psi_{\alpha}(\beta)$ було використано власні розрахунки [5] для моделі СКЗ Стікса [8], що дало: $\alpha_0 \approx 7 \cdot 10^2$ см/с; $\beta \approx -0.9$; $\Psi_{\alpha}(\beta) \approx 0.3$.; що дало $\alpha(\beta) \approx 2 \cdot 10^2$ см/с. Необхідне для розрахунку квенчінг-функції $\Psi_{\alpha}(\beta)$ значення усталеного тороїдального магнітного поля ми визначали із балансу двох конкуруючих ефектів радіального перенесення великомасштабного горизонтального магнітного поля в СКЗ: магнітної плавучості Паркера і спрямованого донизу макроскопічного діамагнітного витіснення магнітного поля [4,5]. В діапазоні глибин 140 – 160 тис. км найбільш ефективного $\alpha\Omega$ -збудження величина стаціонарного тороїдального поля *B* становить 2000-2300 Гс [5]. Сильніші поля перемагають спрямоване донизу діамагнітне перенесення і, спливаючи на поверхню, породжують сонячні плями.

Спостережені дані. Зростання магнітних полів сонячних плям в 23-му циклі. Як уже зазначено вище, протяжність 23-го циклу, на подив всіх геліофізиків-прогнозистів, виявилася більшою, ніж 11 років. Пояснити цю аномалії можна, на наш погляд, взявши до уваги останні результати досліджень [9] щодо помітного зростання величини модуля магнітних полів сонячних плям впродовж першої половини 23-го циклу. Автори роботи [9] використали дані телескопічних спектральних спостережень сонячних плям чотирьох обсерваторій: Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Кримської астрофізичної обсерваторії. Астрономічної обсерваторії Уральського університету і обсерваторії Маунт Вілсон. Ними було опрацьовано більше 2000 візуальних вимірів магнітних полів великих за розмірами плям (діаметром 30-60) на фазах підйому і максимуму 23-го циклу (з 1996 по 2004 рік). В результаті проведеного аналізу було знайдено достовірне зростання значень міжрічних варіацій модуля магнітних полів сонячних плям (яке вони назвали індексом B_{so}) (рис.2). За досліджений час приріст величини B_{sp} склав близько 300 Гс (2700 – 2400 Гс) (рис.2), або у відносному вимірі ≈ 13%. Фактично в такій же мірі зріс і індекс середніх значень максимальної магнітної індукції груп плям В_{тах}, розрахований авторами статті [9] за даними вимірювань обсерваторії Маунт Вілсон. Індекс В_{тах} був введений раніше Ю.Вітінським [10]. Це, в свою чергу, свідчить про підсилення в такій же мірі впродовж цього часу усталеного тороїдального магнітного поля (і відповідно параметра нормалізованого магнітного поля β) в підфотосферних шарах, яке зумовлює магнітне пригнічення α-ефекту. Це, в свою чергу, свідчить про підсилення в такій же мірі впродовж цього часу усталеного тороїдального магнітного поля (і відповідно параметра нормалізованого магнітного поля в) в підфотосферних шарах, яке зумовлює магнітне пригнічення α-ефекту. Отримані результати спростовують твердження інших дослідників про те, що 23-й цикл сонячної активності був магнітно-слабкий [11-13]. Це, в свою чергу, свідчить про підсилення в такій же мірі впродовж цього часу усталеного тороїдального магнітного поля (і відповідно параметра нормалізованого магнітного поля β) в підфотосферних шарах, яке зумовлює магнітне пригнічення α-ефекту.

Наразі звертаємо увагу на дуже важливу, на наш погляд, обставину спостережених даних, яка полягає в наступному. Із.рис.2 видно, що для індексів потужних магнітних полів плям на фазі росту 23-го циклу притаманні короткотривалі флуктуації з періодом один рік: зменшення полів на величину ≈ 50 Гс, або у відносному виміру на ≈ 2 %.

Відзначимо ще один важливий спостережений результат. Згідно з даними, приведеними в огляді В.Н.Обридка [14] (на підставі даних обсерваторії Маунт Вілсон і обсерваторії Джона Вілкокса в Стенфорді), значення магнітного

поля на полюсах Сонця (яке зумовлене полоїдальною компонентою) в кінці 23-го циклу було на 40% нижче, ніж в попередньому циклі.

Аналіз. Вважаємо, що виявлене спостереженнями зростання в часі модуля магнітних полів плям на фазі росту 23-го циклу [9] може допомогти пояснити його аномальну тривалість на основі динамо-моделі. Проведемо для цього деякі оцінки. У відповідності до даних спостережень [9] щодо росту приблизно на 13 % величини магнітного поля великих плям B_{sp} в максимумі 23-го циклу в такій же мірі (в 1,13 раз) зріс і параметр нормованого магнітного поля великих плям $B_{sp} \approx B_{sp}/B_{eq}$ (в порівнянні з його значенням в епоху мінімуму 23-го циклу). Тому квенчінг-функція повинна зменшитися в 1,44 раз, оскільки, як зазначалося, у випадку сильних полів її величина пропорційна β_{sp}^{-3} . Таким чином, у максимумі 23-го циклу вона становила біля 70 % її значення в мінімумі циклу: $\Psi_{\alpha}^{23max}(\beta_{sp}) \approx 0,7 \Psi \alpha^{23min}(\beta_{sp})$, що, в свою чергу, привело до зменшення на 30 % параметра спіральності $\alpha^{23max}(\beta_{sp}) = \alpha_0 \Psi \alpha^{23min}(\beta_{sp})$, який збуджує нове полоїдальне поле. Із отриманих оцінок випливає, що тривалість динамо-циклу ($T \sim \alpha^{-1/2}$) мусить збільшитися в [0,7]^{-1/2} \approx 1,2 раз. Тому отримуємо, що для 23-го циклу тривалість динамо-періоду становить близько 13 років.



Рис.2. Зростання індукції магнітного поля сонячних плям великих розмірів в 23-му циклі сонячної активності (рисунок взято із роботи [9] з люб'язного дозволу її авторів), представлений індексами В_{sp} 1 (середньорічне значення модуля магнітного поля плям діаметром 30-60[°], отриманого як середньозважені величини всього масиву річних вимірів 4-х обсерваторій), В_{sp} 2 (теж саме, але значення отримані усередненням по обсерваторіям без врахування кількості вимірів на кожній із них) і В_{max} (середньорічна максимальна щоденна індукція магнітного поля груп плям)

Зауваження щодо полярних магнітних полів. Відомо, що колоїдальне поле в рамках динамо-моделі досягає свого максимального значення в кінці циклу [15]. Тому зменшення параметра α-ефекту приблизно 1,44 раз повинно зумовлювати відповідне зменшення величини полоїдального поля, яке визначає інтенсивність поля поблизу полюсів Сонця. І саме таке зменшення (приблизно на 40%) магнітного поля на полюсах в кінці 23-го циклу, як уже згадувалося вище, відзначено в роботі [14].

Тепер щодо можливих причин зростання та флуктуацій в часі потужних магнітних полів плям. На наш погляд, ці зміни пов'язані з часовими варіаціями глибинної кутової швидкості в СКЗ. Дві незалежні групи дослідників в епоху мінімуму і на фазі росту 23-го циклу активності (в період з 1995 по 2006 рік) здійснили взаємно доповнюючі один одного геліосейсмологічні експерименти, суть яких полягала у майже неперервних спостереженнях поля допплерівських швидкостей, що охоплюють увесь сонячній диск [7, 16]. Перша група проводила спостереження в рамках проекту наземної мережі шести обсерваторій Global Oscillation Network Group (GONG), а інша – з допомогою інструменту Michelson Doppler Imager (MDI), установленого на борту космічної станції SOHO. В результаті розв'язку оберненої задачі обертового розщеплення частот акустичних і гравітаційних (р- і f-мод) глобальних коливань були виявлені в околі тахокліну помітні часові варіації (флуктуації) кутової швидкості відносно її усереднених значень Ω за майже 11 років [7, 16]. Поблизу екваторіальної площини нижче тахокліну (на відстані *r* ≈ 0.72R від центра Сонця, *R* – радіус Сонця) розмах варіацій частоти залишкової кутової швидкості δΩ/2π з періодом ≈1.3 року досягає 6 нГц (у відносному виміру ≈ 1,5 %), тоді як на високих широтах період коливань складає близько одного року, а розмах збільшується до 12 нГц (≈2 %). Відзначимо, що ці виявлені варіації кутової швидкості добре корелюють зчасовими і амплітудними флуктуаціями потужних магнітних полів плям, визначених із спостережень [9]. В рамках динамо-моделі магнітного циклу Сонця саме величина кутової швидкості визначає потужність тороїдального поля (Ω-ефект). Останнє, спливаючи на поверхню, в свою чергу, визначає величину магнітних полів плям. Таким чином, якщо врахувати результати геліосейсмологічних експериментів, то можна пояснити причину спостережених флуктуацій (з періодом один рік) потужних магнітних попів плям на фазі зростання 23-го циклу. Залишилося ще не з'ясованим ефект монотонного зростання магнітних попів плям в цей період. Очевидно, це також пов'язано з перебудовою внутрішнього обертання Сонця і тимчасовим зростанням кутової швидкості. Це припущення можна буде перевірити після отримання нових результатів геліосейсмологічних експериментів.

Повертаємося до твердо установлених спостережених результатів. Основна особливість 23-го циклу полягає в тому, що тороїдальна компонента глобального магнітного поля в ньому зросла, тоді як полоїдальна компонента – зменшилася. Саме ця особливість дала підставу деяким дослідникам [10-12], які не розмежували великомасштабних полів плям (породжених потужною тороїдальною компонентою) і слабких полярних полів (породжених слабким полоїдальним полем), а також брали до уваги плями невеликих розмірів і пори, заявляти, що 23-й цикл був магнітнослабким. Дійсно, якщо орієнтуватися на відносне число сонячних плям (числа Вольфа), яке враховує маленькі плями і навіть пори, то 23-й цикл можна вважати слабким в порівнянні з попередніми двома циклами (див., наприклад, роботу [2]). Але якщо брати до уваги тільки плями великих розмірів, породжені потужним магнітним полем, то все виглядатиме навпаки: перша половина 23-го циклу в магнітному сенсі була дуже потужною. Тому ми не вбачаємо протиріччя між спостереженими даними 23-го циклу і його теоретичною моделлю в рамках механізму αΩ-динамо. На наш погляд, перша половина 23-го циклу була магніто-сильною, тоді як кінцеву його стадію активності (визначену як за полярними полями, так і за величиною магнітних полів плям), дійсно, можна вважати магніто-слабкою.

Коротко щодо наступного 24-го циклу. Відзначене в огляді [14] зменшення величини полярного магнітного поля в поточному циклі свідчить про те, що в рамках динамо-моделі наступний 24-й цикл, очевидно, буде слабкіший в магнітному сенсі. Водночас кінцева магніто-слабка стадія активності 23-го циклу (зменшення величини магнітних полів великих плям після 2004 року (див. рис. 2), повинна сприяти послабленню магнітного альфа-квенчінга. Тому тривалість динамо-періоду наступного 24-го циклу, очевидно, зменшиться в порівнянні з 23-м циклом і буде відповідати середній тривалості циклів.

Висновки. Таким чином, проведений аналіз дозволяє припустити, що виявлене наземними спостереженнями зростання в першій половині 23-го циклу модуля магнітної індукції полів сонячних плям (на 300 Гс) призвело до зменшення величини параметру α-ефекту приблизно на 30 %. І оскільки тривалість динамо-циклу обернено пропорційна величині параметру спіральності (*T* ~ α^{-1/2}), то при зменшенні коефіцієнту α період динамо-циклу мусить збільшуватися. Дійсно, розрахована нами протяжність динамо-циклу з урахуванням магнітного альфа-квенчінгу збільшилася приблизно на 2 роки в порівнянні з середнім значенням тривалості сонячних циклів (11 років) і склала ~13 років [17, 18].

Разом з тим, в наземних телескопічних спостереженнях при монотонному зростанні магнітних полів великих плям фіксувалися флуктуації (тимчасові зменшення) величини модуля полів з періодом ≈1,3 року). Причиною цих магнітних флуктуацій можуть служити варіації глибинної кутової швидкості обертання Сонця поблизу тахокліна (також з періодом ≈1,3 року), виявлені в геліосейсмологічних експериментах

Магнітне пригнічення α-ефекту зумовило суттєве зменшення в кінці 23-го циклу – в порівнянні з попередніми циклами – величини полярних полів, які визначаються полоїдальною компонентою глобального поля. Тому першу половину 23-го циклу можна кваліфікувати магніто-сильною фазою циклу, тоді як кінцеву фазу циклу можна віднести до магніто-слабких.

Наступний 24-ий цикл, очевидно, буде відносно слабким в магнітному сенсі, а його тривалість буде близькою до середньої тривалості циклів.

Робота виконана за часткової підтримки гранту Ф25.2/094 Державного фонду фундаментальних досліджень Міністерства освіти і науки України.

1. Zimmerman R. What's wrong with our Sun?//Sky and Telescope. – 2009, August. – V.118, No.2. – P.26-29. 2 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. – V.5, No.2. – P.7-11. 3. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. – М., 1980. 4. Криводубський В.Н. Про динамо-перiod сонячного циклу // Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Tapaca Шевченка. Астрономія. – 2003. – № 39-40. – С.10-13. 5. Krivodubskij V.N. Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // Astron. Nachr. – 2005. – V. 326, No 1. – P. 61-74. 6 Rüdiger G., Kitchatinov L.L. Alpha-effect and alpha-quenching // Astron. Astrophys. – 1993. – V. 269. – P. 581-588. 7. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al. Dynamic variations at the base of the solar convection zone // Science. – 2000. – V. 287. – P. 2456–2461. 8. Stix M. The Sun. – Berlin-Heidelberg-New York, 1989. 9. Лозицкая Н.И., Лямова Г.В., Малащук В.М. Сравнение результатов визуальных измерений магнитных полей крупных солнечных пятен, выполненных в разных обсерваториях в 23 цикле солнечной активности// Изв. КрАО. – 2007. – Т.103, № 4. – С.59-67. 10. Витинский Ю.И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. – Ленинград, 1973. 11. Livingston W. Sunspots observed to physically weaken in 2000-2001// Solar Phys. – 2002. – V.207. – P.41-45. 12. Ataç T., Özgüç A. Overview of the solar rativity during solar cycle 23 // Solar Phys. – 2009. – V.233. – P.257. 14. Обридко В.Н. Введение. Циклы активности на Солнце и некоторые созбенности 23 цикла // В кн.: Циклы активности на Солнце и звездах. – М., 2009. – C.9-18. 15. Моффат Г. 1980. Возбуждение магнитного поля в проводя. цей среде. – М., 1980. 16. Howe R. Seismic results on temporal variation of the solar rotation// Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun (ESA SP-624). 7-11 August 2006, Sheffield, U.K. Editor: Karen Fletcher. Scientif

Надійшла до редколегії 18.06.10

УДК 524.1+524.7

Т. Богдан, Б. Гнатик, О. Кобзар, В. Марченко, О. Сущов

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.



Галактична довгота, градуси

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 використовувалась модель Проуза – Шміда [4], модифікована Кахелерізом [5]. В цій моделі дискова компонента поля описується формулами (в полярних координатах):

$$B_r = B(r, \theta) \sin(p)$$
, $B_{\theta} = B(r, \theta) \cos(p)$

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

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

В моделі [5] прийнято такі значення параметрів: $p = -8^{\circ}$, 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 $\xi_0 = (R + d)\exp\left(-\frac{\pi}{2}p\right)$ враховує орієнтацію спіральних рукавів Галактики у

вибраній системі координат.

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

$$B\sqrt{I_0} \le 10^{-9} \ \ \mbox{Fc} \cdot \mbox{Mnk}^{1/2},$$

де *В* – максимальна індукція магнітного поля в комірці, *I*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

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

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, $\theta_0 = I_0 / R_L$ – відхилення на одній комірці (R_L – ларморівський радіус).

4. Результати розрахунків. На рис. 2 представлено положення подій, зареєстрованих обсерваторією AUGER в області радіогалактики Центавр A (кільця радіусом ~1°). Розраховані положення відповідних джерел без урахування міжгалактичного поля показано заповненими кружками (~1°) з позначенням типу частинки. Врахування міжгалактичного поля вносить невизначеність в отримані положення джерел (концентричні кола).



Рис. 2. Положення подій, зареєстрованих обсерваторією AUGER в області радіогалактики Центавр А (кільця, числа біля них вказують енергію зареєстрованого космічного променя в EeB), 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 ЕеВ відхилення становлять ~ 2° в галактичному полі та менше 1° в міжгалактичному. Результуючі відхилення, спричинені міжгалактичним магнітним полем, для всіх типів частинок, які розглядались в роботі, приведено в табл. 1. Числові значення приведено в градусах з урахуванням похибки детекторів AUGER (~ 1°).

				•	•	•	•		•	•	•
		-								/ NAOFILI-	
			VIAKI 'VIMATIKH'			ічних		K K M	1 X I A II A K I M Y H () M Y		 , ,,,,,,,,
140	<i></i>		101001101010101								
	· · · ·									-	

Енергія, ЕеВ	Кутові відхилення для космічних променів різних типів (градуси)						
	р	He	С	0	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 радіогалактика 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 (Са – 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.; Tomàs, 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 Le 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.

УДК 523.735

Надійшла до редколегії 12.07.10

В. Єфіменко, В. Токій

ПРО ВПЛИВ ІНДУКЦІЙНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУМІВ НА ПЛАЗМОВІ ШАРИ АТМОСФЕРИ СОНЦЯ

Виконана оцінка внеску індукційних електричних струмів, зумовлених неоднорідністю обертання Сонця, у нагрівання нижньої корони Сонця. Показано, що температура нижньої корони під дією індукційних струмів підвищується від 500 К°до 1.6·10⁶ К°. Таким чином, індукційні струми можуть вносити істотний внесок у нагрівання сонячної корони.

The estimation of the contribution of the induction electric currents caused by heterogeneity of rotation of the Sun, in heating of a solar corona is executed. It is shown that the temperature of the bottom corona under the influence of induction currents raises 500 K° to $1.6 \cdot 10^6$ K°. Thus, induction currents can bring the essential contribution to heating of a solar corona.

Вступ. В роботі [1] розглянуто зміни параметрів ізотермічного плазмового шару з відстанню від поверхні Сонця без урахування загального магнітного поля Сонця. Індукційні явища, які виникають навколо однорідно намагніченої зірки що обертається, вперше розглядалися Девісом [2] при розрахунках радіальних і меридіональних електричних © Єфіменко В., Токій В., 2011 полів і електричних потенціалів. В роботі [3] розглянуті зміни параметрів приповерхневих плазмових шарів сонячної атмосфери з відстанню від поверхні Сонця, які враховують дипольне наближення для загального магнітного поля і неоднорідність обертання (тахоклин) однорідно намагніченого Сонця, а також наявність зовнішніх плазмових шарів (хромосфері і корони). Так як при ідеальному магніто гідро динамічному розгляді з нескінченною провідністю плазми електрорушійні сили не індукуються [4], задача розглянута з урахуванням скінченої величини електропровідності.

В результаті отримані аналітичні розв'язки для розподілу електричних потенціалів і полів в плазмових шарах Сонця, зумовлених неоднорідністю його обертання [3]. При відсутності тахоклину і зовнішніх плазмових шарів розв'язки для розподілу потенціалу і електричних полів поза Сонцем співпадають з розв'язками Девіса [2].

Отримані розв'язки дозволяють оцінити внесок індукційних струмів, зумовлених неоднорідність обертання Сонця, у нагрівання приповерхневих плазмових шарів атмосфери Сонця.

Розглянемо по черзі різні члени, що входять до функції енергетичних втрат (*L*), яку в загальному вигляді можна записати як різницю між швидкістю енергетичних втрат і швидкістю надходження (поступлення) енергії [5], а саме

$$L = -\vec{\nabla} \cdot \kappa \vec{\nabla} T + L_r - \frac{j^2}{\lambda} - H , \qquad (1)$$

де *к* – коефіцієнт теплопровідності, *Т* – температура, *L*_r – втрати за рахунок випромінювання, *j* – густина струму, *λ* – питома електропровідність і *H* – сума всіх інших джерел нагрівання.

У нашому випадку (сферична симетрія) член теплопровідності приводиться до вигляду [5]

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(\kappa_0 T^{\frac{5}{2}}\frac{dT}{dr}r^2\right),\tag{2}$$

де $\kappa_0 = 10^{-11} \text{ Wm}^{-1} \text{K}^{-7/2}$ для повністю іонізованої водневої плазми [6].

Для оптично тонкої частини атмосфери (Т≥2·10⁴ К в хромосфері і короні) втрати на випромінювання *L*, приймають вигляд

$$L_r = n_e n_H \chi T^{\alpha} , \qquad (3)$$

де n_e – електрона концентрація, n_H – число атомів водню або протонів у одиниці об'єму (коли плазма повністю іонізована, $n_H = n_e = n$), χ і α – постійні. У нашому випадку для діапазону температур 2·10⁴ K < T < 2·10⁶ K приймаємо їх рівними χ = 10⁻³⁵ Wm³ і α = 0 [7, 8] а залежність концентрації електронів від відстані r

$$n(r) = n_{\rm C} e^{-b(r-a_{\rm C})}, \qquad (4)$$

 $\text{de } \boldsymbol{n_c} = 3,162 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}, \boldsymbol{b} = 6,908 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}, \boldsymbol{a_c} = 7,025 \cdot 10^8 \text{ m}.$



Рис. 1. Залежність температури *Т(r)* нижньої корони від відстані до центра Сонця *г*

Використовуючи отримані в [3] аналітичні вирази для електричних потенціалів, індукційні радіальні *j*, і меридіональні *j*_l густини струмів в корональних шарах Сонця можна визначити за формулами [9], відповідно:

$$j_r(r,\theta) = -\lambda \frac{\partial \phi}{\partial r} - \lambda B_{\theta} \omega r \sin \theta, \ j_{\theta}(r,\theta) = -\frac{\lambda}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} + \lambda B_r \omega r \sin \theta$$

Запишемо стаціонарну сферично симетричну (усереднене по поверхні) залежність для омічної дисипації від відстані *г* до центра Сонця

$$\frac{j_r^2 + j_\theta^2}{\lambda_C} = \frac{100\lambda_C\lambda_A^2\lambda_m^2 B_0^2 a_L^{10} a_C^{10} (\omega_L - \omega_0)^2}{3r^8 \Big[6a^5 \Big(\lambda_A^2 - \lambda_A \lambda_C - \lambda_m \lambda_A + \lambda_m \lambda_C\Big) - a_C^5 \Big(6\lambda_A^2 + 9\lambda_A \lambda_C + 4\lambda_m \lambda_A + 6\lambda_m \lambda_C \Big) \Big]^2},$$
(5)

де **B**₀ – магнітна індукція на полюсі; **a**_L, **a**, **a**_C – відстані від центра Сонця до тахоклина, фотосфери і корони відповідно; **ω**_L, **ω**₀ – стаціонарна сферично симетрична кутова швидкість обертання Сонця нижче і вище тахоклина, відповідно; **λ**_m, **λ**_A, **λ**_C – питома електропровідність в плазмових шарах Сонця нижче фотосфери, в хромосфері і короні. У нашому випадку (стаціонарний, сферично симетричний) функція енергетичних втрат (1) дорівнює нулю

$$-\frac{\kappa_0}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 T^{\frac{5}{2}} \frac{dT}{dr} \right] + n^2 \chi - \frac{A}{r^8} = 0 \quad , \tag{6}$$

де

$$A = \frac{100\lambda_C\lambda_A^2\lambda_m^2B_0^2a_L^{10}a_C^{10}\left(\omega_L - \omega_0\right)^2}{3\left[6a^5\left(\lambda_A^2 - \lambda_A\lambda_C - \lambda_m\lambda_A + \lambda_m\lambda_C\right) - a_C^5\left(6\lambda_A^2 + 9\lambda_A\lambda_C + 4\lambda_m\lambda_A + 6\lambda_m\lambda_C\right)\right]^2} = 7.645 \cdot 10^{69} Wm^5.$$

При оцінці константи **A** використовувались такі значення параметрів моделі: $B_0 = 10^4$ T, $\lambda_m = 10^6$ mho·m⁻¹, $\lambda_A = 1.118 \cdot 10^4$ mho·m⁻¹, $\lambda_C = 2.828 \cdot 10^6$ mho·m⁻¹, $a_L = 4.9 \cdot 10^8$ m, $a = 7 \cdot 10^8$ m, $\omega_L = 2.513 \cdot 10^{-6}$ rad/s, $\omega_0 = 2.262 \cdot 10^{-6}$ rad/s. Інтегруючи рівняння (6) отримаємо залежність температури **T**(**r**) нижньої корони від відстані до центра Сонця **r**

$$T(r) = \left[T_0^{\frac{7}{2}} + (b\beta + \frac{\beta}{r}) e^{2b(a_c - r)} + \frac{\gamma}{r} - \frac{\delta}{r^6} - b\beta - \frac{\beta + \gamma}{a_c} + \frac{\delta}{a_c^6} \right]^{\frac{7}{7}},$$
(7)

де

$$\beta = \frac{7n_C^2\chi}{8\kappa_0 b^3}, \ \gamma = \frac{-7n_C^2\chi}{8\kappa_0 b^3} (2a_Cb + 1 + 2a_C^2b^2) + \frac{7A}{10\kappa_0 a_C^5}, \ \delta = \frac{7A}{60\kappa_0}$$

Залежність температури *Т(r)* нижньої корони від відстані до центра Сонця *г* подана на рис. 1.

Як видно із рис. 1 температура нижньої корони під дією індукційних струмів підвищується від 500 К° до 1.6·10⁶ К°. Таким чином, індукційні струми можуть вносити істотний внесок у нагрівання сонячної корони.

1. Токий В.В., Ефименко В.М., Токий Н.В. Электрические поля, вызванные горизонтальными приливными силами в плазменных слоях атмосфер планет и звезд // Изв. Крымской Астрофиз. Обс. – 2007. – Т. 103, № 4. – С. 51-58. 2. Davis L. Jr. Stellar Electromagnetic Fields // Phys. Rev. – 1947. – V. 72, N 7. – Р. 632-633. 3. Єфіменко В. Про електричні поля в плазмових шарах сонячної атмосфери // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2010. – Вип. 46. – С. 4-8. 4. Parks G.K. Why Space Physics Needs to go Beyond the MHD // Space Sci. Rev. – 2004. – Vol. 113. – Р. 97-125. 5. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. – М., 1982. 6. Спитцер Л. Физика полностью ионизированного газа. – М., 1957. 7. Rozner R., Tucker W.H., Vaiana G.S. Dynamics of the Quiescent Solar Corona // Astrophys. J. – 1978. – Vol. 220, N 2. – Р. 643-665. 8. Rozner R., Golub L., Coppi B., Vaiana G.S. Heating of Coronal Plasma by Anomalous Current Dissipation // Astrophys. J. – 1978. – Vol. 222, N 1. – Р. 317-332. 9. Тамм И.Е. Основы теории злектричества. – М., 2003. Надійшла до редколегії 02.07.10

В. Єфіменко

ПРО РОБОТУ АСТРОНОМІЧНОЇ ОБСЕРВАТОРІЇ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА У 2006-2010 рр.

Подано інформацію про роботу Астрономічної обсерваторії у 2006-2010 рр. Також подано перебіг важливих змін, які відбулися в обсерваторії у 2004-2010 рр. Висвітлено найважливіші результати наукових досліджень за 2010 рік.

The information on work of the Astronomical observatory for 2006-2010. Also the list of important changes in observatory life for this period is resulted. The basic results of scientific researches for 2010 are stated.

Інформація про роботу Астрономічної обсерваторії за 2000-2005 рр. була подана у Віснику Київського університету [1] та Бюлетені Української Астрономічної Асоціації [2, 3]. За час, що пройшов після публікації інформації у Віснику Київського університету, в житті обсерваторії відбулися важливі події. Перебіг цих подій і інформацію про роботу за 2006-2010 рр. подано у цій статті.

У липні 2004 р. наказом ректора, за рішенням Вченої ради університету, Астрономічну обсерваторію було реорганізовано у науково-дослідну лабораторію "Астрономічна обсерваторія" зі зміною статусу та структури. Зокрема, обсерваторію приєднали до кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету на правах структурного підрозділу, у складі обсерваторії створили відділ фізики космосу (раніше науково-дослідна лабораторія у складі кафедри). Таким чином з липня 2004 р. Астрономічна обсерваторія функціонувала як науково-дослідна лабораторія фізичного факультету університету, завідувачем НДЛ був призначений д.ф.-м.н. Гнатик Б.І. а науковим керівником – зав. кафедри астрономії та фізики космосу проф. Івченко В.М. 23 червня 2008 року Вчена рада Київського національного університету імені Тараса Шевченка, за поданням Вченої ради фізичного факультету, прийняла ухвалу "Про відновлення статусу Астрономічної обсерваторії". На виконання ухвали Вченої ради в.о. ректора університету Л.В.Губерський видав наказ від 14 жовтня 2008 р. № 702-32 "Про реорганізацію НДЛ "Астрономічна обсерваторія" фізичного факультету університету", у першому пункті якого говорилось:

"Реорганізувати НДЛ "Астрономічна обсерваторія" фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка в Астрономічну обсерваторію Київського національного університету імені Тараса Шевченка як науково-навчальний структурний підрозділ університету без права юридичної особи в структурі науково-дослідної частини у складі відділів: астрометрії та малих тіл сонячної системи (із сектором астрометрії), астрофізики, Сонячної активності та сонячно-земних зв'язків".

Іншими пунктами наказу визначались шляхи його реалізації, зокрема керівництво обсерваторією до проведення виборів директора покладалось на декана фізичного факультету М.В.Макарця.

У листопаді 2008 р. Вченою радою обсерваторії, на підставі рекомендації зборів трудового колективу, директором Астрономічної обсерваторії було обрано к.ф.-м.н., с.н.с. Єфіменка В.М., який до цього працював зав. відділу сонячної активності та сонячно-земних зв'язків.

Важливе місце в житті обсерваторії і кафедри астрономії та фізики космосу зайняло безумовно відзначення 100-річчя С.К.Всехсвятського та 160-річчя Астрономічної обсерваторії, які відбулися у травні 2005 р. З нагоди цих дат було проведено міжнародну наукову конференцію, випущено ювілейну монету "Сергій Всехсвятський. 1905-1984", збірник вибраних праць С.К.Всехсвятського [4], книгу "Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка. 160 років" [5] з результатами наукових досліджень, нарисами про історію обсерваторії, видатних вчених, які працювали чи розпочинали свій науковий шлях у її стінах, та спогадами працівників обсерваторії про становлення наукових напрямів у другій половині XX ст.

У 2010 р. виповнилось 165 років з часу заснування Астрономічної обсерваторії. На відзначення цієї дати було проведено міжнародну наукову конференцію та випущено ювілейну монету "165 років Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка".

У 2009 р. було офіційно зареєстровано музей Астрономічної обсерваторії. Керівництво музеєм покладено на наукового співробітника, к.ф.-м.н. Казанцеву Л.В.

У 2006-2010 pp. співробітниками обсерваторії захищено одну докторську (Криводубський В.Н., 2006) та 6 кандидатських дисертацій (Козак П.М., 2006; Мельник О.В., 2007; Тарануха Ю.Г., Тєлєжинський І.О., 2008; Іващенко Г.Ю., 2009; Осика О.Б., 2010).

У 2009 р. зав. відділу астрометрії та малих тіл сонячної системи Чурюмов К.І. був нагороджений орденом "За заслуги 2 ступеня", зав. відділу астрофізики Жданов В.І. грамотою Верховної Ради України, науковий співробітник відділу астрофізики Федорова О.В. отримала премію Верховної Ради України для найталановитіших молодих вчених а група співробітників обсерваторії була нагороджена грамотами Національної Академії Наук України – Парновський С.Л., Гнатик Б.І., Криводубський В.Н., Лозицький В.Г., Мельник О.В.

У 2010 р. було укладено договір про співробітництво між Головною Астрономічною обсерваторією НАН України та Київським національним університетом імені Тараса Шевченка. Згідно з цим договором сторони домовились про створення на базі ГАО НАН України, Астрономічної обсерваторії і кафедри астрономії та фізики космосу університету науково-навчальний комплекс астрономічних та космічних досліджень. Головними завданнями комплексу визначено проведення досліджень за загальнодержавними та цільовими науково-технічними програмами; підготовка фахівців вищої кваліфікації з астрономії та космічних досліджень; участь у міжнародному співробітництві, проектах та програмах з астрономії та космічних досліджень; організація і проведення спільних наукових конференцій; координація зусиль щодо спільного видання наукової, науково-технічної та навчальної літератури; науково-просвітницька діяльність.

Структура та склад. За станом на 1 грудня 2010 р. в обсерваторії працювало 42 співробітника за штатним розписом науково-дослідної частини та 25 – за штатним розписом адміністративно-господарчої частини і наукової бібліотеки університету. Наукових співробітників – 26 (6 докторів та 23 кандидатів наук), інженерів – 15. В науковій роботі брали участь викладачі, аспіранти та студенти кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету.

Впродовж 2006-2010 pp. відбулися зміни у складі обсерваторії, а саме: звільнилися у зв'язку з переходом на іншу роботу Вавилова І.Б., Вертиполох О.Я., Погорельцев М.Т., Костенко Л.М.; вийшли на пенсію Бабенко Ю.Г., Калениченко В.В.; померли с.н.с., к.ф.-м.н. Мусатенко С.І., водій Колодяжний В.Т. З сумом слід згадати також, що у 2008 р. помер колишній директор обсерваторії, Герой Радянського Союзу Романчик П.Р., а у 2010 р. ветеран Великої Вітчизняної війни, ветеран праці університету Кожевников Л.М. У ці ж роки зараховані на роботу в обсерваторію Мельник О.В., Тєлєжинський І.О., Іващенко Г.Ю., Осика О.Б., Садовенко Є.В., Андрієць О.С.

До складу Астрономічної обсерваторії входять: З наукові відділи (астрометрії та малих тіл сонячної системи з сектором астрометрії, астрофізики, сонячної активності та сонячно-земних зв'язків), 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 2010 р. становив: бюджетного – 2954,9 тис. грн; договірного – 80,0 тис. грн.; гранти на виконання НДР – 130,0 тис. грн.

За результатами роботи працівниками обсерваторії у 2010 р. опубліковано один навчальний посібник, 50 наукових статей, 73 тези, проведено 2 наукові конференції, зроблено 80 доповідей на конференціях.

Тематика наукових досліджень. Наукова робота виконувалася в рамках тематичного плану університету за Комплексною науковою програмою "Астрономія та фізика космосу". У рамках названої програми у 2010 р. виконувались 3 бюджетні теми: "Структура Всесвіту та теоретичні моделі релятивістських астрофізичних об'єктів" (н/к докт. фіз.-мат. наук Жданов В.І.), "Спостереження та моделювання космічних джерел нетеплового випромінювання і комплексу малих тіл Сонячної системи, вдосконалення міжнародної небесної системи відліку" (н/к докт. фіз.-мат. наук Б.І.), "Спостереження, розробка моделей і методів прогнозування сонячної активності та викликаних нею геофізичних процесів" (н/к докт. фіз.-мат. наук Лозицький В.Г).

Виконувалися також 2 договірні наукові роботи за замовленням Міністерства освіти і науки України: "Північнопівденна асиметрія і повторні максимуми магнітної активності Сонця (н/к докт. фіз.-мат. наук Криводубський В.Н.), "Хімічний склад, морфологія і активність комет: телескопічні спостереження та моделювання" (н/к докт. фіз.-мат. наук Чурюмов К.І.).

У 2006 р., в рамках проекту "Створення та підтримка комп'ютерного центру обробки даних супутникових спостережень місії ІНТЕГРАЛ", спільно з кафедрою астрономії та фізики космосу, кафедрою квантової теорії поля фізичного факультету університету, Інститутом теоретичної фізики НАНУ, Женевською обсерваторією та INTEGRAL Science Data Center (Швейцарія) створено ВІРГО-обсерваторію. ВІРГО – забезпечує доступ до сучасних спостережень космічних рентгенівських та гама-телескопів і відкриває можливість використання даних космічних місій для наукових досліджень в галузі космомікрофізики, астрофізики високих енергій та ін. Дослідження з релятивістської астрофізики, фізики високих енергій виконувались у рамках цільової комплексної програми наукових досліджень НАН України "Астрофізичні і космологічні проблеми прихованої маси і темної енергії Всесвіту" на 2010-2012 рр.

Результати наукових досліджень.

Астрометрія та малі тіла сонячної системи. Розроблено новий механізм спалахів блиску комет, який ґрунтується на селективному поглинанні сонячного ультрафіолетового випромінювання атомами водню голови комети.

Проаналізовано розподіл за розмірами біляземних астероїдів (БЗА) та зроблено висновок, що на сьогодні відкриті практично всі існуючі БЗА з розмірами понад 2.5 км. Кількість існуючих БЗА з розмірами понад 1 км становить біля 1900.

Побудовано модель утворення аерозолю космічного походження у верхній атмосфері Землі, отримано діапазони висот та профілі формування аерозолю в залежності від маси частинок, виведено аналітичні функції розподілу зформованого аерозолю.

Зі спостережень місячних покрить за період 2006-2010 рр. створено каталог кінематичних параметрів подвійних зір. За допомогою Київського інтернет-телескопа в Лісниках отримано фотометричні дані спостереження покриття зорі ТҮС 2924-00731-1 астероїдом (624) Hektor 31 жовтня 2010 р.

За спостереженнями з використанням сонячного фотометра мережі AERONET одержано оптичні характеристики аерозольного шару над Києвом за період: квітень 2008 р. – серпень 2010 р. Зроблено оцінки радіаційного форсингу, спричинюваного аерозолем, над Києвом протягом зазначеного періоду.

За кривими блиску затемнення Сонця, побудованими за фотометричними спостереженнями експедиції КНУ в Туреччині 29 березня 2006 р., одержано оцінки радіуса сонячного диску.

Астрофізика. На основі баз даних LEDA, NED, SDSS, 2MASS та спостережень на 6-му телескопі Спеціальної астрофізичної обсерваторії (САО РАН) у 2007-2008 рр. створено два нових каталоги: Каталог ізольованих галактик у ближньому інфрачервоному діапазоні 2MIG та Каталог близьких ізольованих галактик.

Для нового каталогу ізольованих галактик 2МІС побудовано та досліджено розподіли галактик за видимими величинами та кутовими діаметрами; обчислено глобальні параметри (абсолютна світність у К-, І- та В-смугах, лінійний діаметр, повна маса, маса атомарного водню, зоряна маса галактик); побудовано функції світності та лінійних діаметрів. Показано, що в ізольованих галактиках у середньому приблизно у 1.4 рази менша частина водню, ніж у плоских галактиках з каталогу RFGC, при цьому повна маса ізольованих галактик в середньому у 1.7 рази більша за повну масу плоских галактик.

Побудовано нову модель великомасштабного колективного руху галактик з урахуванням ефектів ЗТВ. Виявлено, що завдяки впливу похибок вимірювання кутових розмірів галактик та ширин ліній НІ випромінювання водню космологічний параметр сповільнення входить зі зсувом через статистичний ефект, споріднений відомому ефекту Малквіста. Створено нову модифікацію моделі, що дає результати, вільні від впливу похибок вимірювання. За допомогою нової модифікації моделі опрацьовано створену у 2009 році нову вибірку даних про галактики каталогу RFGC з виміряними променевими швидкостями та ширинами ліній НІ. Показано, що швидкість дипольної складової руху не виходить за допустимі межі у рамках стандартної космологічної ЛСDM-моделі.

Розроблено гідродинамічну модель комплексу взаємодіючих об'єктів: залишку Наднової Вітрила, зоряної бульбашки навколо зорі Вольфа-Райє W11 та туманності Гума. Дана інтерпретація рентгенівського випромінювання комплексу.

Фізика Сонця, сонячно-земні зв'язки. Виявлені вікові варіації напруженості магнітних полів сонячних плям дозволяють пояснити факт вікових змін відношення діаметра тіні до діаметра всієї плями з найбільшими значеннями в 1930–1940 рр. та найменшими у 1960-х рр. Сучасне вікове підсилення магнітних полів супроводжується віковими зменшеннями числа плям. Тому середні по чотирьом наступним 11-річним циклам сонячної активності максимальні середньорічні числа Вольфа зменшаться і будуть у межах 90±30.

На основі аналізу стоксових профілів $I \pm V$ ліній D_3 та $H\alpha$ у трьох протуберанцях показано, що між магнітними полями у лініях D_3 і $H\alpha$ має місце антикореляція: поле в першій лінії, в цілому, тим більше, чим воно менше у другій лінії. Зроблено висновок, що цей результат може відображати існування в протуберанцях маломасштабних екранованих безсилових структур зі знакозмінною периферією магнітного поля, запропонованих раніше в теоретичній моделі Соловйова і Лозицького.

За даними спостережень Сонячної обсерваторії імені Дж. Вілкокса досліджено кореляційні зв'язки між величинами полярного магнітного поля Сонця в мінімумі активності і числами Вольфа у 21-23 циклах активності. Зроблено прогноз максимуму 24-го циклу сонячної активності на основі спостережених величин полярного поля в мінімумі активності 23 циклу. Отримано, що максимальне число Вольфа у 24 циклі очікується на рівні 67±8 приблизно у кінці 2014 р.

^{1.} Єфіменко В.М. Про роботу Астрономічної обсерваторії Київського національного університету за 2000-2002 роки // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2003. – Вип. 39-40. – С. 48-51. 2. Звіти українських астрономічних установ про найважливіші досягнення у 2004 році. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка // Бюлетень Української Астрономічної Асоціації. – Київ. – 2005. – № 20. – С.22. 3. Звіти українських астрономічних установ про найважливіші досягнення у 2004 році. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка // Бюлетень Української Астрономічної Асоціації. – Київ. – 2005. – № 20. – С.22. 3. Звіти українських астрономічних установ про найважливіші досягнення у 2005 році. Астрономічної Асоціації. – Київ. – 2005. – № 20. – С.22. 3. Звіти українських астрономічних установ про найважливіші досягнення у 2005 році. Астрономічної Асоціації. – Київ. – 2005. – № 20. – С.22. 3. Звіти українських астрономічних установ про найважливіші досягнення у 2005 році. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка // Бюлетень Української Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка. 160 років. – К.: ВПЦ "Київський університет", 2005. – 358 с. 5. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка. 160 років. – К.: ВПЦ "Київський університет", 2005. – 260 с.

Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуск 47

Оригінал-макет виготовлено О.В. Федоровою, Астрономічна обсерваторія стиль: Видавничо-поліграфічний центр "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.



Підписано до друку 10.05.11. Формат 60х84^{1/8}. Вид. № А1. Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Наклад 300. Ум. друк. арк. 9,8. Обл.-вид. арк. 7,0. Зам. № 211-5661

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" 01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43 ☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; (38044) 239 31 58; факс (38044) 239 31 28 e-mail: vpc_div.chief@univ.kiev.ua http: vpc.univ.kiev.ua