

Викладено результати оригінальних досліджень із питань релятивістської астрофізики, фізики Сонця, астрометрії, небесної механіки.

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

Изложены результаты оригинальных исследований по вопросам релятивистской астрофизики, физики Солнца, астрометрии, небесной механики.

Для научных работников, аспирантов, студентов старших курсов, специализирующихся в области астрономии.

The Herald includes results of original investigations on relativistic astrophysics, solar physics, astrometry, celestial mechanics.

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

<b>ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР</b>	В.М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук, проф.
<b>РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ</b>	В.М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук (заст. відп. ред.); О.В. Федорова, канд. фіз.-мат. наук (відп. секр.); Б.І. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук; В.І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук; В.В. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук; Р.І. Костик, д-р фіз.-мат. наук; В.Г. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук; Г.П. Міліневський, д-р фіз.-мат. наук; С.Л. Парновський, д-р фіз.-мат. наук; І.Д. Караченцев, д-р фіз.-мат. наук; О.А. Соловйов, д-р фіз.-мат. наук; К.І. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук.
<b>Адреса редколегії</b>	04053, Київ-53, вул. Обсерваторна, 3, Астрономічна обсерваторія ☎ (38044) 486 26 91, 481 44 78, visnyk@observ.univ.kiev.ua
<b>Затверджено</b>	Вченою радою Астрономічної обсерваторії 05.06.2014 (протокол № 9)
<b>Атестовано</b>	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 1-05/5 від 01.07.2010
<b>Зареєстровано</b>	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 20329-101129 Р від 25.07.2013
<b>Засновник та видавець</b>	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
<b>Адреса видавця</b>	01601, Київ-601, 6-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43 ☎ (38044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28

---

## ЗМІСТ

---

<b>Александров О., Жданов В., Федорова О.</b> Метод побудови систем відліку локального спостерігача для слабких гравітаційних полів .....	5
<b>Василенко А., Федорова О., Жданов В.</b> Рентгенівські спектральні параметри для 65 галактик за даними каталогу SWIFT/BAT AGNS .....	10
<b>Кондратьєв В., Коровіна Ю.</b> МПГ-сплескі як магнітоемісія кори магнітарів юного віку .....	16
<b>Парновський С., Ізотова І.</b> Теплове випромінювання компактних емісійних галактик у радіоконтинуумі на частоті 1.4 гц .....	18
<b>Семенів О., Полонська А., Парновський А.</b> Служба оперативного геомагнітного прогнозування .....	23
<b>Баран О., Стоділка М.</b> Спостережувана еволюція конвективних потоків у сонячній фотосфері (поле швидкостей) .....	25
<b>Криводубський В.</b> Макроскопічні структури в природі і на Сонці .....	28
<b>Лозицький В., Ботигіна О., Маслюх В.</b> Якою є максимальна напруженість локальних магнітних полів в активних протуберанцях? .....	31
<b>Осіпов С.</b> Програма досліджень довготривалих змін фраунгоферових ліній в спектрі Сонця .....	34
<b>Пішкало М.</b> Попередній прогноз параметрів 25-го циклу Сонячної активності .....	36
<b>Цап Ю., Копилова Ю.</b> Про збереження магнітного потоку в частково іонізованій плазмі .....	39
<b>Андрук В., Казанцева Л., Казанцев А., Пакуляк Л., Яценко А.</b> Обробка астрономічних фотонегативів склотеки АО КНУ в рамках проекту УкрВО .....	41
<b>Казанцев А., Казанцева Л.</b> Виявлення негравітаційного ефекту за великими масивами даних альbedo та розмірів астероїдів .....	45
<b>Клещонок В., Буромський М., Мазур В.</b> Телевізійні спостереження покриттів зір Місяцем у 2013-2014 рр. ....	49
<b>Козак П.</b> Застосування методу Монте-Карло для уточнення швидкості метеора з телевізійних спостережень .....	53
<b>Лук'яник І.</b> Активність комети C/2009 P1 (GARRADD) .....	58

---

## СОДЕРЖАНИЕ

---

<b>Александров А., Жданов В., Федорова О.</b> Метод построения системы отсчета локального наблюдателя для слабых гравитационных полей .....	5
<b>Василенко А., Федорова Е., Жданов В.</b> Рентгеновские спектральные параметры для 65 галактик по данным каталога Swift/BAT AGNs .....	10
<b>Кондратьев В., Коровина Ю.</b> МПГ-всплески как магнитоэмиссия коры магнитаров юного возраста .....	16
<b>Парновский С., Изотова И.</b> Тепловое излучение компактных эмиссионных галактик в радиоконтинууме на частоте 1.4 ГГц .....	18
<b>Семенов О., Полонская А., Парновский А.</b> Служба оперативного геомагнитного прогнозирования .....	23
<b>Баран О., Стодилка М.</b> Наблюдаемая эволюция конвективных потоков в солнечной фотосфере (поле скоростей) .....	25
<b>Криводубский В.</b> Макроскопические структуры в природе и на Солнце .....	28
<b>Лоцицкий В., Ботыгина О., Маслюх В.</b> Какова максимальная напряженность локальных магнитных полей в активных протуберанцах? .....	31
<b>Осипов С.</b> Программа исследований долговременных изменений фраунгоферовых линий в спектре Солнца .....	34
<b>Пишкало М.</b> Предварительный прогноз параметров 25-го цикла солнечной активности .....	36
<b>Цап Ю., Копилова Ю.</b> О сохранении магнитного потока в частично ионизированной плазме .....	39
<b>Андрук В., Казанцева Л., Казанцев А., Пакуляк Л., Яценко А.</b> Обработка астрономических фотонегативов стеклотеки АО КНУ в рамках УкрВО .....	41
<b>Казанцев А., Казанцева Л.</b> Обнаружение негравитационного эффекта по большим массивам данных альbedo и размеров астероидов .....	45
<b>Клещонок В., Буромский М., Мазур В.</b> Телевизионные наблюдения покрытий звезд Луной в 2013-3014 гг. ....	49
<b>Козак П.</b> Применение метода Монте-Карло для уточнения скорости метеора из телевизионных наблюдений .....	53
<b>Лукьяник И.</b> Активность кометы C/2009 P1 (GARRADD) .....	58

---

## CONTENTS

---

<b>Alexandrov A., Zhdanov V., Fedorova E.</b> Construction of local observer reference systems for weak gravitational fields .....	5
<b>Vasylenko A., Fedorova E., Zhdanov V.</b> The X-ray spectral parameters for a sample of 65 active nuclei galaxies of BAT AGNs .....	10
<b>Kondratyev V., Korovina Iu.</b> SGR bursts due to magnetar crust magnetoemission .....	16
<b>Parnovsky S., Izotova I.</b> Emission of compact starburst galaxies in radio continuum at 1.4 GHz .....	18
<b>Semeniv O., Polonska A., Parnowski A.</b> Operational geomagnetic forecast service .....	23
<b>Baran O., Stodilka M.</b> The observed evolution of convective flows in the solar photosphere (velocity field) .....	25
<b>Krivodubskij V.</b> Macroscopic structures in nature and the Sun .....	28
<b>Lozitsky V., Botygina O., Masliukh V.</b> Which is maximum of local magnetic field strength in active prominences? .....	31
<b>Osipov S.</b> The program of investigations of long term changes of fraunhofer lines in solar spectra .....	34
<b>Pishkalo M.</b> Preliminary prediction of the 25-thTH solar cycle parameters .....	36
<b>Tsap Yu., Kopylova Yu.</b> On the magnetic flux conservation in the partially ionized plasma .....	39
<b>Andruk V., Kazantseva L., Kazantsev A., Pakuliak L., Yatsenko A.</b> Processing astronomical photographic negatives AO KNU within UkrVO .....	41
<b>Kazantsev A., Kazantseva L.</b> Revealing of non-gravitational effect by on numerous arrays of asteroid albedos and sizes .....	45
<b>Kleshchonok V., Buromsky M., Mazur V.</b> TV observations of stars occultations by the Moon in the 2013-2014 .....	49
<b>Kozak P.</b> Monte-Carlo method application for precising meteor velocity from TV observations .....	53
<b>Luk'yanyk I.</b> Activity of the comet C/2009 P1 (GARRADD) .....	58

## МЕТОД ПОБУДОВИ СИСТЕМ ВІДЛІКУ ЛОКАЛЬНОГО СПОСТЕРІГАЧА ДЛЯ СЛАБКИХ ГРАВИТАЦІЙНИХ ПОЛІВ

*Видатні сучасні перспективи мікросекундної астрометрії потребують створення надточних систем відліку, які б дозволяли враховувати найдрібніші релятивістські ефекти, і були би якомога зручними і прозоро зрозумілими. Ми розробляємо метод побудови систем відліку локального спостерігача в рамках лінеаризованої теорії гравітації. Він базується на наближеному розв'язанні рівнянь для геодезичних, їх девіації і паралельного перенесення, а також на перетворенні від миттєвої системи нормальних координат до координат Фермі і оптичних координат. Головна перевага системи оптичних координат полягає в їх безпосередньому зв'язку зі спостережуваними положеннями віддалених об'єктів на небесній сфері.*

*Ключові слова: система відліку, гравітаційні поля.*

### 1. Вступ

Непересічні сучасні перспективи мікросекундної астрометрії, в першу чергу ті, що пов'язані з GAIA місією, потребують побудови високоточної системи відліку, яка дозволяла би розглядати тонкі релятивістські ефекти, була би якомога більш зручною та будувалася на прозоро зрозумілих алгоритмах. Наукові підходи, які лягли в основу системи обробки спостережуваних даних проекту GAIA [1], були викладені в роботах [2, 3]. В цих роботах, які певним чином підсумовують багаторічні дослідження, подана всебічно розроблена теоретична модель астрометричних спостережень з борту космічного апарата з урахуванням ефектів загальної теорії відносності (ЗТВ) на рівні точності в 1 мас. При цьому за систему відліку взято Баріцентричну небесну систему відліку (БНСВ), що рекомендована Резолюціями МАС, прийнятими на XXIV Генеральній Асамблеї Міжнародного астрономічного союзу [4]. Головними теоретичними складовими БНСВ є баріцентричні гармонічні координати та вираз метричного тензора у цих координатах, отриманий з рівнянь ЗТВ. Точніше, в роботах [1-3] вираз для метрики був узагальнений аби додатково врахувати параметри  $\beta$  і  $\gamma$  параметризованого пост ньютонівського формалізму.

У цьому контексті треба зауважити таке. З часу розробки ріманової геометрії та створення ЗТВ відомо, що задання системи координат (тобто її практична реалізація) та метричних коефіцієнтів як функцій цих координат дозволяє розраховувати кути між векторами (в одній точці) і відстані між близькими точками. Але таку конструкцію з різних причин важко вважати повноцінною системою відліку. З одного боку, відсутність інваріантного визначення системи координат означає також відсутність зв'язку з теоретичними системами координат. Тобто всяка інша система координат повинна визначатися явно через задану. З другого боку, явне задання метрики, навіть з параметрами, суттєво обмежує можливість перевірок теорії гравітації. Існують також сумніви, які стосуються питань зручності та доцільності, наприклад, характеризувати положення джерел так званими координатними векторами [2, 3], які не мають безпосереднього геометричного сенсу. У випадку GAIA ряд авторів розробляють альтернативні підходи до опису спостережень [5, 6]. На наш погляд, стратегія систематичного застосування ЗТВ при обробці астрометричних спостережень ще далека від повної розробки і має краще використовувати результати, що отримані в цій теорії, де питання застосувань до майбутніх спостережень глибоко вивчалися принаймні з 60-х років минулого століття (див., напр. [7-12]).

Використання гармонічних координат не вирішує проблему інтерпретації спостережень, оскільки самі вони ніяк не прив'язані до спостережуваних. З іншого боку, давно є відомими релятивістські системи відліку, які базуються на інваріантних співвідношеннях, що характеризують спостережувані. Ці співвідношення визначаються коректно для будь-якої метрики, незалежно від рівнянь поля. Як приклад таких систем ми можемо нагадати системи відліку локального спостерігача (СВЛС) що ґрунтуються на координатах Фермі (КФ) або на оптичних координатах (ОК) [7-12]. Ці СВЛС будуються на геодезичних лініях і мають чітку геометричну інтерпретацію (тобто є інваріантно визначеними). КФ є найбільш прямим релятивістське узагальненням системи відліку рухомого спостерігача в механіці Ньютона. Водночас, ОК, які оперують безпосередньо з положенням об'єкта на небесній сфері, найбільш тісно пов'язані зі спостереженнями.

КФ більше досліджені (див., наприклад, [13-18]), тоді як ОК було приділено мало уваги [19]. Зауважимо, що в останні роки деякі з варіантів ОК використовуються в космології під назвою "спостережувані координати" (observational coordinates) [20].

Тут ми хочемо продемонструвати, як розроблений математичний апарат, пов'язаний з геодезичними, їх девіацією та паралельним перенесенням застосовується для переходу до КФ і ОК і дозволяє знайти метрику в цих координатах для довільного слабого поля. Хочемо звернути увагу на близькість до нашого підходу роботи Нестерова [16], в якій також для побудови КФ залучалося рівняння девіації геодезичних. Ми використовуємо більш розвинутий апарат [11], розглядаємо також ОК і досягаємо значного спрощення розрахунків шляхом переходу від інтегрування тензора кривини до інтегралів від збурення метрики.

### 2. Базові співвідношення в загальному випадку

Умовимося, що індексами з грецької абетки позначаються номери координат і координатних компонент, латинські індекси нумерують вектори орторепера і відповідні реперні компоненти. Також покладемо, що індекси  $a, b, c, d, e$  приймають значення від 0 до 3, а індекси  $i, j, k, l, m$  – від 1 до 3.

Нехай світовою лінією спостерігача є  $x_0^p(\tau)$ ,  $\tau$  – його власний час і  $e_a^p$  – його власна локальна система відліку (лоренцев 4-репер). Вектор  $e_0^p$  – це, звичайно, 4-швидкість спостерігача:  $dx_0^p/d\tau = u^p = e_0^p$ . Зауважимо, що у ЗТВ

система вихідних координат  $x^\alpha$ , як правило, чи зовсім не конкретизується, чи обирається з умов зручності математичного розгляду тієї чи іншої задачі (зокрема, це можуть бути гармонічні координати).

Вздовж світової лінії власний репер переноситься за правилом (див., напр., [8,10]):

$$\frac{De_a^\rho}{\partial \tau} = \Omega_{\rho\sigma}^\rho e_a^\sigma \quad (1)$$

Тут  $\Omega_{\rho\sigma}^\rho = a_\rho u_\sigma - u_\rho a_\sigma + \varepsilon_{\rho\sigma\mu\nu} u^\mu \omega^\nu$  – тензор 4-обертань спостерігача,  $a^\rho = Du^\rho / \partial \tau$  – його 4-прискорення,  $\omega^\nu$  – кутова швидкість. Якщо спостерігач рухається без прискорення і не обертається, то його власний репер переноситься вздовж його світової лінії паралельно.

Вихідними даними, необхідними для побудови СВЛС, є метрика  $g_{\alpha\beta}(x^\gamma)$ , світова лінія спостерігача  $x_0^\rho(\tau)$ , просторові вектори  $e_i^\rho|_{\tau=0}$  в початковий момент, та кутова швидкість  $\omega^i(\tau)$ . Системи відліку локального спостерігача, які будуть розглядатися, будуються на базі сукупності геодезичних ліній, що починаються у точці спостереження. Розглянемо геодезичну  $x^\alpha(\tau, s)$ , що параметризована канонічним параметром  $s$ , і з'єднує спостережуваний об'єкт з точкою  $x^\sigma(\tau, 0) = x_0^\sigma(\tau)$ . Нехай  $v^\rho$  – одиничний дотичний вектор цієї геодезичної у точці  $x_0^\sigma(\tau)$ :  $v^\rho \equiv \delta_\alpha^\rho dx^\alpha(\tau, s) / ds|_{s=0}$ . Тоді рімановими нормальними координатами (миттєвими) точки  $x^\alpha(\tau, s)$ , що пристосовані до тетради  $e_a^\rho$  і починаються у точці  $x_0^\sigma(\tau)$ , називають величини  $y^b = e_b^\rho v^\rho s$ , де  $e_b^\rho$  – корепер, що є дуальним до  $e_a^\rho$ . Величини  $y^\rho = v^\rho s$ , тобто компоненти геодезичного радіус-вектора відносно координатного репера можна розглядати як РНК, що пристосовані до цього репера.

Аби знайти формули координатного перетворення, що пов'яже вихідні координати  $x^\alpha$  з РНК, необхідно знайти загальний розв'язок  $x^\alpha(\tau, s) = X^\alpha(x_0^\sigma(\tau), v^\rho s)$  задачі Коші для рівняння геодезичних

$$\frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha(x^\varepsilon) \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^\gamma}{ds} = 0. \quad (2)$$

Якщо зафіксувати миттєве положення спостерігача, покладаючи  $\tau = \tau_0$ , то на базі РНК визначається найбільш проста з математичної точки зору система відліку, яка окрім цих координат містить поле репера  $e_b^\alpha(\tau_0, v^\rho s)$ , отримане паралельним перенесенням репера  $e_b^\rho(\tau_0, 0)$  вздовж геодезичних  $X^\alpha(x_0^\sigma(\tau_0), y^\rho)$ :  $e_b^\alpha = G_\rho^\alpha e_b^\rho$ , де

$$\frac{dG_\rho^\alpha}{ds} + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha G_\rho^\beta \frac{dx^\gamma}{ds} = 0, \quad G_\rho^\alpha|_{s=0} = \delta_\rho^\alpha. \quad (3)$$

Таке поле репера було введено Е. Картаном.

Для астрономічних застосувань більш практичними видаються СВ Фермі і особливо оптична СВ. При побудові координат Фермі застосовуються лише ті геодезичні лінії, які належать власному простору спостерігача, тобто є ортогональними до його світової лінії:  $g_{\rho\sigma}(x_0^\lambda(\tau)) v^\rho u^\sigma(\tau) = v^0 = 0$ . При цьому КФ  $z^a$  визначаються таким чином:

$$z^0 = \tau, \quad z^i = y^i. \quad (4)$$

Поле репера також будується шляхом паралельного перенесення вздовж цих геодезичних [10].

Подібним чином будується і оптична СВ. Відмінність полягає у тому, що при визначенні оптичних координат  $\zeta^a$  замість ортогональних застосовуються світлові геодезичні  $g_{\rho\sigma}(x_0^\lambda) v^\rho v^\sigma = 0$ , спрямовані в минуле,

$$v^0 = -\sqrt{\sum_{i=1}^3 (v^i)^2} :$$

$$\zeta^0 = \tau, \quad \zeta^i = y^i. \quad (5)$$

У випадку аналітичної метрики добре відомо як будувати розв'язки рівнянь (2) і (3) у вигляді розкладів Тейлора (див. [11]). Якщо ж метрика належить до класу  $C^k$ , то відповідний тейлорівський поліном дає наближений розв'язок цієї задачі. Альтернативний підхід до наближеного розв'язку цих рівнянь можна побудувати у випадку малості тензора кривини. При цьому, на відміну від попереднього, використовуються не тейлорівські коефіцієнти, що обчислюються у точці спостереження, а деякі інтегральні характеристики викривленості простору-часу.

Формули координатного перетворення, що пов'язують вихідні координати  $x^\alpha$  з нормальними координатами, дозволяють надати координатам  $x^\alpha$  певний конкретний зміст. За допомогою матриці Якобі  $Y_\alpha^b = \frac{\partial y^b}{\partial x^\alpha}$  (та оберненої до неї) конкретної визначеності також набувають компоненти тензорів. Нехай, наприклад,  $V^\alpha$  – компоненти деякого векторного поля в координатах  $x^\alpha$ . Його компоненти в нормальних координатах  $\hat{V}^b = Y_\alpha^b V^\alpha$  – це вже конкретні ве-

личини. Але їх суттєвий недолік полягає у тому, що це компоненти відносно координатного репера, який загалом не є ні нормованим, ні паралельним, що робить безглуздим їх порівняння в різних точках. Саме цей недолік усувається переходом до компонент  $\tilde{V}^a$  відносно поля паралельного ортонормованого репера, який здійснюється за допомогою матриці  $S_b^a$  [11]:  $\tilde{V}^a = S_b^a V^b$ . Матриці  $Y_a^b$  і  $S_b^a$  можна знайти з рівняння девіації геодезичних [11].

Загальні формули перетворення спостережуваних до СВ Фермі були знайдені в роботі [16], а до оптичної СВ – в [19] (див. тж. [11]). При цьому фундаментальну роль поряд з  $S_b^a(y^c)$  відіграє ще одна матриця  $C_b^a(y^c)$ . Ці дві матриці задовольняють такі рівняння:

$$D^2\mathbf{S} + D\mathbf{S} = \tilde{\mathbf{r}}\mathbf{S}, \quad (6)$$

$$D^2\mathbf{C} - D\mathbf{C} = \tilde{\mathbf{r}}\mathbf{C}. \quad (7)$$

Тут  $D = y^a \frac{\partial}{\partial y^a} = s \frac{d}{ds}$ ,  $\tilde{r}_b^a = \tilde{R}_{cdb}^a(y^e) y^c y^d$ ,  $\tilde{R}_{cdb}^a$  – це результат паралельного перенесення тензора кривини

вдвож геодезичної у точку спостереження. Рівняння (6,7) можна трактувати як деяке переформулювання рівняння девіації геодезичних. Окрім цих рівнянь матриці  $\mathbf{S}$  і  $\mathbf{C}$  задовольняють такі початкові умови:

$$S_b^a(0) = C_b^a(0) = \delta_b^a, \quad dS_b^a/ds|_{s=0} = dC_b^a/ds|_{s=0} = 0. \quad (8)$$

Метричний тензор у нормальних координатах дається такою формулою:

$$g_{ab}^*(y^c) = \eta_{cd} S_a^c S_b^d. \quad (9)$$

В координатах Фермі для метрики  $g_{ab}^{Fermi}$  знайдено [16]:

$$g_{ab}^{Fermi} = \eta_{cd} G_a^{(F)c} G_b^{(F)d}, \quad (10)$$

де

$$G_0^{(F)a} = C_0^a + S_{i\Omega}^a y^i z^k, \quad G_j^{(F)a} = S_j^a. \quad (11)$$

Подібним чином, для метрики в оптичних координатах  $g_{ab}^{Opt}$  маємо [19]:

$$g_{ab}^{Opt} = \eta_{cd} G_a^{(O)c} G_b^{(O)d}, \quad (12)$$

$$G_0^{(O)a} = C_0^a + S_{i\Omega}^a y^i \zeta^k, \quad G_j^{(O)a} = S_j^a + S_0^a \frac{\zeta^j}{y^0}. \quad (13)$$

Матриці  $G_a^{(F)b}$  і  $G_a^{(O)b}$ , які тут фігурують, це не що інше як оператор паралельного перенесення вздовж геодезичних у відповідних координатах. Точніше,  $G_a^{(F)b} = e_{\mu}^b G_{\beta}^{\mu} \frac{\partial x^{\beta}}{\partial z^a}$  і  $G_a^{(O)b} = e_{\mu}^b G_{\beta}^{\mu} \frac{\partial x^{\beta}}{\partial \zeta^a}$ , де  $G_{\alpha}^{\mu}$  – оператор паралельного перенесення вздовж відповідних геодезичних. Зауважимо, хвильовий 4-вектор та вектори поляризації електромагнітного випромінювання переносяться паралельно від джерела до спостерігача, отже в координатах спостерігача безпосередньо описується матрицею  $G_b^{(O)a}$ .

### 3. Основні співвідношення у випадку слабого гравітаційного поля

У наближенні слабого поля метричний тензор простору-часу  $g_{\alpha\beta}(x^{\gamma})$  задається у вигляді суми тензора Мінковського  $\eta_{\alpha\beta}$  і малого збурення  $h_{\alpha\beta}$ :

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}(x^{\gamma}); \quad (14)$$

компоненти матриці  $h_{\alpha\beta}$  набагато менші за одиницю (те саме стосується і всіх її похідних). Далі у всіх розрахунках нехтують будь-якими добутками компонент  $h_{\alpha\beta}$  (або їх похідних) [8]. При цьому символи Кристофеля приймають вигляд

$$\Gamma_{\beta\gamma}^{\alpha} = \frac{1}{2} g^{\alpha\epsilon} (g_{\epsilon\beta,\gamma} + g_{\epsilon\gamma,\beta} - g_{\beta\gamma,\epsilon}) = \frac{1}{2} \eta^{\alpha\epsilon} (h_{\epsilon\beta,\gamma} + h_{\epsilon\gamma,\beta} - h_{\beta\gamma,\epsilon}), \quad (15)$$

і тензор Рімана

$$R_{\alpha\beta\gamma\epsilon} = \frac{1}{2} (h_{\alpha\epsilon,\beta\gamma} + h_{\beta\gamma,\alpha\epsilon} - h_{\beta\epsilon,\alpha\gamma} - h_{\alpha\gamma,\beta\epsilon}). \quad (16)$$

Звичайно, ці формули справджуються лише у певному класі координатних систем, які відрізняються одна від одної лише малими доданками. Просте координатне перетворення, що має такий вид

$$x'^{\alpha} = x^{\alpha} - \delta_{\mu}^{\alpha} \left[ \frac{1}{2} h_{\nu}^{\mu}(x_0^{\sigma})(x^{\nu} - x_0^{\nu}) - \frac{1}{2} \Gamma_{\nu\lambda}^{\mu}(x_0^{\sigma})(x^{\nu} - x_0^{\nu})(x^{\lambda} - x_0^{\lambda}) \right] \quad (17)$$

трансформує метрику таким чином:

$$g'_{\alpha\beta}(x^{\epsilon}) = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}(x^{\epsilon}) - h_{\alpha\beta}(x_0^{\epsilon}) - h_{\alpha\beta,\gamma}(x_0^{\epsilon})(x^{\gamma} - x_0^{\gamma}). \quad (18)$$

В малих доданках замість координат  $x^\beta$  можна застосовувати  $x'^\beta$ , і далі різниці  $(x'^\rho - x_0^\rho)$  замінюються відповідними компонентами геодезичного радіус-вектора  $(x'^\rho - x_0^\rho) \rightarrow y^\rho$ :

$$g'_{\alpha\beta}(x'^\varepsilon) = \eta_{\alpha\beta} + h'_{\alpha\beta}(x_0^\rho, y^\mu), \quad (19)$$

$$h'_{\alpha\beta}(x_0^\rho, y^\mu) = h_{\alpha\beta}(x_0^\rho + y^\rho) - h_{\alpha\beta}(x_0^\rho) - h_{\alpha\beta,\sigma}(x_0^\rho) y^\sigma. \quad (20)$$

У випадку рухомої опорної точки  $x_0^\rho(\tau)$  це перетворення звичайно залежить від параметра  $\tau$ .

Далі, щоби не ускладнювати формули, будемо відкидати штрихи, що пов'язані з перетворенням (17). При цьому метрика задовольняє таким умовам:

$$g_{\alpha\beta}(x_0^\rho) = \eta_{\alpha\beta}, \quad h_{\alpha\beta}(x_0^\rho) = 0, \quad h_{\alpha\beta,\gamma}(x_0^\rho) = \Gamma_{\alpha\beta\gamma}(x_0^\rho) = 0. \quad (21)$$

У випадку слабкого поля лінеаризоване рівняння паралельного перенесення (3) приймає такий вид:

$$DG_\sigma^\alpha = -\frac{1}{2} [ Dh_\beta^\alpha + \eta^{\alpha\gamma} y^\rho (h_{\rho\gamma,\beta} - h_{\rho\beta,\gamma}) ] \delta_\sigma^\beta; \quad (22)$$

а рівняння геодезичних (2) можна подати у вигляді:  $D(x^\alpha - x_0^\alpha) = G_\rho^\alpha y^\rho$ .

Матриці **S** і **C** у випадку слабкого поля можна подати у вигляді:

$$S_b^a = \delta_b^a + \Sigma_b^a, \quad C_b^a = \delta_b^a + \Delta_b^a, \quad (23)$$

де  $\Sigma$ ,  $\Delta$  є малими. Рівняння (6,7) приймають такий вигляд:

$$D(D+1)\Sigma = \tilde{r}, \quad D(D-1)\Delta = \tilde{r}. \quad (24)$$

Вводимо три системи інтегралів, через які можна виразити всі необхідні величини:

$$I_{\alpha\beta}(x_0^\sigma, y^\rho) = \frac{1}{s} \int_0^s h_{\alpha\beta}(x_0^\sigma, s_1 v^\rho) ds_1, \quad J_{\alpha\beta}(x_0^\sigma, y^\rho) = \int_0^s \frac{h_{\alpha\beta}(x_0^\sigma, s_1 v^\rho)}{s_1} ds_1, \quad K_{\alpha\beta}(x_0^\sigma, y^\rho) = s \int_0^s \frac{h_{\alpha\beta}(x_0^\sigma, s_1 v^\rho)}{s_1^2} ds_1. \quad (25)$$

Зауважимо, що внаслідок співвідношень (21) всі ці інтеграли при малих  $s$  змінюються як  $s^2$ , отже при  $s=0$  вони разом з першими похідними дорівнюють нулю.

Інтегрування розглядуваних рівнянь значно спрощується, якщо виразити ці інтеграли через раніше введений оператор  $D$ :

$$I = \frac{1}{D+1} \mathbf{h}, \quad J = \frac{1}{D} \mathbf{h}, \quad K = \frac{1}{D-1} \mathbf{h}, \quad (26)$$

та взяти до уваги комутаційні співвідношення

$$(D \pm k)^{-1} y^\sigma = y^\sigma (D \pm k + 1)^{-1}, \quad (D \pm k)^{-1} \frac{\partial}{\partial y^\sigma} = \frac{\partial}{\partial y^\sigma} (D \pm k - 1)^{-1}, \quad (27)$$

і, звичайно, враховувати початкові умови. Операторні рівності (27) мають сенс лише на тих функціях, для яких обидві частини рівності однозначно визначені. Саме в зв'язку з цим ми зробили заміну (17-20).

Після інтегрування рівняння геодезичних (2) з виразом (15) для коефіцієнтів Кристофеля знаходимо формули перетворення до ріманових нормальних координат (cf. [17])

$$x^\alpha = x_0^\alpha + y^\alpha - y^\rho \eta^{\alpha\beta} I_{\beta\rho} + \frac{1}{2} \eta^{\alpha\rho} y^\mu y^\nu (J_{\mu\nu,\rho} - I_{\mu\nu,\rho}). \quad (28)$$

Тут і далі комою позначені частинні похідні за нормальними координатами. Координати  $y^\rho$  пристосовані до координатного репера в точці  $x_0^\rho$ , який згідно (21) є ортонормованим, і який в загальному випадку відрізняється від власного репера спостерігача деяким перетворенням Лоренца. Конкретний вид цього зв'язку визначається рівнянням (1) і відповідними початковими умовами.

Інтегруючи рівняння (3), отримуємо:  $e_a^\alpha(x^\beta) = G_\rho^\alpha e_a^\rho(x_0^\sigma)$ , де

$$G_\sigma^\alpha = \delta_\sigma^\alpha - \frac{1}{2} h_\sigma^\alpha - \frac{1}{2} \eta^{\alpha\beta} y^\gamma (J_{\gamma\beta,\sigma} - J_{\gamma\sigma,\beta}). \quad (29)$$

З формули (16) маємо

$$\tilde{r}_{\mu\nu} = \tilde{R}_{\mu\rho\sigma\nu} y^\rho y^\sigma = \frac{1}{2} [ y^\rho y^\sigma \partial_\mu \partial_\nu h_{\rho\sigma} + (D^2 - D) h_{\mu\nu} - 2y^\rho D \partial_\nu h_{\rho\mu} ]. \quad (30)$$

З рівнянь (24) після інтегрування знаходимо

$$\Sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2} [ h_{\mu\nu} - 2I_{\mu\nu} + 2y^\alpha (J_{\alpha(\nu,\mu)} - 2I_{\alpha(\mu,\nu)}) + y^\alpha y^\beta (J_{\alpha\beta,\mu\nu} - I_{\alpha\beta,\mu\nu}) ], \quad (31)$$

$$\Delta_{\mu\nu} = \frac{1}{2} [ h_{\mu\nu} - 2y^\alpha J_{\alpha(\mu,\nu)} + y^\alpha y^\beta (K_{\alpha\beta,\mu\nu} - J_{\alpha\beta,\mu\nu}) ]. \quad (32)$$

Підставлення цих виразів в рівняння (10-13) дає вирази для метрики в координатах Фермі та оптичних координатах. Приклади застосування отриманих формул автори сподіваються розглянути в іншій публікації.



#### 4. Обговорення

Ми розглянули задачу переходу від довільної початкової системи координат до миттєвої системи РНК і далі до КФ і ОК вздовж світової лінії спостерігача. Раніше знайдені загальні формули застосовані до випадку слабких гравітаційних полів. Формули перетворення координат та вирази для метричного тензора в цих координатах сформульовані через однократні інтеграли (вздовж прямих, що проходять через спостерігача) від виразів, які містять безпосередньо збурення метрики у вихідних координатах. Результати можуть бути застосовані при математичному моделюванні надточних астрометричних спостережень.

##### Список використаних джерел

1. Lindegren L., Lammers U., Hobbs D. et al. The astrometric core solution for the Gaia mission: Overview of models, algorithms and software implementation // *Astron. Astrophys.* – 2012. – V. 538. – A78.
2. Klioner S.A. A practical relativistic model for microarcsecond astrometry in space // *Astron. J.* – 2003. – V.125. – P. 1580–1597.
3. Klioner S. A. Physically adequate proper reference system of a test observer and relativistic description of the GAIA attitude // *Phys. Rev. D.* – 2004 – V. 69, 124001.
4. Soffel M., Klioner S., Petit G. et al. The IAU 2000 resolutions for astrometry, celestial mechanics and metrology in the relativistic framework: explanatory supplement // *Astron. J.* – 2003 – V. 126. – P. 2687-2706. DOI:10.1086/378162.
5. Crosta M. Tracing a relativistic Milky Way within the RAMOD measurement protocol // *Springer Proceedings in Physics.* – 2014. – V. 157. – P. 347-353.
6. Bertone S., Le Poncin-Latte C., Crosta M. et al. Relativistic models for GAIA at the (cross)check-point // SF2A-2013: Proc. of Ann. meet. of French Soc. of Astron. and Astrop. Eds.: L. Cambresy, F. Martins, E. Nuss, A. Palacios. – P.155-159.
7. Синг Дж. Л. Ощая теория относительности. – М: Изд. иностр. лит., 1963.
8. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. – М: Мир, 1977. Т. 1-3.
9. Владимиров Ю.С. Системы отсчета в теории гравитации. М.: Энергоиздат, 1982.
10. Мицкевич Н.В., Ефремов А.П., Нестеров А.И. Динамика полей в общей теории относительности. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
11. Пирагас К.А., Жданов В.И., Александров А.Н., Кудря Ю.Н., Пирагас Л.Е. Качественные и аналитические методы в релятивистской динамике. – М.: Энергоатомиздат, 1995.
12. Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б. та ін. Загальна теорія відносності: горизонти випробувань. – К.: ГАО НАНУ, 2013.
13. Ashby N., Bertotti B. Relativistic Effects in Local Inertial Frames // *Phys. Rev. D.* – 1986. – 34(8). – P. 2246-2259.
14. Fukushima T. The Fermi coordinates for weak gravitational fields // *Cel. Mech.* – 1988. – V. 44. – P. 61-75.
15. Александров А.Н., Жданов В.И., Парновский С.Л. Релятивистская система отсчета в окрестном пространстве // *Кинемат. физ. небесн. тел.* – 1990. – Т. 6, № 2. – С. 3-7.
16. Жданов В.И., Александров А.Н. Координаты Ферми и радиоинтерферометрические наблюдения // *Вестник Киев. Ун-та. Астрономия.* – 1990. – Т. 32. – С. 24-28.
17. Marzlin K. Fermi coordinates for a weak gravitational fields // *Phys. Rev. Dc* 1994. – V. 50. – P. 888-891.
18. Nesterov A. Riemann normal coordinates, Fermi reference system and the geodesic deviation equation // *Class. Quantum. Grav.* – 1999. – V.16. – P. 465-477.
19. Александров О.М., Жданов В.И. До теорії релятивістських систем відліку, побудованих на основі оптичних координат // *Вісник Київ. ун-ту. Фіз.-мат. науки.* – 1992. – № 3. – С. 6-11.
20. Clarkson C., Maartens R. Inhomogeneity and the foundations of concordance cosmology // *Class. Quantum Grav.* – 2010. – V. 27. – 124008.

Надійшла до редколегії 01.07.14

А. Александров, канд. физ.-мат. наук,  
В. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
О. Федорова, канд. физ.-мат. наук  
КНУ имени Тараса Шевченка, Киев

#### МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА ЛОКАЛЬНОГО НАБЛЮДАТЕЛЯ ДЛЯ СЛАБЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ

*Выдающиеся современные перспективы микросекундной астрометрии требуют создания сверхточных систем отсчета, позволяющих учитывать мельчайшие релятивистские эффекты, и были бы как можно более удобными и прозрачно понятными. Мы разрабатываем метод построения систем отсчета локального наблюдателя в рамках линеаризованной теории гравитации. Он базируется на приближенном решении уравнений для геодезических, их девиации и параллельного переноса, а также на преобразовании от мгновенной системы нормальных координат к координатам Ферми и оптических координат. Главное преимущество системы оптических координат заключается в их непосредственной связи с наблюдаемыми положениями удаленных объектов на небесной сфере.*

*Ключевые слова: система отсчета, гравитационные поля.*

A. Alexandrov, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences,  
V. Zhdanov, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof.,  
E. Fedorova, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

#### CONSTRUCTION OF LOCAL OBSERVER REFERENCE SYSTEMS FOR WEAK GRAVITATIONAL FIELDS

*Outstanding modern perspectives of microarcsecond astrometry demand to construct accurately the reference system which would be appropriate to consider the tiniest relativistic effects, and be convenient as possibly and clearly understandable as well. We develop a method to construct the reference system of a local observer within the linearized gravitation theory. It is based on the solution of equations for the geodesics, their deviation and for parallel transport, and also on the transformation from the instant normal coordinates to the Fermi and optical ones. The main advantage of the optical coordinates system is due to their direct link with observable positions of distant objects on the celestial sphere.*

*Keywords: reference system, gravitational fields.*

УДК 524.7

А. Василенко, асп.,  
 О. Федорова, канд. фіз.-мат. наук,  
 В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.  
 КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

## РЕНТГЕНІВСЬКІ СПЕКТРАЛЬНІ ПАРАМЕТРИ ДЛЯ 65 ГАЛАКТИК ЗА ДАНИМИ КАТАЛОГУ SWIFT/BAT AGNS

*Створено вибірку 65 галактик з активними ядрами за даними каталогу Swift/BAT AGNs. Проаналізовано рентгенівські спектри, отримані супутниками XMM-Newton та INTEGRAL у сумарному діапазоні енергій 0,5-300 кеВ. Для об'єктів вибірки визначено такі спектральні параметри: фотонний індекс  $\Gamma$ , параметр відносного відбиття  $R$ , еквівалентна ширина  $W_{\text{FeK}}$  лінії Fe K $_{\alpha}$ , внутрішня світність  $I$ , енергія експоненційного обрізання  $E_c$ . Вивчено кореляції  $\Gamma$ - $R$ ,  $W_{\text{FeK}}$ - $I$ ,  $\Gamma$ - $E_c$ ,  $W_{\text{FeK}}$ - $N_H$ . Кореляція  $\Gamma$ - $R$  досліджена окремо для галактик Сейферт 1 та Сейферт 2; встановлено, що вона не є сильною. Параметр відносного відбиття для Сейфертів 2 на малих степеневих показниках є систематично вищим, ніж для Сейфертів 1. Це може бути вказівкою на присутність відбиття від газо-пиллового тору.*

**Ключові слова:** галактика, спектральні параметри.

**Вступ.** Згідно широко відомій уніфікованій моделі для активних ядер галактик (АЯГ) [1], типи від Сейферт 1 до Сейферт 2 відрізняються лише орієнтацією відносно променя зору на спостерігача. Вважають, що вони мають однакове джерело випромінювання, яке представлене акреційним диском та його короною поблизу надмасивної чорної діри (НМЧД). Основним механізмом, який відповідає за рентгенівське випромінювання, вважають обернене комптонівське розсіювання теплових фотонів акреційного диску з ультрафіолетового діапазону на гарячих електронах корони. Це випромінювання може мати різні спектральні властивості залежно, насамперед, від геометрії корони, її стану та стану акреції [4,21,22,24]. Окрім цього, спостережні властивості радіо-гучного чи тихого джерела пов'язують з темпом акреції та спіном НМЧД. Наявність навколоядерного газопилового тору сильно впливає на прояви ліній поглинання та випромінювання (особливо на найважливішу та найяскравішу лінію рентгенівського діапазону – Fe K $_{\alpha}$  з енергією 6,4 кеВ), а також на фотонний індекс (степеневий показник спектру).

Усі перераховані вище фактори напрями впливають на значення спектральних параметрів, таких як поглинання, еквівалентні ширини ліній, значення відносного відбиття, світності та фотонного індексу [14]. Одночасно вивчення змін цих параметрів, їх взаємозалежності дозволяє виявляти фізичні явища та процеси, які не можуть спостерігатись напряму через віддаленість галактик та обмежену роздільну та спектральну здатність інструментів.

Для вивчення цих питань у нашій роботі була сформована вибірка галактик з активними ядрами, складену на основі 22-місячного огляду небо супутником Swift. З даного огляду були викинуті усі подвійні рентгенівські системи та блазари. Окрім цього, ми вибрали лише ті галактики, для яких можна одночасно побудувати рентгенівські спектри з використанням супутників XMM-Newton та INTEGRAL, що дозволило нам працювати в енергетичному діапазоні 0,5-250 кеВ. Кінцева вибірка включає 95 галактик. У даній статті ми представляємо результати опрацювання 65 галактик з цієї вибірки. Вибірка містить 44 Сейфертів 1, 21 Сейфертів 2, 16 радіо-гучних та 49 радіо-тихих галактик.

Рентгенівські дані супутників XMM-Newton та INTEGRAL були опрацьовані стандартними пакетами програм XMM SAS ver. 11.0 (Science Analysis Software) OSA 9.0 (Offline Standart Analysis Software), відповідно. Аналіз спектрів виконувався за допомогою програмного забезпечення XSpec ver.12.6. При підгонці спектрів використовувались такі основні компоненти: для неперервного спектру – степеневий закон  $A(E) = KE^{-\Gamma}$  та степеневий закон з експоненційним обрізанням на високих енергіях  $A(E) = KE^{-\Gamma} \exp(-E/E_c)$ , степеневий закон з обрізанням з врахуванням "відбиття" від речовини (модель regrav [14]), модель поглинання в нейтральному (іонізованому) середовищі zphabs (absor) та її аналог з фактором перекриття zpcfabs (zxcirsf), гаусівський контур для емісійних ліній zgauss.

Таким чином, для галактик вибірки було побудовано та досліджено рентгенівські спектри та отримані відповідні спектральні параметри, такі як фотонний індекс  $\Gamma$ , параметр відносного відбиття  $R$ , еквівалентна ширина  $W$  лінії Fe K $_{\alpha}$ , внутрішня світність  $I$ , енергія обрізання  $E_c$  та величина поглинання  $N_H$  (стовпчикова густина). Їх значення приведені в Табл. 1. На їх основі були досліджені чотири важливі кореляції спектральних параметрів: " $\Gamma - R$ ", " $W - I$ " (ефект Балдвіна), " $\Gamma - E_c$ " та " $N_H - W$ ".

**Степеневий індекс – показник відносного відбиття.** Залежність між параметрами відносного відбиття  $R$  та фотонного індексу  $\Gamma$  була вперше виявлена та описана в роботі [28]. У ній використовувались рентгенівські дані супутника Ginga для 23 радіо-тихих галактик типу Сейферт 1, 1.2, 1.5 та декілька подвійних рентгенівських систем. Діапазон енергетичного діапазону становив 1,7-20 кеВ. Вони знайшли, що значення тесту Спірмена для лінійної кореляції становить 0,91, що є великим значенням. У роботах [7,16,20,25] було перевірено існування кореляції, але автори не змогли її підтвердити. У нашій роботі розглянуто цю залежність для 56 сейфертівських галактик усіх типів. При цьому, для перевірки можливої залежності лише для одного типу, ми розділили галактики на типи Сейферт 2 (включають Сейферти 2 та 1.9), Сейферт 1 (включають Сейферти 1, 1.2, 1.5), радіо-тихі та радіо-гучні.

При аналізі залежності ми застосували дві перевірки. Спочатку ми перевірили наявність лінійної залежності. Але коефіцієнт кореляції тесту Спірмена дає невеликі значення, близько 0.3 для всіх підвибірок активних галактик. Тобто ми не виявили лінійної залежності параметрів. Тому, ми вирішили перевірити можливу наявність іншої взаємозалежності параметрів  $R$  та  $\Gamma$ , яка описується моделлю Белобородова [4]. У цій моделі спостереження зменшення рентгенівського відбиття від диска відбувається внаслідок об'ємного руху ("bulk motion") випромінюючої гарячої плазми в напрямку від "відбивача". При посередньо-релятивістському русі плазми виникає ефект аберації, при якому інтенсивність рентгенівського випромінювання у напрямку до диску зменшується. Це, в свою чергу, знижує рівень "відбитого" випромінювання від диску (тобто значення  $R$  зменшується) і призводить до жорсткішого значення фотонного індексу (тобто зна-

чення  $\Gamma$  зменшується). Але, як виявилось, поведінка даної моделі (темно-сіра лінія для Сейфертів 1 та світло-сіра для Сейфертів 2 на Рис. 1) досить погано описує нашу вибірку, особливо при малих значеннях степеневого індексу.

Таким чином, у нашій роботі, поведінка параметру  $R$  як функції степеневого індексу  $\Gamma$  не є лінійною та не описується фізичною моделлю Белобородова [4].

Основними причинами нашого, відмінного від отриманого в роботі [28], результату, є наступне. По-перше, занадто велике значення відбиття за малих степеневих індексів може бути пояснене нехтуванням вкладу відбиття від газопилового тору, який при умові сильно іонізованого акреційного диску може повністю відповідати за величину  $R$ . По-друге, до цього часу не відома справжня геометрія корони акреційного диску та самого диску. І по-третє, ми використовували для обробки дані в діапазоні 0,5-250 keV, що є значно ширшим, аніж у супутника *Ginga* і перекриває область 3-100 keV, де спектр відбиття виражений найчіткіше [14,24]. Відзначимо, що сучасні роботи, виконані з даними не тільки супутників *XMM-Newton* та *INTEGRAL*, але й *Swift* та *Chandra* вказують на велику сумнівність існування чіткої залежності між  $R$  та  $\Gamma$  [7,16,20,25]. До того ж супутник *Swift*, спостерігає максимум до 150 keV, у той час як *INTEGRAL* може отримувати якісні спектри для яскравих джерел аж до 500 keV.

Тобто, для можливого виявлення шуканої залежності, потрібно, принаймні, по-перше, використовувати велику кількість якісних рентгенівських даних галактик без додаткового поглинання (для зменшення впливу газопилового тору) і, по-друге, для підгонки використовувати більш реалістичну модель корони акреційного диску.

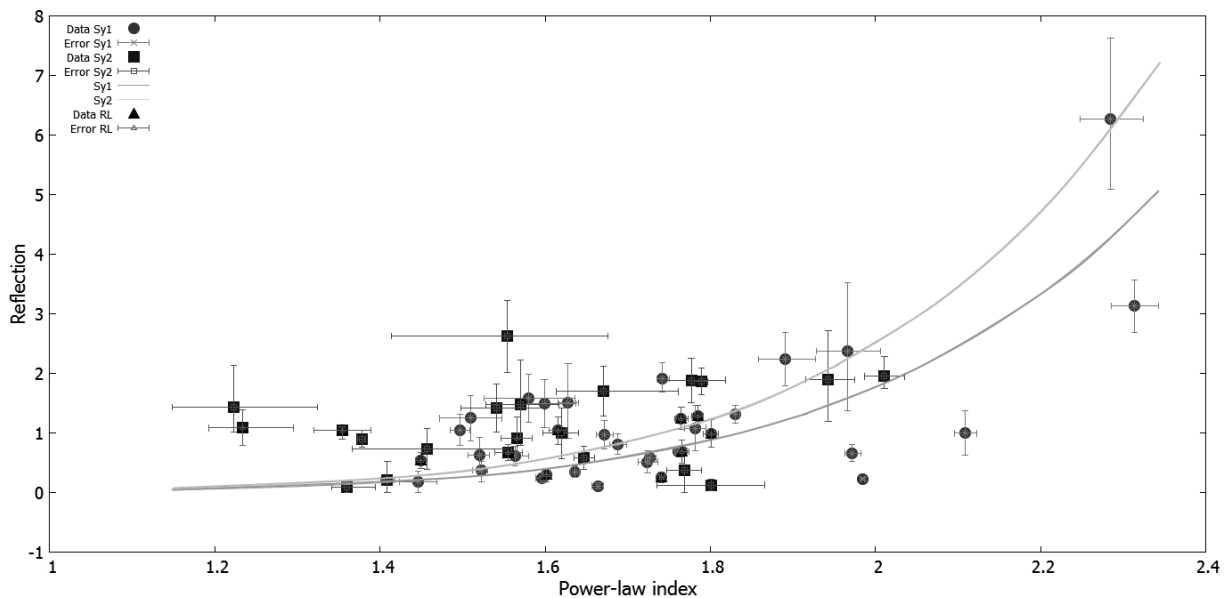


Рис. 1. По абсцисі – фотонний індекс, по ординаті – коефіцієнт відносного відбиття. Дані для Sy1 – кружечки, для Sy2 – квадратики

**Поглинання-еквівалентна ширина лінії.** Залежність величини стовпчикового поглинання зазвичай використовується для часткового визначення області утворення емісійної лінії Fe  $K_{\alpha}$ . Це можливо внаслідок того, що поведінка залежності дозволяє розділити вклад випромінювання від акреційного диску та газопилового тору. У нашій роботі при дослідженні даної залежності було використано дані 48 галактик, в основному, типу Сейферт 2.

Як чітко видно на Рис. 2, до значення поглинання  $N_H = 10^{23.5} \text{ см}^{-2}$  тренд поведінки еквівалентної ширини плоский, з середнім значенням  $W_0 = 92.5 \pm 9.8 \text{ eV}$ . Вище значення  $N_H = 10^{23.5} \text{ см}^{-2}$  поведінка даних перестає бути плоскою, чітко показуючи кореляцію величини поглинання та еквівалентної ширини. Така поведінка теоретично була описана в роботі [2], де розглядалось відбиття рентгенівського випромінювання від товстого газо-пилового тору. Тобто, великі ширини при великих  $N_H > 10^{23.5-24} \text{ см}^{-2}$  можуть утворюватись завдяки товстому тору. Типовий газо-пиловий тор з  $N_H = 10^{24} \text{ см}^{-2}$  буде показувати значення  $\sim 650 \text{ eV}$  [10] для сонячного вмісту. Одночасно, великі спостережені еквівалентні ширини при малих  $N_H < 10^{23.5} \text{ см}^{-2}$ , означають, що лінія Fe  $K_{\alpha}$  утворюється внаслідок відбиття від матеріалу, відмінного від тору. Малі величини еквівалентної ширини ( $\sim 100 \text{ eV}$ ) для галактики з малим поглинанням та Сейфертів 1, означають, що лінії утворюються в одному і тому середовищі, наприклад в області широких ліній.

Лінія, проведена на Рис. 2, відтворює функцію  $W(N_H) = W_0 \exp(\sigma_{Fe} N_H)$  і чудово описує поведінку зміни еквівалентної ширини зі зростанням поглинання. Ця крива представляє випадок, коли лінія Fe  $K_{\alpha}$  утворюється відбиттям від області широких ліній при наявності поглиначя, який не лежить точно на промені зору для галактик з малим  $N_H$ , але при цьому він поглинає частину континууму; також крива показує загальний ефект збільшення ширини зі збільшенням поглинання. Але ця функція не описує значення  $W \sim 50 - 150 \text{ eV}$  при  $N_H < 10^{23.5} \text{ см}^{-2}$  [27]. У цьому випадку, до випромінювання ліній, які, як було зазначено вище, утворюються в області широких ліній, повинно додаватись також відбите випромінювання від товстого тору, який не лежить на промені зору і не перекриває випромінювання континууму. Тобто, присутня вимога щодо існування товстого тору.

Підсумовуючи, можна стверджувати, в основному, в галактиках із сильним поглинанням ( $N_H > 10^{23.5} \text{ см}^{-2}$ ), лінія Fe K $\alpha$  випромінюється газопиловим тором; при малій величині поглинання ( $N_H < 10^{23.5} \text{ см}^{-2}$ ), переважна більшість ліній Fe K $\alpha$  line утворюється у середовищі, ближчому до чорної діри, аніж газо-пиловий тор. Це може бути або область широкіх ліній або акреційний диск.

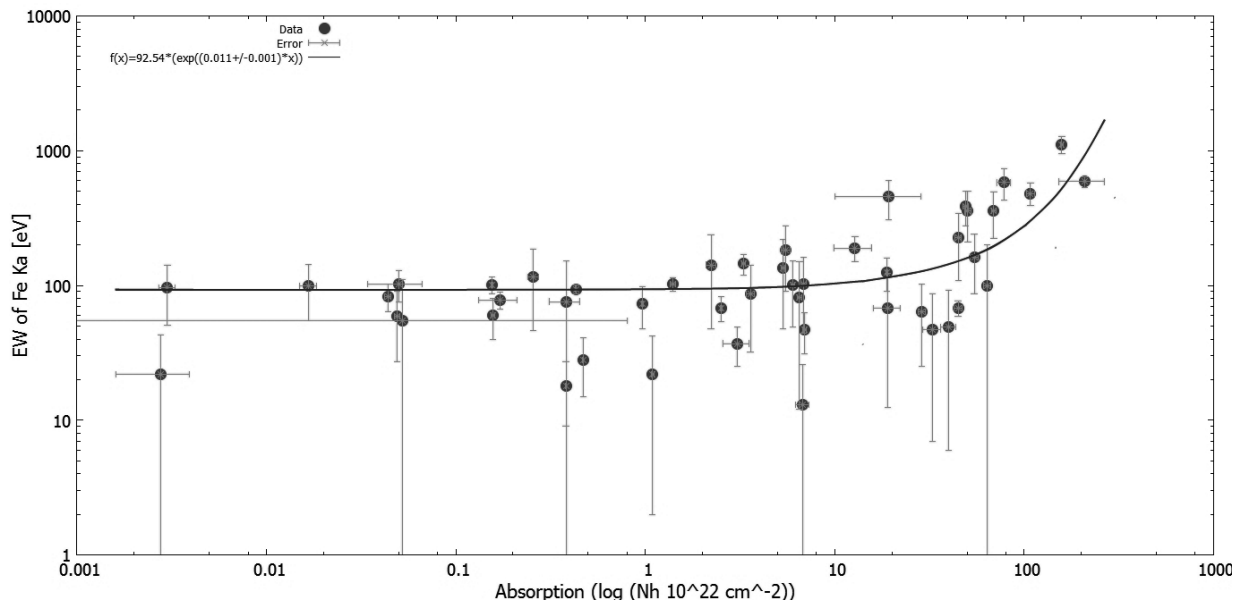


Рис.2. По абсцисі – логарифм стовпчикової густини  $N_H$ , по ординаті – еквівалентна ширина лінії Fe K $\alpha$ .

**Енергія обрізання – фотонний індекс.** На можливість існування кореляції між енергією обрізання та фотонним індексом вперше була звернута увага в роботах [21,22,23], де опрацьовувались дані супутника ВерроSAX. Але автори цих робіт працювали з дуже малими вибірками галактики типу Сейферт 1 (наприкл., з 6-ма та 9-ма, в роботах [22] та [21], відповідно). Ми використали дані для 39 галактик. Для шуканої залежності встановлено відсутність будь-якої чіткої лінійної кореляції, значення коефіцієнту Спірмена становить 0.15. Також не виявлено присутність інших типових залежностей (наприклад, степеневі чи експоненційної).

Аналізуючи отриманий результат, потрібно відзначити наступне. Варіація значення енергії обрізання під час підгонки спектру часто залежить від величини фотонного індексу та константи зв'язку між спектрами двох супутників XMM та Integral. Таким чином, не слід ігнорувати можливість того, що наш результат може бути певною мірою обумовлений даним ефектом. Окрім цього, для джерел з великим поглинанням, степеневий показник має тенденцію ставати "жорсткішим" внаслідок різних поглиначів з різними станами іонізації. У таких випадках, степеневий показник,  $\epsilon$ , скоріше за все, індикатором загальної форми спектру, але не зумовлений лише випромінюванням корони акреційного диску. Модель рехгав [14], яку ми використовували, містить обмеження на геометричну форму корони, лише у вигляді "лампи", яка зверху опромінює акреційний диск. Така геометрія є досить грубим наближенням, і окрім геометрії, не враховує також варіацію оптичної товщі.

**Ефект Балдвіна/ Івасава-Тінагучі.** Ми також дослідили актуальну та одночасно спірну можливу антикореляцію між внутрішньою (виправленою за поглинанням) світністю  $L_{corr}$  та еквівалентною шириною лінії заліза Fe K для радіо-тихих галактик типу Сейферт 1 (т.зв. ефект Балдвіна) [3,12]. Цей ефект був виявлений у вибірці радіо-тихих Сейфертів 1 в роботах [5,19] у формі  $W \sim (L_{X,44})^{-0.17 \pm 0.03}$ ,  $L_{X,44}$  є світністю в діапазоні 2-10 кеВ в одиницях  $10^{44} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1}$ . Ефект Балдвіна не виявлений для Сейфертів 2 [6]. У нашій вибірці, яка містить 30 галактик, як виявилось, ефект не є абсолютно підтверджений, але й не можна сказати про повну відсутній такого тренду. При перевірці ефекту для енергетичного діапазону 2-10 кеВ лінійна залежність має вигляд  $\log(W) = (-0.235 \pm 0.077) \cdot \log(L_{corr}) + (12.09 \pm 3.39)$ , але лінійний коефіцієнт кореляції має значення  $r = -0.49$ , що свідчить про спірність наявності чи відсутності ефекту. Для енергетичного діапазону 20-100 кеВ лінійна залежність має вигляд  $\log(W) = (-0.123 \pm 0.087) \cdot \log(L_{corr}) + (7.19 \pm 3.81)$ , лінійний коефіцієнт кореляції має значення  $r = -0.26$ , тобто антикореляція для жорсткого рентгенівського діапазону фактично не прослідковується.

Чітке та остаточне фізичне пояснення не розроблене до цього часу. Можливі пояснення можуть бути такі як варіація іонізації випромінюючого матеріалу та його металічності зі зміною світності [13]; чи залежність від світності фактору перекриття поглиначем та іонізаційного стану області широкіх ліній [17]. Також деякі автори вважають, що основним фізичним фактором, який зумовлює ефект Балдвіна, є швидкість акреції, а не світність, як така.

Але, даний ефект може бути пояснений досить просто. Розглянемо область з високої світності. Згідно ефекту Балдвіна, тут еквівалентна ширина лінії заліза повинна зменшуватись внаслідок сильної іонізації акреційного диску. Але, таким чином, ми не враховуємо, що лінія заліза може формуватись у навколядерному газопиловому торі. При цьому, залежно від густини та геометрії тору, ця лінія може бути як і широкою, так і вузькою. Окрім цього, тор може не лежати на промені зору, але продукувати лінію випромінювання внаслідок розсіяння. А скільки в наш час реєструються лише близькі галак-

тики з великим поглинанням, а далекі поки ні, то чітко присутній ефект селекції. Підсумовуючи, можна сказати, що недостатнє врахування присутності газопилового тору та ефекту селекції близьких галактик з сильним поглинанням, може, принаймні, частково пояснити видиме спадання еквівалентної ширини лінії зі збільшенням світності.

Також варто відзначити, що наша вибірка не охоплює дуже широкий діапазон світностей. Тому і цей ефект селекції може сильно впливати.

**Висновки.** У даній роботі побудовано вибірку за 65 галактик з активними ядрами на основі 22-місячного огляду неба супутником Swift. Визначено основні спектральні параметри рентгенівських спектрів цих галактик. Вибірка включає у себе 44 галактики типу Сейферт 1 та 21 галактику типу Сейферт 2. При поділі за радіо-гучністю – 16 радіо-гучних та 49 радіо-тихих галактик.

Результати використано для вивчення кореляцій між спектральними параметрами. Висновки можна сформулювати наступним чином.

По-перше, не підтверджується наявність сильної кореляції між значеннями фотонного індексу  $\Gamma$  та параметром відбиття  $R$  при загальному та окремому аналізі Сейфертівських галактик 1 та 2 типів та радіо-гучних/радіо-тихих галактик. Поведінка залежність  $R$  від  $\Gamma$ , можливо, описується моделлю, представленою в [4], при врахуванні внеску у відносне відбиття випромінювання від газопилового тору. По-друге, ми також не підтвердили сильну кореляцію між величиною енергії обрізання та  $\Gamma$ . Відзначимо, що для цієї залежності значну роль грає вибір моделі спектру, які використовуються при підгонці, та присутність сильного поглинання випромінювання. По-третє, проаналізувавши залежність еквівалентної ширини  $W$  лінії Fe K $_{\alpha}$  від поглинання, можна стверджувати, що (принаймні) частина ліній Fe K $_{\alpha}$  повинна утворюватись в комптонівськи-тонкому газі, ймовірно, пов'язаного з областю широких ліній. Цей газ знаходиться на промені зору та відповідає за помірне значення  $N_H$ . Також нам потрібно ситуативно приймати присутність товстого тору, який не лежить на промені зору, (при помірному значенні поглинання), але дає внесок у спектр відбиття та в утворенні емісії лінії Fe K $_{\alpha}$ . Нарешті, по-четверте, для рентгенівського ефекту Балдвіна для радіо-тихих галактик типу Сейферт 1 не виявлено сильної лінійної антикореляції в діапазонах енергій 2-10 кеВ та 20-100 кеВ; отримано відповідні коефіцієнти Спірмена  $r = -0,49$  та  $r = -0,26$ .

Таблиця 1. Спектральні параметри галактик

Назва	$\Gamma$	$R$	$E_C$ , кеВ	$W$ , еВ	$L_{corr}$ 2-10 кеВ, ерг/с	$L_{corr}$ 20-100 кеВ, ерг/с	$N_H$ , $10^{22}$ см $^{-2}$
Галактики типу Сейферт 1							
IGR J18027-1455	1.52±0.03	0.63 $^{+0.68}_{-0.38}$	110 $^{+106}_{-38}$	116±80	1.83e+43	2.04e+43	0.26±0.02
WKK 1263	1.63±0.03	1.51 $^{+0.66}_{-0.60}$	119 $^{+104}_{-40}$	60 $^{+73}_{-60}$	1.41e+43	3.18e+43	-
IGR J16558-5203	2.31±0.02	3.13±0.47	-	47 $^{+43}_{-47}$	1.25e+44	1.56e+44	32.67 $^{+4.41}_{-3.76}$
GRS 1734-292	1.52±0.01	0.38 $^{+0.15}_{-0.19}$	82 $^{+11}_{-9}$	22 $^{+20}_{-22}$	5.65e+43	8.52e+43	1.09±0.02
Mrk 110	1.59±0.01	0.24±0.08	-	38±1	8.77e+43	2.14e+44	-
NGC 3227	1.38±0.01	0.90±0.15	155 $^{+21}_{-17}$	94±7	1.22e+42	4.28e+42	0.43±0.01
Mrk 926	2.01±0.02	1.95 $^{+0.95}_{-0.88}$	-	62±47	1.63e+44	3.52e+44	3.05 $^{+0.62}_{-0.48}$
MCG+8-11-11	1.79±0.01	1.86±0.23	-	101±16	4.25e+43	1.42e+44	0.15±0.02
NGC 7469	1.98±0.01	0.23±0.02	-	68±9	2.35e+43	2.81e+43	44.78 $^{+2.46}_{-2.29}$
NGC 3783	1.69±0.01	0.81±0.17	167 $^{+58}_{-35}$	102±12	1.30e+43	2.58e+43	-
1A 1143-18	1.67±0.01	0.97±0.24	128 $^{+37}_{-24}$	41±1	7.17e+43	1.06e+44	-
IGR J16482-3036	1.59 $^{+0.04}_{-0.02}$	1.49 $^{+1.09}_{-0.68}$	101 $^{+150}_{-37}$	55 $^{+73}_{-55}$	4.47e+43	2.47e+43	-
IGR J17488-3253	1.44±0.02	0.18±0.18	135 $^{+143}_{-49}$	-	1.39e+43	2.89e+43	0.07±0.02
SWIFT J1038.8-4942	1.51±0.04	1.25±0.38	102 $^{+128}_{-41}$	183 $^{+92}_{-99}$	4.97e+43	1.09e+44	5.50 $^{+0.33}_{-0.30}$
LEDA 090443	2.28±0.04	6.26 $^{+1.36}_{-1.17}$	134 $^{+122}_{-44}$	87 $^{+56}_{-60}$	9.14e+43	1.14e+44	3.59±0.19
IGR J07597-3842	1.56±0.01	0.61 $^{+0.35}_{-0.33}$	71 $^{+15}_{-11}$	85 $^{+53}_{-58}$	6.04e+43	1.86e+44	-
LEDA 168563	1.66±0.01	0.11±0.07	159 $^{+78}_{-40}$	19±16	8.42e+43	6.62e+43	-
NGC 4593	1.76±0.01	0.69±0.11	122 $^{+68}_{-38}$	119±18	7.49e+42	1.26e+43	-
NGC 7603	2.11±0.01	0.99±0.38	-	49 $^{+49}_{-44}$	4.87e+43	3.91e+43	40.09 $^{+6.68}_{-5.47}$
ESO 511-30	1.83±0.01	1.31±0.15	-	80±20	2.27e+43	4.13e+43	-
NGC 985	1.49±0.01	1.04±0.26	-	164 $^{+47}_{-51}$	4.40e+43	1.08e+44	-
NGC 7582	1.77±0.02	0.37±0.21	-	581±149	4.55e+41	2.10e+42	15.71 $^{+1.48}_{-1.34}$
ESO 140-43	1.97±0.01	0.66 $^{+0.28}_{-0.22}$	-	112 $^{+37}_{-42}$	1.34e+43	1.55e+43	-
2E 1853.7+1534	1.89±0.03	2.24 $^{+0.93}_{-0.81}$	129 $^{+232}_{-56}$	76 $^{+79}_{-76}$	2.36e+44	3.43e+44	0.38±0.07
1A 1343-60	1.65±0.02	0.58±0.19	110 $^{+37}_{-21}$	64±40	1.83e+43	2.89e+43	28.87 $^{+22.94}_{-12.41}$

Закінчення табл. 1

Назва	$\Gamma$	$R$	$E_c$ , кеВ	$W$ , еВ	$L_{\text{corr}}$ 2-10 кеВ, ерг/с	$L_{\text{corr}}$ 20-100 кеВ, ерг/с	$N_H$ , $10^{22}$ см $^{-2}$
4U0517+17	1.74±0.01	1.91 $^{+0.28}_{-0.23}$	-	102 $^{+25}_{-27}$	1.84e+43	2.96e+43	-
NGC 931	1.78±0.01	1.08±0.38	206 $^{+141}_{-105}$	83±20	2.27e+43	1.19e+43	-
NGC 6814	1.72±0.01	0.51 $^{+0.27}_{-0.25}$	-	99 $^{+50}_{-33}$	1.72e+42	4.41e+42	0.02±0.01
IC4329A	1.73±0.01	0.57 $^{+0.06}_{-0.10}$	196 $^{+42}_{-30}$	78±11	5.63e+43	1.10e+44	0.17±0.04
MR 2251-178	1.63±0.01	0.34±0.09	206 $^{+54}_{-36}$	18 $^{+11}_{-9}$	4.03e+44	7.36e+44	0.38±0.01
ESO 141-55	2.01±0.01	0.74±0.15	-	57±32	8.85e+43	1.76e+44	0.38±0.01
ESO 490-26	1.64±0.01	-	158 $^{+124}_{-51}$	60 $^{+20}_{-23}$	2.76e+43	2.76e+43	0.15±0.01
PGC 045125	1.84±0.01	-	-	22±1	4.11e+43	5.45e+43	-
4C 74.26 RL	1.76±0.01	1.24±0.19	207 $^{+92}_{-49}$	59±33	6.64e+44	9.74e+44	0.05±0.02
IGR J13109-5552 RL	1.58±0.05	1.58 $^{+1.35}_{-1.15}$	-	96 $^{+153}_{-96}$	9.33e+43	4.16e+44	-
3C 382 RL	1.76±0.01	0.68±0.19	180 $^{+63}_{-36}$	28±24	3.17e+44	2.53e+44	-
4C 50.55 RL	1.45±0.01	0.54±0.13	91 $^{+11}_{-9}$	13 $^{+18}_{-13}$	5.25e+43	1.43e+44	6.76 $^{+0.99}_{-0.87}$
3C 111 RL	1.60±0.01	0.29±0.11	171 $^{+29}_{-22}$	28±13	2.76e+44	3.77e+44	0.47±0.01
3C 390.3 RL	1.78±0.01	1.28±0.17	217 $^{+78}_{-47}$	25±19	2.96e+44	3.67e+44	-
Pictor A RL	1.80±0.01	0.99±0.23	-	21 $^{+39}_{-21}$	2.96e+43	9.41e+43	0.03±0.01
3C 120 RL	1.74±0.01	0.25 $^{+17.79}_{-0.09}$	-	74±13	1.16e+44	1.46e+44	-
QSO B0241+62 RL	1.61±0.01	1.05±0.13	216 $^{+161}_{-67}$	126±31	9.11e+43	2.18e+44	-
S5 2116+81 RL	1.96±0.04	2.37 $^{+1.15}_{-0.99}$	-	-	1.82e+44	5.27e+44	-
WKK 6471 RL	1.91±0.05	-	-	-	4.64e+42	3.49e+43	-
Галактики типу Сейферт 2							
MCG-01-24-012	1.77±0.04	1.88 $^{+1.22}_{-1.02}$	107 $^{+110}_{-47}$	81 $^{+74}_{-68}$	1.74e+43	2.81e+43	6.51±0.17
ESO 103-35	1.94±0.03	1.89 $^{+0.82}_{-0.69}$	119 $^{+40}_{-26}$	68 $^{+65}_{-46}$	2.25e+43	2.99e+43	19.13±0.31
PGC 037894	1.54 $^{+0.06}_{-0.04}$	1.42 $^{+1.53}_{-1.04}$	136 $^{+231}_{-56}$	-	2.31e+43	6.36e+43	7.54±0.26
WKK 0560	1.22 $^{+0.10}_{-0.07}$	1.44 $^{+2.97}_{-1.73}$	104 $^{+97}_{-42}$	142 $^{+94}_{-97}$	1.42e+43	5.47e+43	2.23±0.14
NGC 4138	1.36±0.03	0.09 $^{+0.72}_{-0.01}$	150 $^{+501}_{-84}$	104 $^{+58}_{-65}$	1.50e+41	4.66e+41	6.85 $^{+0.27}_{-0.25}$
NGC 1142	1.67 $^{+0.09}_{-0.06}$	1.69 $^{+2.01}_{-1.03}$	-	225 $^{+116}_{-121}$	2.57e+43	1.11e+44	49.40 $^{+1.72}_{-1.61}$
ESO 506-27	1.46±0.01	0.73±0.34	155±62	359±136	3.26e+43	1.19e+44	69.07 $^{+2.06}_{-1.94}$
IGR J20187+4041	1.57±0.04	1.48 $^{+1.31}_{-1.07}$	77 $^{+43}_{-21}$	134 $^{+86}_{-88}$	3.60e+42	7.63e+42	5.34±0.20
IC4518A	1.55±0.01	2.62±0.61	127 $^{+663}_{-66}$	456±148	1.88e+42	9.25e+42	19.24 $^{+0.99}_{-0.92}$
NGC 4945	1.80±0.06	0.12±0.09	-	1108 $^{+163}_{-157}$	2.49e+41	1.72e+42	158.55 $^{+2.86}_{-2.73}$
NGC 6300	1.62±0.02	1.00 $^{+0.42}_{-0.44}$	-	125 $^{+33}_{-36}$	5.96e+41	2.21e+42	18.95±0.24
NGC 526	1.41±0.01	0.21 $^{+0.33}_{-0.31}$	214 $^{+143}_{-63}$	73±26	1.95e+43	4.46e+43	0.96±0.01
LEDA 178130	1.55±0.03	2.09 $^{+0.79}_{-0.84}$	217 $^{+278}_{-83}$	101±52	3.13e+43	1.29e+44	6.02±0.13
ESO 362-18	2.80±0.02	-	173 $^{+128}_{-99}$	190±40	3.68e+42	1.44e+43	12.82 $^{+4.11}_{-2.84}$
MCG +04-48-002	1.46 $^{+0.16}_{-0.12}$	-	-	100 $^{+144}_{-100}$	7.06e+42	2.33e+43	63.96 $^{+2.76}_{-2.53}$
NGC 4992	1.41±0.02	-	179 $^{+179}_{-100}$	356 $^{+149}_{-157}$	1.24e+43	5.78e+43	50.39 $^{+1.86}_{-1.74}$
Mrk 348 RL	1.55±0.02	0.67 $^{+0.37}_{-0.34}$	67 $^{+9}_{-7}$	47±16	2.81e+43	5.23e+43	12.21±0.39
3C 452 RL	1.35±0.03	1.04 $^{+0.07}_{-0.14}$	37 $^{+13}_{-8}$	163 $^{+84}_{-77}$	7.99e+43	4.76e+44	54.52 $^{+3.12}_{-2.85}$
NGC 788 RL	1.23 $^{+0.06}_{-0.04}$	1.08 $^{+1.21}_{-0.74}$	117 $^{+46}_{-30}$	387 $^{+116}_{-112}$	4.75e+42	2.71e+43	49.10 $^{+1.70}_{-1.61}$
NGC 2110 RL	1.56±0.03	0.91 $^{+0.36}_{-0.29}$	10 $^{+70}_{-33}$	144±26	3.84e+42	2.72e+43	3.32±0.07
NGC 5252 RL	1.31±0.01	-	-	69±15	1.82e+43	1.33e+44	2.52±0.04

## Список використаних джерел

1. Antonucci R. Unified models for active galactic nuclei and quasars // ARA&A. – 1993. – Vol. 31. – P. 473-521.
2. Awaki H., Koyama K., Inoue H., et al. X-ray implications of a unified model of Seyfert galaxies // PASJ. – 1991. – Vol. 43. – P. 195-212.
3. Baldwin J. A. Luminosity indicators in the spectra of quasi-stellar objects // Astroph. J. – 1977. – Vol. 214. – P. 679-684.
4. Beloborodov A. M. Plasma ejection from magnetic flares and the x-ray spectrum of Cygnus X-1 // Astroph. J. – 1999. – Vol. 510. – P. 123-126.
5. Bianchi S., Guanazzi M., Matt G., et al. On the Iwasawa-Taniguchi effect of radio-quiet AGN // A&A. – 2007. – Vol. 467. – P. 19-22.
6. Dadina M. Seyfert galaxies in the local Universe ( $z \leq 0.1$ ): the average X-ray spectrum as seen by BeppoSAX // A&A. – 2008. – Vol. 485. – P. 417-424.
7. De Rosa A., Panessa F., Bassani L., et al. Broad-band study of hard X-ray-selected absorbed active galactic nuclei // MNRAS. – 2012. – Vol. 420. – P. 2087-2101.
8. De Rosa A., Bassani L., Ubertini P., et al. An X-ray view of absorbed INTEGRAL AGN // A&A. – 2008. – Vol. 483. – P. 749-758.
9. Dickey J.M., Lockman F.J. H I in the Galaxy // A&A. – 1990. – Vol. 28. – P. 215-261.
10. Ghisellini G., Haardt F., Matt G. The contribution of the obscuring torus to the X-ray spectrum of Seyfert galaxies – a test for the unification model // MNRAS. – 1994. – Vol. 267. – P. 743 – 754.
11. Guainazzi M., Bianchi S., de la Calle Perez I., et al. On the driver of relativistic effect strength in Seyfert galaxies // A&A. – 2011. – Vol. 531. – P. 131-144.
12. Iwasawa K., Taniguchi Y. The x-ray Baldwin effect // Astroph. J. – 1993. – Vol. 413. – P. 15-18.
13. Korista K., Baldwin J., Ferland G. Quasars as cosmological probes: The ionizing continuum, gas metallicity, and the  $W_{\lambda}$ -L relation // Astroph. J. – 1998. – Vol. 507. – P. 24-30.
14. Magdziarz P., Zdziarski A. A. Angle-dependent compton reflection of X-rays and gamma-rays // MNRAS. – 1995. – Vol. 273, Issue 3. – P. 837-848.
15. Molina M., Bassani L., Malizia A., et al. A broad-band spectral analysis of eight radio-loud type 1 active galactic nuclei selected in the hard X-ray band // MNRAS. – 2008. – Vol. 390. – P. 1217-1228.
16. Molina M., Bassani L., Malizia A., et al. The INTEGRAL complete sample of type 1 AGN // MNRAS. – 2009. – Vol. 399. – P. 1293-1306.
17. Mushotzky R., Ferland G. J. The line continuum luminosity ratio in active galactic nuclei – or, on the 'Baldwin effect' // Astroph. J. – 1984. – Vol. 278. – P. 558-563.
18. Nandra K. On the origin of the iron K $\alpha$  line cores in active galactic nuclei // MNRAS. – 2006. – Vol. 368. – P. 62-66.
19. Page K. L., O'Brien P. T., Reeves J. N., et al. An X-ray Baldwin effect for the narrow Fe K $\alpha$  lines observed in active galactic nuclei // MNRAS. – 2004. – Vol. 347. – P. 316-322.
20. Panessa F., Bassani L., De Rosa A., et al. The broad-band XMM-Newton and INTEGRAL spectra of bright type 1 Seyfert galaxies // A&A. – 2008. – Vol. 483. – P. 151-160.
21. Perola G. C., Matt G., Cappi M., et al. Compton reflection and iron fluorescence in BeppoSAX observations of Seyfert type 1 galaxies // A&A. – 2002. – Vol. 389. – P. 802-811.
22. Petrucci P. O., Haardt F., Maraschi L., et al. Testing comptonization models using BeppoSAX observations of Seyfert 1 galaxies // A&A. – 2001. – Vol. 556. – P. 716-726.
23. Piro L. Probing the AGN environment with X-ray measurements // Astron. Nachr. – 1999. – Vol. 320. – P. 236-239.
24. Ricci C., Walter R., Courvoisier T. J.-L., et al. Reflection in Seyfert galaxies and the unified model of AGN // A&A. – 2011. – Vol. 532. – P. 102-122.
25. Vasudevan R. V., Brandt W. N., Mushotzky R. F., et al. X-ray properties of the northern galactic cap sources in the 58 month Swift/BAT catalog // Astroph. J. – 2013. – Vol. 763. – P. 111-149.
26. Winter L. M., Mushotzky R. F., Tueller J., et al. X-ray properties of an unbiased hard x-ray-detected sample of active galactic nuclei // Astroph. J. – 2008. – Vol. 674. – P. 686-710.
27. Yaqoob T., George I. M., Nandra K., et al. Physical diagnostics from a narrow Fe K $\alpha$  emission line detected by Chandra in the Seyfert 1 galaxy NGC 5548 // Astroph. J. – 2001. – Vol. 546. – P. 759-768.
28. Zdziarski A. A., Lubinski P., Smith D. A. Correlation between compton reflection and X-ray slope in Seyferts and X-ray binaries // MNRAS. – 1999. – Vol. 303. – P. 11-15.

Надійшла до редколегії 03.07.14

A. Василенко, асп.,  
 E. Федорова, канд. физ.-мат. наук,  
 B. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
 КНУ імени Тараса Шевченка, Київ

## РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ 65 ГАЛАКТИК ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА SWIFT/BAT AGNS

Создано выборку из 65 галактик с активными ядрами по данным каталога Swift/BAT AGNs. Проанализированы рентгеновские спектры, полученные спутниками XMM-Newton и INTEGRAL в суммарном диапазоне энергий 0,5-300 кэВ. Для объектов выборки мы определили следующие спектральные параметры: степенной показатель  $\Gamma$ , параметр относительного отражения  $R$ , эквивалентную ширину  $W_{\text{FeK}}$  линии Fe K $\alpha$ , внутреннюю светимость  $I$ , энергию экспоненциального обрезания  $E_c$  и величину поглощения  $N_H$ . Исследовано корреляция  $\Gamma$ - $R$ ,  $W_{\text{FeK}}$ - $I$ ,  $\Gamma$ - $E_c$ ,  $W_{\text{FeK}}$ - $N_H$ . Корреляция  $\Gamma$ - $R$  исследована отдельно для галактик типа Сейферт 1 и Сейферт 2. Установлено, что для этой зависимости отсутствует сильная корреляция. Параметр относительного отражения для Сейфертов 2 на малых степенных показателях систематически выше, чем для Сейфертов 1. Это может быть указанием на присутствие отражения от газо-пылевого тора.

Ключевые слова: галактика, спектральные параметры.

A. Vasylenko, postgrad. stud.,  
 V. Zhdanov, Dr. Phys. and Math. Sciences,  
 E. Fedorova, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
 Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## THE X-RAY SPECTRAL PARAMETERS FOR A SAMPLE OF 65 ACTIVE NUCLEI GALAXIES OF BAT AGNS

We present a homogeneous sample of 65 active galactic nuclei, which are part of the Swift/BAT AGN catalogue. For this sample we analyzed X-ray spectra from XMM-Newton and INTEGRAL satellites simultaneously, thus allowing us to extend the spectral range 0,5-300 keV. The spectral parameters, such as power-law indexes, relativity reflection  $R$ , equivalent width of Fe K line, neutral absorption and intrinsic luminosity are determined for this sample. We built and examine such dependences as "power-law index – relativity reflection"; "equivalent width of Fe K $\alpha$  line – intrinsic luminosity" (Baldwin effect) in middle 2-10 keV and hard 20-100 keV energy ranges; "power-law index – cut-off energy" and "absorption value-equivalent width of Fe K $\alpha$  line". Dependence of "power-law index – relativity reflection" for Seyfert 1/2 galaxies were investigated separately. We found that this dependence is not clearly approximated by linear model. Also, we found that the relativity reflection parameter at low power-law indexes for Seyfert 2 galaxies systematically higher than in Seyfert 1. This can be explained by increasing contribution of reflected radiation from the gas-dust torus.

Keywords: galaxy, spectral parameters.

УДК 524.8

В. Кондратьев, канд. физ.-мат. наук  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев,  
Ю. Коровина, доц.  
МИОО, Москва, Россия

## МПГ-ВСПЛЕСКИ КАК МАГНИТОЭМИССИЯ КОРЫ МАГНИТАРОВ ЮНОГО ВОЗРАСТА

*Мягкие повторяющиеся гамма(МПГ)-всплески рассмотрены как магнитоэмиссия коры магнитаров (ультранамагнитных нейтронных звезд). Показано, что все наблюдения подобных всплесков можно описать и систематизировать в модели беспорядочно перескакивающих взаимодействующих моментов, включающей квантовые флуктуации и межядерное взаимодействие в неоднородной среде.*

**Ключевые слова:** гамма-всплески, нейтронные звезды, магнитары.

**1. Введение.** Ультранамагнитные компактные астрофизические объекты (магнитары) позволяют достоверно интерпретировать активность источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПГ или soft-gamma repeaters – SGR) и аномальных рентгеновских пульсаров (АП или anomalous X-ray pulsars – AXP), см. [1]. Одно из первых указаний на существование подобных объектов (магнитаров) связано с открытием 5 марта 1979 суперинтенсивного выброса гамма-лучей (гигантская вспышка) от SGR 0526-66 [2]. Продолжительный мониторинг подобных астрономических явлений в значительной степени подтверждает реалистичность концепции магнитаров например, МПГ квазипериодически, с интервалом в несколько лет, переживают активную фазу, излучая десятки гамма-всплесков продолжительностью 0,1 сек и интенсивностью  $10^{38} - 10^{42}$  эрг, значительно превышающей предел Эдингтона, см., например, [1] и ссылки к ней. Наблюдаемые свойства мягких гамма-всплесков указывают [1,3,4] на значительный вклад высших мультипольностей магнитного поля, существенно превышающих соответствующие дипольные компоненты  $H_{\text{dip}} \approx (4 - 8) \cdot 10^{14}$  Гс, определенные по замедлению периода вращения пульсаров. Существенное превышение напряженности поля по сравнению с типичными величинами для большинства пульсаров, т.е. *терагаусс* (ТГс), подтверждаются недавними теоретическими исследованиями [3,4], указывающими на возможность появления значительно более намагниченной астрофизической плазмы, возникающей, например, в результате динамо процессов и/или магноторотационной неустойчивости при взрывах сверхновых. Предполагая заметным вклад магнитного давления в баланс сил для коры сферически симметричной нейтронной звезды (НЗ), запишем

$$dB_n^2/dR \sim 8 \square GM n(R)/R^2, \quad (1)$$

где константа гравитационного взаимодействия  $G$ , а масса звезды  $M$  внутри радиуса  $R$  соотносится с плотностью вещества  $n(R)$  как  $4 \square R^2 n(R) = dM/dR$ . Подставляя это соотношение в Ур. (1) и интегрируя по области коры НЗ, получаем для напряженности поля  $B \sim 10^{15.5}$  TeraTesla  $(M/M_\odot)(10 \text{ km}/R)^2$ , где  $M_\odot$  – масса Солнца. Таким образом, сила торроидальной коипоненты поля может достигать десятков *тератесла* (ТТл), величин  $H \sim 10^{13}$  Т. Заметим, что полученная величина напряженности поля согласуется с оценкой [3-5], исходя из энергии взрыва сверхновой. Такие поля (т.е. превышающие  $10^{15}$  Гс) могут изменять структуру и свойства атомных ядер (см. [3-5] и ссылки к ней), что приводит к необходимости рассмотрения возможного влияния магнетизма на структуру, преобразования и трансмутацию нуклидов.

В настоящей работе рассмотрены особенности формирования магнитного отклика и магнитодинамики коры НЗ с применением термодинамического формализма в приближении метода среднего самосогласованного поля. Учет квантования пространственного движения приводит к значительным изменениям магнитной восприимчивости, вызывая скачкообразные разрывы в зависимости магнитных моментов ядер от напряженности поля. Такое ступенеобразное поведение магнитного отклика в совокупности с ферромагнитным меж-ядерным взаимодействием вызывает резкое аномальное изменение намагниченности в коре НЗ. Эти аномалии вызваны распространением лавин перескоков ядерных моментов с изменением магнитной индукции вызывают резкие выбросы энергии в магнитосферу и приводят к взрывной активности МПГ всплесков. Для описания таких шумов в магнитодинамике коры магнитаров развита модель беспорядочно перескакивающих взаимодействующих моментов (БПВМ), включающая квантовые флуктуации дискретных уровней, межядерное взаимодействие, беспорядок и энергию размагничивания [1]. В разд.1 описаны основные положения модели БПВМ, применительно к коре НЗ. Систематика наблюдений МПГ с использованием БПВМ представлена в разд. 2. Выводы в разд. 3.

**2. Моделирование магнетодинамики коры НЗ.** Модель беспорядочно перескакивающих взаимодействующих моментов (БПВМ) для численных моделирований магнитодинамики в коре НЗ уже описывалась в [1,6] и цитированной там литературе. Напомним, что при моделировании динамики размагничивания рядов ядер для магнитного момента атомных ядер используем очень общую формулу  $m = \mu \sum_n v_n \theta(b - b_n) = I g m$  с нуклонным магнетонном  $\mu$  для ядерной материи, спином  $I$  и  $g$ -фактором  $g$  ядер решетки, и ступенчатой функции  $\theta(x)$ , зависящей от локального магнитного поля  $b$ . Расположенные в ряд атомные ядра дают вклад в намагничивание  $P = m/V_D$ , определяемое также объемом  $V_D$  на одно ядро. Принимая  $g=3$ , для ядерной компоненты магнитной индукции получаем

$$P = 1.5 \text{ ТГс } I n / (10^{13} \text{ г/см}^3), \quad (2)$$

где плотность коры НЗ  $n$ .

Для случая сопоставимых размеров ядра  $V_n$  и занятого объема  $V_D$  ( $n \sim 10^{13.5}$  г/см<sup>3</sup>) межядерное взаимодействие в системе проявляет, обычно, ферромагнитные свойства [1,6]. Учитывая магнитную связь силы  $J$  между ближайши-



ми соседними (пн) элементами, полный Гамильтониан  $H$  ряда атомных ядер в поле  $H$  может быть выражен следующим образом

$$H = -\sum_i m_i b_i \quad (3)$$

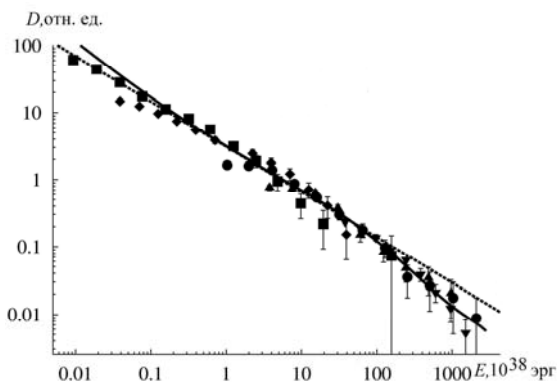
через взаимодействие магнитного момента  $m_i$  ядра с локальным полем  $b_i = H(t) + J \sum_{j \in \text{пн}} P_j + h_i$ . Здесь сумма пробегает пн элементы, и случайные поля  $h_i$  позволяют учесть неоднородность и беспорядок в форме дефектов, границ зерен, примесей, ведущих к случайной кристаллической анизотропии и меняющимся силам взаимодействия в суперкристаллической гетероструктуре. Укажем также на динамические компоненты  $h_i$  из-за неточности приближенного описания с пн взаимодействием. Центральная предельная теорема предлагает, таким образом, гауссово распределение для случайных полей,  $W(h) = \exp\{-h^2/R^2\}/R\sqrt{\pi}$  с шириной  $R$ , называемой беспорядком [1,6].

**3. Систематика наблюдений.** Рассмотрим адиабатическое изменение во времени внешнего магнитного поля  $H$ . Когда локальное поле некоторого домена коры НЗ, т.е., элемента решетки, переходит величину *пересечения*  $b_n$ , момент изменяется ступенеобразно. Из-за ферромагнитного взаимодействия перескакивающий момент может вызвать перескок у некоторых из ближайших соседей, которые в свою очередь могут включить скачок момента некоторых из их соседей, и так далее, производя, таким образом, лавины размагничивания. Такие лавины приводят к разрывам на соответствующих кривых петли гистерезиса. При этом резкое изменение магнитной индукции приводит к эмиссии магнитной энергии, процесс аналогичный эффекту Баркхаузена (см., например, [1] и ссылки к ней). Выделенная магнитная энергия определяется объемом лавины  $V_n \sim S$ , где  $S$  обозначает число перескочивших спин-доменов. Учитывая Ур.(1), соответствующий выход энергии

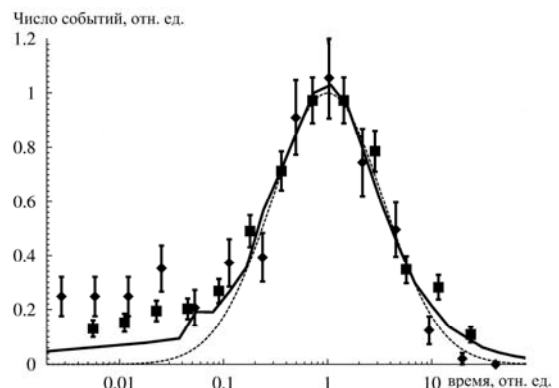
$$E = H \square P V_n = 10^{41} \text{ эрг} (H / \text{ТТл}) (\square I n / 10^{13} \text{ г/см}^3) (V_n / 10^6 \text{ м}^3). \quad (4)$$

Для напряженности поля  $H \sim 3 \text{ ТТл}$ , типичной для коры магнетаров, плотности  $n \sim 10^{13,5} \text{ г/см}^3$ , и линейному размеру лавины порядка толщины внешней коры НЗ,  $100 \text{ м}$ , ( $V_n \sim 10^6 \text{ м}^3$ ) полученная величина энергии согласуется с энергией мягких гамма всплесков, см. выше.

В дальнейшем, ограничимся случаем единственного скачка в изменении момента ядер, учитывая значительный интервал поля между сингулярными аномалиями в отклике. Для уменьшения статистической ошибки рассмотрим кумулятивные распределения размеров  $D(S)$ , пропорциональные числу лавин с числом перескочивших элементов системы, превышающих  $S$ . Кумулятивное распределение размеров лавин для окрестности критической точки сравнивается на Рис. 1 с кумулятивным распределением энергии всплесков, т.е. всплеск числа всплесков с интенсивностью, превышающей определенное значение. Приведенные данные наблюдений различными миссиями хорошо согласуются с расчетами, при учете масштабного фактора высвобожденной энергии Ур. (4), различной удаленности и изотропных выбросов из источников, см. [1]. Полученная зависимость числа событий достоверно описывается степенным законом с показателем 0,67, соответствующим значению 1,67 для дифференциального распределения. Такое свойство обеспечивает сигнал самоорганизации критичности в статистике всплесков.



**Рис.1.** Нормированные кумулятивные распределения интенсивности МПГ всплесков в произвольных (отн) единицах. Результаты наблюдений RXTE и BATSE для SGR 1900 14 из [7] показаны квадратами и кружками, соответственно. RXTE (ромбы), BATSE (обратные-треугольники) и ICE (прямые-треугольники) представляют данные для SGR 1806-20 взяты из [8]. Сплошная линия представляет распределение размеров лавин из БПВМ модели для кубической решетки размером 1503. Пунктирная линия обозначает распределение по степенному закону



**Рис.2.** Распределения приведенное времени ожидания между последовательными МПГ всплесками для RXTE\_PCA данных для SGR 1900 1 14 (квадраты) [7] и SGR 1806-20 (ромбы) [8] показаны в сравнении с распределением времени ожидания между лавинами (сплошная кривая). Пунктирная линия изображает лог-нормальное распределение

Как видно на Рис.2 для различных МПГ распределение приведенного времени ожидания, т.е. времени, деленного на соответствующую величину максимума, отображается универсальной функцией. Данные наблюдений хорошо воспроизводятся моделированием БПВМ и описываются в непосредственной близости от максимума лог-нормальной функцией распределения. Такое свойство указывает на единую шкалу времени для процессов включения МПГ-всплесков. В модел БПВМ такой масштаб времени определяется соотношением параметра беспорядка  $R$  и скорости изменения поля. Таким образом, масштабирование с соответствующим временем приводит к универсальной функции.

**4. Выводы.** Мягкие повторяющиеся гамма-всплески рассмотрены как результат их выхода магнитной энергии, запасаемой в барионных степенях свободы коры магнитаров. Предсказанные моделью БПВМ свойства скалирования для интенсивности и распределений времени ожидания всплесков находятся в хорошем согласии с данными наблюдений МПГ, подтверждая, таким образом, достоверность модели БПВМ. Дальнейшие применения развитого магнитного механизма эмиссии при анализе активности МПГ могут обеспечивать лучшее понимание возникновения и эволюции нейтронных звезд, в частности, напряженности магнитных полей.

**5.** Работа частично поддержана грантом SCOPES IZ73Z0\_152485.

#### Список использованных источников

1. Kondratyev V.N. Statistics of Magnetic Noise in Neutron Star Crusts Phys.Rev.Lett. – 2002. – 88 – 221101; "Magnetization of Neutron Star Matter and Implications in Physics of Soft Gamma Repeaters." – JAERI Research-Series 2001-057 (JAERI-Prts, Japan, 2002).
2. Mazets E.P., Golentskii S.V., Ilinskii V.N., et.al. Observations of a flaring X-ray pulsar in Dorado Nature (London) – 1979. – 282, – P. 587.
3. Kondratyev V.N. Burning the atomic nuclei / Bull.Univ.Kiev,SPM – 2010. – no.3. – P. 31.
4. Кондратьев В.Н. / МАГИЧЕСКИЕ УЛЬТРАНАМАГНИЧЕННЫЕ ЯДРА ВО ВЗРЫВНОМ НУКЛЕОСИНТЕЗЕ ЯФ – 2012. – 75. – С.1442.
5. Kondratyev V.N. // Creation and transmutation of magnetized nuclei at explosively dense matter Eur. Phys. WC. 2012. – 38, 17008. Explosive nucleosynthesis at strong magnetic field Eur. Phys. J. A – 2014. – 50.: P. 7.
6. Kondratyev V.N. Dynamics of magnetic nanoparticle assembly J. Phys. CS – 2010. – 248 – 012027.
7. Gogus Ersin et al./Statistical Properties of SGR 1900+14 Bursts Astrophys. J. Letters – 1999. – 526. – P. L93.
8. Gogus Ersin et al./ Statistical Properties of SGR 1806-20 Bursts Astrophys. J. Letters – 2000. – 532. – P. L121.

Надійшла до редколегії 04.06.14

В. Кондратьев, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ,  
Ю. Коровіна, доц.  
МІОЕ, Москва, Росія

### МПГ-СПЛЕСКИ ЯК МАГНІТОЕМІСІЯ КОРИ МАГНІТАРІВ ЮНОГО ВІКУ

*М'які повторювані гамма (МПГ)-сплески розглянуті як магнітоемісія кори магнітарів (ультранаманіченних нейтронних зірок). Показано, що всі спостереження подібних сплесків можна описати і систематизувати в моделі безладно перестрибаючих взаємодіючих моментів, що включає квантові флуктуації і межядерну взаємодію в неоднорідному середовищі.*

*Ключові слова:* гамма-сплески, нейтронні зірки, магнітари.

V. Kondratyev, Ph.D. in Phys. and Math. Science  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv,  
Iu. Korovina, Associate Prof.  
МІОЕ, Moscow, Russia

### SGR BURSTS DUE TO MAGNETAR CRUST MAGNETOEMISSION

*Soft repeating gamma-ray (SGR) bursts are considered as magnetoemission of crusts of magnetars (ultranamagnetized neutron stars). It is shown that all the observations of such bursts can be described and systematized within randomly jumping interacting moments model including the quantum fluctuations and the internuclear interaction in an inhomogeneous medium.*

*Keywords:* gamma-ray bursts, neutron stars, magnetars.

УДК 524.7

С. Парновський, д-р фіз.-мат. наук,  
І. Ізотова, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ КОМПАКТНИХ ЕМІСІЙНИХ ГАЛАКТИК У РАДІОКОНТИНУУМІ НА ЧАСТОТІ 1.4 ГГц

*На основі даних FIRST розглянуто випромінювання у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц вибірки компактних галактик з активним зореутворенням. Оцінено швидкість зореутворення за даними випромінювання галактик у радіоконтинуумі, вона змінюється у діапазоні 0.85 – 114  $M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$  (медіана 10,4  $M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ ). Показано, що випромінювання галактик вибірки у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц є переважно нетепловим і середнє значення частки теплового (вільно-вільного) випромінювання іонізованого газу у загальному випромінюванні становить 17 %.*

*Ключові слова:* теплове випромінювання, галактика.

**Вступ.** З 2009 року проводиться активне дослідження галактик, які у роботі [9] через їх точкову структуру та зелений колір на оглядових картах цифрового огляду неба SDSS [3] отримали назву "green peas" (далі GP). Автори [9], досліджуючи вибірку з 251 галактики, визначили основні особливості "green peas": низький вміст важких елементів, маса зір  $M^* \sim 10^{8.5} - 10^{10} M_{\odot}$ ; висока швидкість зореутворення та питома швидкість зореутворення –  $\text{SFR} \sim 10 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$  та  $\text{SSFR} \sim 10^{-8} \text{ рік}^{-1}$ , відповідно.

В роботі [17] проведено детальне дослідження 803 компактних галактик ( $z = 0.02 - 0.63$ ) високої світності (luminous compact galaxies, далі LCG) з активним зореутворенням, відібраних з SDSS Data Release 7 (DR7) [3] на основі не лише їх фотометричних, але й як спектральних даних. До вибірки увійшли компактні галактики з високою світністю і еквівалентною шириною емісійної лінії H $\beta$ , які свідчать про "молодий" спалах зореутворення у галактиці. В [17] було показано, що вибірка LCG галактик має ті ж самі властивості, що і вибірка "green peas" галактик [9], але спостерігається у значно ширшому діапазоні червоних зміщень. На діагностичній діаграмі [20] LCG галактики займають область, яка притаманна зонам III високої іонізації. У LCG галактик виявлено низький вміст важких елементів і висока SSFR. У вибірку LCG галактик не входять галактики Sy2 з активними ядрами.

Низький вміст важких елементів (~ 20 % від сонячного) у GP галактик також було виявлено у роботі [4].

Автори [10] проаналізували перші прямі спостереження радіовипромінювання на 0.6 ГГц, які були проведені на Giant Metrewave Radio Telescope телескопі, у трьох GP галактиках.

За своїми характеристиками LCG галактики та GP галактики, як їх підвибірка на певних червоних зміщеннях  $z$ , позиціонуються між близькими блакитними компактними карликовими галактиками (в літературі BCDGs) та віддаленими (червоні зміщенні  $z \geq 2 - 3$ ) Ly-break (LBG) галактиками великої світності в ультрафіолетовому діапазоні. Характеристики галактик цього типу не є типовими для ближнього Всесвіту, і, ймовірно, зореутворення у LCG та GP галактиках має властивості, які були притаманні молодому Всесвіту [4, 9].

В [28] для LCG галактик проведено статистичне дослідження швидкості зореутворення (SFR) галактик, визначеної за трьома індексами (індикаторами) – випромінюванням в лінії H $\alpha$  в областях іонізованого водню, далекому (FUV) та близькому (NUV) ультрафіолетовому (УФ) діапазонах, та її зв'язок з фізичними параметрами галактик, які були визначені у [17]: масою  $m$  молодого зоряного населення, вмістом важких елементів та віком  $T$  спалаху зореутворення. Для всіх трьох індексів зореутворення визначено функції  $f(T)$ , які оптимально описують варіації SFR/ $m$  в залежності від віку  $T$  спалаху зореутворення. Показано, що світності  $L$  (або SFR) в H $\alpha$  та УФ діапазоні змінюються однаково, при цьому  $L(H\alpha)$  та  $L(FUV)$  стрімко падають при  $T \geq 3.2$  млн років. Зроблено висновок, що в LCG галактиках випромінювання одного і того ж зоряного населення, а саме молодого, відповідає за випромінювання як у лінії H $\alpha$  так і в далекому УФ діапазоні.

Для LCG галактик в роботі [27] на основі результатів [17, 28] було запропоновано метод оцінки маси  $m$  молодого зоряного населення галактик і віку  $T$  спалаху зореутворення без вивчення та врахування розподілу енергії в їх спектрах (SED). Для 550 LCG було оцінено  $m$  та  $T$  і проведено їх порівняння з відповідними величинами, визначеними з урахуванням SED. Отримано, що середні розбіжності  $\log m$  і  $T$ , оцінених цими методами, складають  $0.27$  і  $0.87 \times 10^6$  років, відповідно.

В якості одного з індексів (індикаторів) зореутворення, окрім тих, що розглянуто у [28], часто використовують радіо- випромінювання галактик, в т.ч. і у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц [6, 7, 12, 15–16, 22, 24–26, 29–30]. Це випромінювання може бути пов'язаним як з активними галактичними ядрами (AGN) так і з областями зореутворення [11]. Випромінювання у радіоконтинуумі, яке пов'язане з областями зореутворення, складається з двох компонент: теплового (free-free) випромінювання в областях III іонізованого водню і нетеплового випромінювання, яке створюють релятивістські електрони залишків наднових зір типів SN II та SN Ib [11]. Наднові зорі цих типів є результатом еволюції масивних зір з масами  $M \sim 8 M_{\odot}$ , час життя яких менше  $3 \times 10^7$  років. У цьому контексті нетеплове випромінювання у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц теж пов'язане з процесами зореутворення, але на більшій шкалі часу у порівнянні з тепловим. Для випромінювання в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц виявлено тісний кореляційний зв'язок з випромінюванням у далекому інфрачервоному діапазоні [6, 12], яке є хорошим індикатором зореутворення. Крім того, при вивченні процесів зореутворення перевагою використання цього індекса є те, що, на відміну від індексів зореутворення, які базуються, скажімо, на випромінюванні в H $\alpha$  і FUV, випромінювання в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц не потерпає від міжзоряної екстинкції, коректне врахування якої не завжди є можливим.

Робота має на меті визначення швидкості зореутворення та частки теплового випромінювання у загальному радіо- випромінюванні на частоті 1.4 ГГц у галактиках з активним зореутворенням.

При обчисленні світності в роботі прийнято, що постійна Хаббла рівна  $H_0 = 75 \text{ км сек}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ .

**Вибірка галактик.** Дані спостережень в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц. У роботі продовжено дослідження вибірки LCGs галактик, яку отримано та детально описано у [17]. Підкреслимо ще раз, що це – вибірка виключно галактик з активним зореутворенням, і вона не включає об'єкти з активними галактичними ядрами. Характерними особливостями галактик вибірки є: компактність (розмір  $\leq 10''$ ); низький вміст важких елементів ( $12 + \log O/H \sim 7.6 - 8.4$ ); висока світність та еквівалентна ширина емісійної лінії H $\beta$  в областях іонізованого водню ( $L(H\beta) \geq 3 \times 10^{40} \text{ ерг сек}^{-1}$  та  $EW(H\beta) \geq 50 \text{ \AA}$ ,  $EW(H\beta) \geq 100 \text{ \AA}$ , відповідно), що свідчить про наявність молодого спалаху зореутворення; висока питома швидкість зореутворення  $SSFR - 10^{-7} - 10^{-9} \text{ рік}^{-1}$  [17].

У каталозі огляду неба FIRST /<http://sundog.stsci.edu/first/description.html/> для вибірки LCGs галактик було проведено пошук (з граничною кутовою відстанню  $\leq 30''$ ) джерел випромінювання у радіодіапазоні.

Проект FIRST (Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters) [5] – це Very Large Array (VLA) огляд неба в радіоконтинуумі на довжині хвилі  $\sim 20 \text{ см}$  (1.4 ГГц). Огляд охоплює понад 10,635 квадратних градусів в районі Північного ( $8444 \text{ град}^2$ ) та Південного ( $2191 \text{ град}^2$ ) полюсів Галактики. Поріг чутливості для джерел випромінювання в огляді FIRST становить 1 мЯн. Точність визначення положення джерела радіовипромінювання змінюється від 0.5" (зареєстрований потік  $\sim 3 \text{ мЯн}$ ) до  $\sim 1''$  для більш слабких джерел. Області оглядів FIRST та SDSS досить близькі: зареєстровано, що  $\sim 40\%$  джерел каталога FIRST мають оптичних партнерів в SDSS при глибині огляду  $m_v \sim 23$ .

В каталозі радіо джерел FIRST для близько 10 % галактик з вибірки LCG було виявлено позиційного партнера на відстані менше 30". Додатково 2 джерела були ототожені лише в каталозі NVSS [13]. Для значної кількості галактик є дані одночасно як у FIRST, так і NVSS.

Під час візуального контролю з оглядовими картами SDSS було виключено сумнівні позиційні ототоження LCG галактик з радіоджерелами. Для остаточно відібраних 52 галактик кутова відстань між оптичними та радіо- джерелами становить  $\leq 10''$ . Використання уніфікованого каталогу радіоджерел, презентованого у [23], в подальшому, можливо, суттєво розширить вибірку.

Під час перегляду галактик вибірки на пошукових картах SDSS було відмічено, що практично всі LCG галактики, які ототожено з радіо джерелами, не є абсолютно точковими, а мають ознаки деякої асиметрії, іррегулярності у вигляді невеликого "хвоста", його ознак тощо (у роботі [28] їх віднесено до підвибірki "іррегулярних" галактик). Деякі з відібраних галактик – це вузли зореутворення, які складають основну чи значну частину невеликої галактики.

Тут доречно зазначити, що FIRST, як і інші огляди, що виконані з радіоінтерферометричними телескопами, має певні обмеження з чутливості. Так, при розмірі об'єктів, які перевищують 10" чутливість FIRST до випромінювання на 1.4 ГГц зменшується. Згідно зауваження [15], FIRST у галактиках з розмірами  $\sim 12''$  фіксує близько 84 % випромінювання, і ця величина падає зі збільшенням розміру об'єкта. Цю обставину варто враховувати при порівнянні швидкостей зореутворення, визначених за випромінюванням у радіоконтинуумі у різних оглядах для галактик різного типу.

**Швидкість зореутворення. Частка теплового випромінювання у загальному випромінюванні в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц.** Для 52 LCG галактик, ототожнених з радіоджерелами на 1.4 ГГц, було розраховано швидкості зореутворення  $SFR(H\alpha)$  та  $SFR_{1.4}$  за двома індексами – випромінювання у лінії  $H\alpha$  в областях іонізованого водню та в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц, відповідно.

При розрахунках  $SFR(H\alpha)$  прийнято калібрування [22]:

$$SFR(H\alpha) = 7.9 \cdot 10^{-42} L(H\alpha) (M_{\odot} \text{ рік}^{-1}), \quad (1)$$

де  $SFR$  в одиницях  $M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ ,  $L(H\alpha)$  – світність галактики в лінії  $H\alpha$  в ерг  $\text{сек}^{-1}$ , скорегована за екстинкцію та апертуру (деталі корекцій див. в [28]).

В модельних розрахунках при отриманні калібрування (1) були прийняті сонячний вміст важких елементів, початкова функція мас Солпітера з показником ступеню 2.35, і граничними масами зір, що утворюються, рівними 0.1 і  $100 M_{\odot}$ . Вираз (1) було отримано для постійної (квазі-постійної) у часі моди зореутворення [22], яка притаманна великим галактикам з частими спалахами зореутворення. Спалахи зореутворення, які відбуваються у LCG, є сильними, але не частими. В таких системах інтервал часу усереднення для отримання швидкості зореутворення є невизначеним, а світність  $L(H\alpha)$  швидко спадає на шкалі часу в декілька млн років (див., зокрема, [28, 31]). Все ж, ми приймаємо що калібрування (1) може бути використаним для визначення швидкості зореутворення  $SFR(H\alpha)$  у LCG галактиках.

С врахуванням калібрування (1), прийнятого для  $SFR(H\alpha)$ , швидкість зореутворення  $SFR_{1.4}$  визначається згідно [1, 2] зі співвідношення:

$$SFR_{1.4} = 2.8 \cdot 10^6 A L_{1.4} / L_{\odot} (M_{\odot} \text{ рік}^{-1}), \quad (2)$$

де  $A = L_{1.4}(\text{thermal}) / L_{1.4}$  – частка теплового (free-free або вільно-вільного) випромінювання іонізованого газу в загальному випромінюванні у радіоконтинуумі;  $L_{1.4} / L_{\odot} = 3.07 \times 10^{-7} \times D^2 \times f_{1.4}$  – монохроматична світність галактики в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц, де  $f_{1.4}$  – інтегральний потік випромінювання у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц в Ян, а  $D$  – відстань до галактики в Мпк.

Оскільки рекомбінаційне випромінювання зон III в лініях водню в оптичному діапазоні (наприклад,  $H\alpha$  та  $H\beta$ ) мають теплову природу, то теплове радіовипромінювання однозначно пов'язано з тепловим випромінюванням в оптичному діапазоні і його світність можна визначити зі світності в лінії  $H\beta$ , скорегованої за екстинкцію (див. [8], співвідношення (A8) та (A9)). Це вірно за припущення, що в галактиці немає областей зореутворення, які б спостерігались в радіодіапазоні, але були б невидимими в оптичному діапазоні за причини сильної міжзоряної екстинкції. На нашу думку, це припущення є справедливим для галактик з низьким вмістом важких елементів. Наприклад, в [18] показано, що потоки випромінювання, які спостерігаються у галактиках з активним зореутворенням у ближньому та середньому інфрачервоному діапазоні, добре узгоджуються з потоками випромінювання на тих же довжинах хвиль, але обраховані за потоками у лінії  $H\beta$ . Крім того, VLA спостереження в см діапазоні не виявляють джерел випромінювання у доповнення до тих, які спостерігаються і в оптичному діапазоні (див., наприклад, [19]).

Для визначення частки  $A$  теплового випромінювання у загальному випромінюванні у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц ми скористаємось співвідношенням між світністю в лінії  $H\beta$  і монохроматичною світністю в радіодіапазоні [8]. Для випромінювання на частоті 1.4 ГГц, за припущення, що електронна густина складає  $100 \text{ см}^{-3}$ , а густина  $\text{He}^+$  становить 8.1 % від густини протонів, з [8] отримуємо:

$$\frac{L(1.4 \text{ GHz, thermal})}{L(H\alpha)} = 1.22 \times 10^{-14} \left( \frac{\theta}{10^4 \text{ K}} \right)^{0.59}, \quad (3)$$

де  $L(1.4 \text{ GHz, thermal})$  – це світність теплового компоненту у загальному випромінюванні у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц у ерг- $\text{Гц}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$ ,  $L(H\alpha)$  – світність в лінії  $H\alpha$  у ерг- $\text{сек}^{-1}$ ,  $\theta$  – електронна температура у кельвінах, які визначено у роботі [17] з дослідження спектрального розподілу енергії окремих LCGs галактик.

За даним про повне випромінювання у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц та з врахуванням (3), отримано, що для LCGs галактик варіації частки  $A$  теплового випромінювання у загальному лежать в діапазоні від 2% до 47% з медіаною 15% та середнім значенням 17%, середнє значення  $\log A = -0.874$ , що відповідає  $10^{\log A} = 0.13$ .

Розподіл величини  $A$  приведено на Рис.1. Таким чином, випромінювання LCG галактик в радіоконтинуумі на 1.4 ГГц є переважно нетепловим випромінюванням. Значимо, що роботі [2] для вибірки ізольованих галактик з порівняння випромінювання у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц та далекому інфрачервоному діапазоні нижню межу величини  $A$  оцінено в 13 %, а у [11] для нормальних галактик отримано оцінку  $A \sim 11$  %.

У роботі [21] для нормальних спіральних галактик отримано тісний кореляційний зв'язок повного потоку нетеплового компонента в радіоконтинуумі на 1.415 ГГц з інтегральним потоком випромінювання в лінії  $H\alpha + [N II]$ . На основі детального дослідження автор приходять до висновку, що релятивістські електрони, які відповідають за нетеплове випромінювання, пов'язані з масивними молодими зорями, а не зі старим зоряним населенням галактик.

У випадку LCGs галактик ми маємо домінування у радіодіапазоні нетеплового компоненту випромінювання, пов'язаного ймовірно, не з наймолодшим спалахом зореутворення, а з попередніми, більш старими спалахами зореутворення, масивні зорі яких уже проеволюціонували до стадії наднових зір.

Для 52 LCGs галактик з даними випромінювання у радіоконтинуумі швидкості зореутворення  $SFR(H\alpha)$  та  $SFR_{1.4}$ , були визначені згідно калібрувань (1) та (2). Отримано, що діапазон варіацій  $SFR_{1.4}$  та  $SFR(H\alpha)$  складає від 0.85 до  $114 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$  (медіана  $10.4 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ ) та від 1.9 до  $77 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$  (медіана  $14 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ ), відповідно. На Рис.2 приведено інтегральний розподіл швидкостей зореутворення  $SFR(H\alpha)$  (близько 800 галактик) [28] та  $SFR_{1.4}$  (52 галактики). На осі  $X$  приведено значення граничної швидкості зореутворення  $SFR_{\text{max}}$ , на осі  $Y$  – відносне число галактик, у яких  $SFR < SFR_{\text{max}}$ . Суцільна чорна лінія відповідає  $SFR(H\alpha)$ , отриманих для вибірки близько 800 LCG галактик [17, 28]. Для вибірки 52 LCG галактик з зареєстрованим випромінюванням у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц приведено інтегральний розподіл  $SFR(H\alpha)$  (суцільна сіра лінія) та  $SFR_{1.4}$  (штрихована лінія). Видно, що вибірка 52 LCGs галактик з радіоданими включає галактики з більш потужним зореутворенням, у порівнянні з повною вибіркою 800 LCGs галактик. Без сумніву це пояснюється селекцією, пов'язаною з відбором галактик, у яких з певним порогом чутливості зареєстровано радіовипромінювання. Обмеження, пов'язані з порогом чутливості, приводять до того, що галактики, у яких

є дані спостережень у радіоконтинуумі не тільки мають більшу світність, але й розташовані ближче, чим галактики з повної вибірки. Значення червоного зміщення  $z$  повної вибірки 800 LCGs галактик лежать в діапазоні від 0.015 до 0.630 (медіана  $z = 0.12$ ,  $\langle z \rangle = 0.15$ ) [17, 28], а у вибірки 52 галактик з радіоданими – від 0.015 до 0.22 (медіана  $z = 0.06$ ,  $\langle z \rangle = 0.074$ ). Порівнюючи вибірку 52 LCGs галактик з радіо даними та повну ми отримали, що медіани їх швидкостей зореутворення становлять  $SFR(H\alpha) = 14 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$  та  $SFR(H\alpha) = 6.7 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$  [28], відповідно.

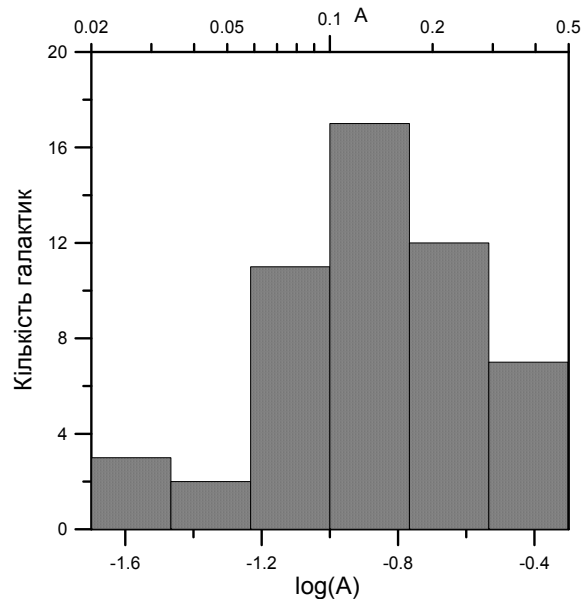


Рис.1. Розподіл частки  $A$  теплового випромінювання у загальному випромінюванні у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц для вибірки 52 LCG галактик. На нижній та верхній осях  $X$  приведено значення  $\log A$  та  $A$ , відповідно

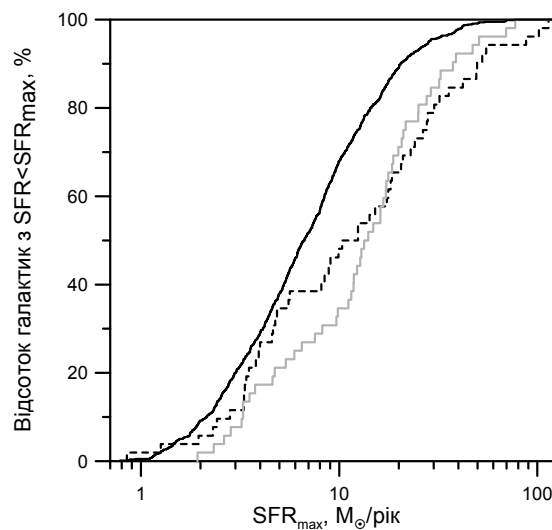


Рис.2. Інтегральний розподіл швидкостей зореутворення  $SFR$ . На осях приведено:  $X$  – значення граничної швидкості зореутворення  $SFR_{\max}$ ,  $Y$  – відносне число галактик, у яких  $SFR < SFR_{\max}$ . Суцільна темна лінія відповідає  $SFR(H\alpha)$  для близько 800 LCGs [17, 28]. Для 52 LCGs з даними випромінювання у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц показано інтегральний розподіл  $SFR(H\alpha)$  (суцільна сіра лінія) та  $SFR_{1.4}$  (пунктирна лінія)

**Висновки.** Проведено перехрестне ототожнення вибірки близько 800 LCGs галактик [17, 28] з джерелами випромінювання у радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц бази даних FIRST. Виявлено 52 позиційних партнера на відстані  $\leq 10''$ . Для вибірки 52 LCG галактик визначено швидкості зореутворення  $SFR_{1.4}$  та  $SFR(H\alpha)$  за випромінюванням у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц та у рекомбінаційній лінії  $H\alpha$ , відповідно. Отримано, що діапазон варіацій  $SFR_{1.4}$  та  $SFR(H\alpha)$  складає від 0.85 до  $114 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$  (медіана  $10.4 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ ) та від 1.9 до  $77 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$  (медіана  $14 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ ), відповідно.

З порівняння потоків випромінювання в рекомбінаційній лінії  $H\alpha$  та радіоконтинуумі встановлено, що у LCG галактик на частоті 1.4 ГГц переважає нетеплове випромінювання від залишків наднових, вибух яких, ймовірно, пов'язаний не з наймолодшим, а з попередніми більш старими спалахами зореутворення, по причині затримки внаслідок еволюції масивних зір до стадії наднових. Оцінено, що варіації  $A$  та середнє  $A$  частки теплового випромінювання у загальному випромінюванні у радіоконтинуумі становлять 2 %–47 % та 17 %, відповідно.

Під час виконання роботи було використано інформацію з бази база даних позагалактичних джерел NED (NASA/IPAC Extragalactic Database), яка функціонує під керівництвом Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, в контакт з National Aeronautics and Space Administration; огляду Sloan Digital Sky Survey (SDSS) та SDSS-II, які виконано та функціонують завдяки Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, the U.S. Department of Energy, the National Aeronautics and Space Administration, the Japanese Monbukagakusho, the Max Planck Society та the Higher Education Funding Council for England; огляду NVSS (National Radio Astronomy Observatory Very Large Array Sky Survey) та FIRST.

#### Список використаних джерел

1. Изотова И.Ю., Изотов Ю.И. Темп звездообразования в голубых компактных галактиках из Второго Бюраканского обзора // Кинематика и физика небес. тел. – 1999. – Т. 15, № 3. – С. 195 – 205.
2. Изотова И.Ю., Парновский С.Л., Тютюнник А.А. Изолированные галактики: излучение в дальнем инфракрасном диапазоне, скорость и эффективность текущего звездообразования // Кинематика и физика небес. тел. – 2006. – Т. 22, № 3. – С. 187 – 203.
3. Abazajian, K.N., Adelmann-McCarthy J. K., Agüeros M. A. et al. The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2009. – V. 182. – P. 543–558.
4. Amorín R., Pérez-Montero E., Vílchez J.M., Papaderos P. The Star Formation History and Metal Content of the Green Peas. New Detailed GTC-OSIRIS Spectrophotometry of Three Galaxies // Astrophys. J. – 2012. – V. 749. – P. 185–202.
5. Becker R.H., White R.L., Helfand D.J. The FIRST Survey: Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters // Astrophys. J. – 1995. – V. 450. – P. 559.
6. Bell E. Estimating star formation rates from infrared and radio luminosities: the origin of radio-infrared correlation // Astrophys. J. – 2003. – V. 586. – P. 794.
7. Calzetti D. Star formation rate indicators // preprint arXiv:1208.2997v1
8. Caplan J., Deharveng L. Extinction and reddening of HII regions in the Large Magellanic Cloud // Astron. Astrophys. – 1986. – V. 155. – P. 297–313.
9. Cardamone C., Schawinski K., Sarzi M. et al. Galaxy Zoo Green Peas: discovery of a class of compact extremely star-forming galaxies // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2009. – V. 399. – P. 1191–1205.
10. Chakraborti S., Yadav N., Cardamone C., Ray A. Radio detection of green peas: implication for magnetic fields in young galaxies // arXiv: 1110.3312v1. [astro-ph.CO] 14 Oct 2011.
11. Condon J.J. Radio emission from normal galaxies // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 1992. – V. 30. – P. 575 – 611.
12. Condon J.J., Anderson M.L., Helou G. Correlations between far-infrared, radio and blue luminosities of spiral galaxies // Astrophys. J. – 1991. – V. 376. – P. 95 – 103.
13. Condon J.J., Cotton W.D., Greisen E.W. et al. The NRAO VLA sky survey // Astron. J. – 1998. – V. 115, No 5. – P. 1693 – 1716.
14. Fisher R.A. Statistical methods for research workers / R. A. Fisher R.A.– London: Oliver and Boyd, 1950. – 80 P.
15. Hopkins A.M., Miller C.J., Nichol R.C., et al. Star formation rate indicators in the Sloan Digital Sky Survey // Astrophys. J. – 2003. – V. 599. – P. 971 – 991.
16. Hopkins A.M., Schulte-Ladbeck R.E., Drozdovsky I.O. Star formation rates of local blue compact dwarf galaxies. I. 1.4 GHz and 60 micron luminosities // Astron. J. – 2002. – V. 124. – P. 862–876.
17. Izotov Y. I., Guseva N.G., Thuan T.X. Green Pea Galaxies and Cohorts: Luminous Compact Emission-line Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey // Astrophys. J. – 2011. – V. 728 – P. 161 – 177.
18. Izotov, Y. I.; Thuan, T. X. Near-infrared Spectroscopy of Five Blue Compact Dwarf Galaxies: II Zw 40, Mrk 71, Mrk 930, Mrk 996, and SBS 0335-052E // Astrophys. J. – 2011. – V. 734, N 2. – ID 82, 17 pp.
19. Johnson, K. E.; Hunt, L. K.; Reines, A. E. Probing Star Formation at Low Metallicity: The Radio Emission of Super Star Clusters in SBS 0335-052 // Astron. J. – 2009. – V. 137, N 4. – P. 3788–3799.
20. Kauffmann G., Heckman T. M., Tremonti C. et al. The host galaxies of active galactic nuclei // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2003. – V. 346. – P. 1055 – 1077.
21. Kennicutt, R. The origin of the nonthermal radio emission in normal disk galaxies // Astron. Astrophys. – 1983. – V. 120, N 2. – P. 219–222.
22. Kennicutt R. C., Jr. Star Formation in Galaxies along the Hubble Sequence // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 1998. – V. 36. – P. 189 – 232.
23. Kimball A.E., Ivezic Z. A unified Catalog of Radio Objects Detected by NVSS, FIRST, WENSS, GB6 and SDSS // arXiv: 0806.0650v2. [astro-ph.CO] 16 Jan 2009.
24. Klein U., Weiland H., Brinks E. A radio-optical study of blue compact dwarf galaxies // Astron. Astrophys. – 1991. – V. 246. – P. 323 – 340.
25. Klein U., Wielebinski R., Thuan T.X. Radio continuum observations in blue compact dwarf galaxies // Astron. Astrophys. – 1984. – V. 141. – P. 241–247.
26. Mobasher B., Cram L., Georgakakis A., Hopkins A. The 1.4-GHz and H $\alpha$  luminosities functions and star formation rates from faint radio galaxies // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 1999. – V. 308. – P. 45 – 53. #21
27. Parnovsky S.L., Izotova I.Yu. A technique for estimation of starburst masses and ages in luminous compact galaxies // Astrophysics and Space Science. – 2013. – V. 348. – P. 199–209.
28. Parnovsky S.L., Izotova I.Yu., Izotov Y.I. H $\alpha$  and UV luminosities and star formation rates of large sample of luminous compact galaxies // Astrophysics and Space Science. – 2013. – N 343. – P. 361 – 376.
29. Sargsyan L.A., Weedman D.W. Star formation rates for starburst galaxies from ultraviolet, infrared and radio luminosities // Astrophys. J. – 2009. – V. 701. – P. 1398 – 1414.
30. Schmitt H.R., Calzetti D., Armus M., Giavalisco M. et al. Multiwavelength star formation indicators: observations // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2006. – V. 164. – P. 52 – 80.
31. Stasinska G., Leitherer C. HII galaxies versus photoionisation models for evolving starbursts // Astrophys. J. Suppl. – 1996. – V. 107, N 2. – P. 661– 692.

Надійшла до редколегії 25.06.14

С. Парновский, д-р физ.-мат. наук,  
И. Изотова, канд. физ.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОМПАКТНЫХ ЭМИССИОННЫХ ГАЛАКТИК В РАДИОКОНТИНУУМЕ НА ЧАСТОТЕ 1.4 ГГц

На основе базы данных FIRST рассмотрено излучение в радиоконтинууме на частоте 1.4 ГГц выборки компактных галактик с активным звездообразованием. Показано, что скорости звездообразования галактик, оцененные по излучению в радиоконтинууме, варьируют в диапазоне  $0.85 - 114 M_{\odot} \text{год}^{-1}$  (медиана  $10.4 M_{\odot} \text{год}^{-1}$ ). Получено, что излучение галактик выборки в радиоконтинууме на частоте 1.4 ГГц является преимущественно нетепловым и среднее значение доли теплового (свободно-свободного) излучения ионизованного газа в общем радиоизлучении составляет 17%.

Ключевые слова: тепловое излучение, галактика.

S. Parnovsky, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof.,  
I. Izotova, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### EMISSION OF COMPACT STARBURST GALAXIES IN RADIO CONTINUUM AT 1.4 GHz

For the sample of compact starburst galaxies the emission in radio continuum at 1.4 GHz is considered based on the FIRST data. Star formation rates are derived from emission at 1.4 GHz in the range  $0.85 - 114 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  (with median  $10.4 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ). Relative fraction of galaxy thermal (free-free) emission in the total radio emission at 1.4 GHz is shown to have average 17%.

Keywords: thermal radiation, galaxy.

UDC 550.38

O. Semeniv, Ph.D., A. Polonska, engineer,  
A. Parnowski, Ph.D., Sr. Res. Fell.  
State Space Agency of Ukraine

## OPERATIONAL GEOMAGNETIC FORECAST SERVICE

*An operational service for predicting the geomagnetic indices Dst and Kp in near real time is described. The lead times are 1-4 hours past Earth crossing for Dst and 3 hours past Earth crossing for Kp. The skill scores, defined as relative mean square error reduction with respect to persistence, are about 40% for Dst and 15% for Kp. The service is publicly available online via the STAFF viewer at <http://www.staff.oma.be/>.*

**Keywords:** geomagnetic service.

Most space weather events affect the geomagnetic field by altering the pattern of magnetospheric currents. These changes are measured at the ground level by magnetic observatories around the globe. The changes of the geomagnetic field vary at different locations due to a complex geometry of magnetospheric currents. At this time, geomagnetic variations are analyzed through the use of geomagnetic indices. There are various indices with different definitions, each having its advantages and drawbacks. Some indices are used for general purpose, some are highly specialised. The most popular geomagnetic indices (Kp and Dst) are good indicators of the general state of space weather, and are used as inputs for many space weather models.

Under the EU-funded FP7 project Advanced Forecasting For Ensuring Communications Through Space (AFFECTS) (<http://www.affects-fp7.eu/>), our team has developed a near real-time (NRT) geomagnetic forecast service, capable of forecasting the geomagnetic index Dst 1 to 4 hours in advance and the geomagnetic index Kp 3 hours in advance. Geomagnetic indices were chosen for several reasons: 1) they serve as proxies of the general state of space weather; 2) they are often used as inputs to models describing other phenomena, e.g. magnetic field, atmospheric density, storm time Total Electron Content (TEC), etc.; 3) the physics behind geomagnetic indices is relatively simple (at least for Dst), as compared to other space weather parameters. NRT here means that the forecast is made within 5 minutes after the data become available. Both the construction of models and the forecasting are fully automated and do not require human intervention. The NRT forecast can be found at the Space Weather Application Centre ionosphere (SWACI) AFFECTS website <http://swaciwebdevelop.dlr.de/geomagnetic-indices/dst-index/> developed and hosted by the German Aerospace Centre (DLR), as a part of the Solar Timelines Viewer for AFFECTS (STAFF) <http://www.staff.oma.be/> developed and hosted by the Royal Observatory of Belgium (ROB), and as a part of the AFFECTS Mobile App ([www.affectsmob.oma.be/files/affects.apk](http://www.affectsmob.oma.be/files/affects.apk)) developed by Space Research Institute (SRI) for the Android platform. It is used as an input for the DLR's perturbed TEC forecast model (<http://swaciwebdevelop.dlr.de/gnss-based-tec/tec-europe/>) as well as a standalone product. Live demonstrations of the geomagnetic forecast tool were held at the 9th and 10th European Space Weather Weeks and at the AFFECTS User Workshop hosted by the Royal Observatory of Belgium on 28 February 2013.

The scientific background of the prediction method was described in the articles [1; 2]. There are two main problems of the construction of the prediction model: 1) identification of the model structure, i.e. determining the drivers affecting the predictand, and 2) the identification of the model parameters, i.e. determining how exactly the predictand depends on these drivers. The second problem has a number of readily available solutions, among which we chose the most common one – the least squares method. The first problem, however, is much more difficult and complicated. First of all, even for stationary linear systems, this is an ill-posed problem, because it is both underdetermined (by the number of measured values) and overdetermined (by the number of data points) at the same time [3, Vol.1, p.670]. In our case the system (the magnetosphere) is dynamical, which means that its properties change with time, and strongly nonlinear. No formal solutions exist for this case and research activities in this area were very limited until recently.

To make this problem manageable, we constrain ourselves to polynomial models. This leads us to the classical partial linear regression analysis [4] Note that the word "linear" here applies to the fitted coefficients, and not to the measured values, so the regressors can be generally nonlinear. The statistical significances of the regressors are determined according to Fisher's F-test [5]. This test allows separating significant and insignificant regressors. The insignificant regressors are then rejected and the routine is repeated until the regression contains only significant regressors. We use the following routine for the selection of the regressors: first we construct an autoregression model, then we add all the other inputs with lags (linear model) and finally we construct nonlinear combinations of the most significant regressors (nonlinear model). Thus, from the information science's point of view, our models belong to the NARX class (Nonlinear AutoRegression models with eXogeneous inputs). To avoid overfitting, we then reject insignificant regressors over a different sample, which we call a tuning sample. The articles [1] and [6] give some physical analysis of the models' structure.

The predictive models were trained using the NASA NSSDC/SPDF OMNI2 database (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>). We selected 3 samples from this database: years 1976 to 2000 for model training and years 2001 to 2008 for model tuning (these two have approximately equal number of data points). We used only those parameters, which are available in near real time. The spacecraft measured quantities enter the models with lags up to 24 hours. For operation the geomagnetic forecast service uses NRT Advanced Composition Explorer (ACE) data, provided by the NOAA Space Weather Prediction Center (SWPC), Boulder CO, USA ([http://www.swpc.noaa.gov/ace/ace\\_rtsw\\_data.html](http://www.swpc.noaa.gov/ace/ace_rtsw_data.html)), and NRT geomagnetic indices: Dst from the World Data Centre for Geomagnetism (WDC-C2), Kyoto, Japan ([http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst\\_realtime/presentmonth/index.html](http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/presentmonth/index.html)) and Kp from the German Geosciences Centre (GFZ), Potsdam, Germany (<http://www.gfz-potsdam.de/en/research/organizational-units/departments-of-the-gfz/departament-2/earths-magnetic-field/services/kp-index/>).

The use of different datasets for model training and for operations yields a problem. The low-resolution OMNI2 data were produced from high-resolution data using a technique called time shifting. It means that high-cadence data were shifted in time with the current solar wind velocity to the point of Earth crossing. The reason for using this trick was that OMNI2 database contained data from multiple spacecraft with different orbits, and this technique allowed bringing their data to a common time frame. However, the NRT data from ACE are not time-shifted, which introduces a systematic error in

time. To address this issue, we decided to apply the same time shifting routine to the NRT ACE data as described in the OMNI2 documentation. The use of time shifting brought two additional benefits: an effective increase of the lead time by the propagation time from L1 to the Earth (typically about 1 hour), and the ability to use data from other spacecraft, not limited to those in L1 halo orbit like the NASA/NOAA Deep Space Climate Observatory (DSCOVR) mission, which is the successor to ACE. One example of such possible spacecraft is the NASA SunJammer mission, which will use a solar sail to stay roughly at the Sun-Earth line about twice as far as the L1 point.

However, time-shifting in near real time is challenging due to the fact that solar wind velocity data are not always available. Our solution to this problem was to replace missing data with running average values – a strategy we followed for all spacecraft data, not just the solar wind velocity data. This ensures that predictions are made even in the situation when spacecraft data are only partially available, which is the usual case during strong space weather events.

The current version of the service operates since February 2014. Thus, not enough statistics was yet gathered to perform its validation. The validation results for previous versions of the service are given in the articles [7] – [9]. The article [7] contains early validation results; the article [8] describes the results of the first NRT run during a particularly complicated event; and the article [9] contains the results of an extended validation.

By the overall performance, the geomagnetic forecast service surpasses all existing analogues. The errors of our forecast are almost exclusively in timing, and not in magnitude. It offers longer lead time and higher accuracy for the Dst index, and is the only operational forecast of the official Kp index so far. Future development will be aimed at increasing the lead time, increasing the cadence, and introducing regional and local geomagnetic forecasts.

#### Acknowledgements

We thank our colleagues from DLR Neustrelitz Centre – Jens Berdermann, Henrike Barkmann, and Christian Krafft – for including the geomagnetic forecast service into the Forecast System Ionosphere.

We thank our colleagues from ROB – Francis Verbeeck and Vincent Malsse – for including the geomagnetic forecast service into the STAFF viewer.

We thank our colleagues from SRI – Andrii Kuzmych and Olena Piankova – for including the geomagnetic forecast service into the AFFECTS Space Weather Mobile App.

The OMNI data were obtained from the GSFC/SPDF OMNIWeb interface at <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>.

We acknowledge the use of the geomagnetic data from Kyoto WDC for Geomagnetism (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>) and Geoforschungszentrum Potsdam (<http://www.gfz-potsdam.de/en/research/organizational-units/departments-of-the-gfz/departament-2/earths-magnetic-field/services/kp-index/>).

We thank the ACE MAG and SWEPAM instruments teams and the ACE Science Center for providing the ACE data.

Real-time ACE data provided by the Space Weather Prediction Center, Boulder, CO, National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), US Dept. of Commerce.

The research leading to these results has received funding from the European Union's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under the grant agreement No. 263506 (AFFECTS).

#### Список використаних джерел

1. Parnowski A. Regression modeling method of space weather prediction // *Astrophysics & Space Science*. – 2009. – V.323, №2. – P.169-180. – DOI: 10.1007/s10509-009-0060-4, [arXiv:0906.3271].
2. Parnowski A. Regression modelling of geomagnetic activity // *Journal of Physical Studies*. – 2011. – V.15, №2. – 2002.
3. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. *Numerical Recipes in FORTRAN. The Art of Scientific Computing*, 2nd ed. – Cambridge Univ. Press, Cambridge – New York – Melbourne, 1992.
4. Seber G.A.F. *Linear Regression Analysis*. – Wiley, New York – London – Sydney – Toronto, 1977.
5. Hudson D.J. *Statistics. Lectures on Elementary Statistics and Probability*. – CERN, Geneva, 1964.
6. Parnowski A., Polonska A. Regression modelling of the interaction between the solar wind and the terrestrial magnetosphere // *Journal of Physical Studies*. – 2012. – V.16, №1/2. – 1002.
7. Parnowski A., Polonska A. Inductive Forecasting of the Geomagnetic Indices // *Proc. 4th International Workshop on Inductive Modelling IWIM 2011*. – Kyiv, Ukraine, 4-11 July 2011. – P. 71-78.
8. Parnowski A., Polonska A., Semenov O. The women day storm // [arXiv: 1203.1951]. – 2012.
9. Parnowski A., Semenov O., Polonska A., Malsse V., Verbeeck C. Geomagnetic forecast tool // *Journal of Space Weather and Space Climate*. – 2014. – submitted.

Надійшла до редколегії 28.05.14

О. Семенов, канд. фіз.-мат. наук, А. Полонська, інж.,  
А. Парновський, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. спів.  
Державне космічне агентство України, Київ

#### СЛУЖБА ОПЕРАТИВНОГО ГЕОМАГНІТНОГО ПРОГНОЗУВАННЯ

*Описано операційний сервіс для прогнозування в реальному часі геомагнітних індексів Dst та Kp. Час упередження по перетині Землі для Dst індексу складає 1-4 години, для Kp індексу – 3 години. Параметр skill score, що визначається як зниження відносно середньоквадратичного похибки по відношенню до тривіальної моделі, склав приблизно 40% для Dst та 15% для Kp. Сервіс працює в режимі он-лайн у вільному доступі через оглядач STAFF <http://www.staff.oma.be/>.*

*Ключові слова: геомагнітне прогнозування.*

О. Семенов, канд. фіз.-мат. наук, А. Полонская, инж.  
А. Парновский, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.  
Государственное космическое агентство Украины, Киев

#### СЛУЖБА ОПЕРАТИВНОГО ГЕОМАГНІТНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ

*Описано операционный сервис для прогнозирования в реальном времени геомагнитных индексов Dst и Kp. Время предупреждения по пересечению Земли для Dst индекса составляет 1-4 часа, для Kp индекса – 3 часа. Параметр skill score, который определяется как понижение относительной среднеквадратичной погрешности по отношению к тривіальной модели, составил приблизительно 40% для Dst и 15% для Kp. Сервис работает в режиме он-лайн в свободном доступе через обозреватель STAFF <http://www.staff.oma.be/>.*

*Ключевые слова: геомагнитное прогнозирование.*



УДК 523.942

О. Баран, інж., М. Стоділка, д-р фіз.-мат. наук  
Астрономічна обсерваторія ЛНУ імені Івана Франка, Львів

## СПОСТЕРЕЖУВАНА ЕВОЛЮЦІЯ КОНВЕКТИВНИХ ПОТОКІВ У СОНЯЧНІЙ ФОТОСФЕРІ (ПОЛЕ ШВИДКОСТЕЙ)

*Досліджено еволюцію поля вертикальних швидкостей фотосферної конвекції Сонця шляхом розв'язку нерівноважної інверсної задачі переносу випромінювання за спостережуваними профілями лінії нейтрального заліза  $\lambda \approx 639,3$  нм. Профілі отримані з високою просторовою роздільною здатністю в центрі сонячного диску в спокійній області. Хеліолові рухи усунені шляхом  $k$ - $\omega$  фільтрації. Проаналізовано просторові варіації вертикальної швидкості на різних висотах сонячної фотосфери ( $h = -25 \div 550$  км): коефіцієнт кореляції швидкостей на різних висотах зі швидкостями на  $h = 0$  км суттєво зменшується в верхніх шарах фотосфери; на висотах  $h > 200$  км для 12% конвективних комірок (гранул і міжгранул) відбувається інверсія швидкостей. Виявлено, що висхідні потоки, як правило, виникають в нижній фотосфері та з часом збурення поширюються вгору; низхідні потоки здебільшого зароджуються у верхніх шарах фотосфери і область збурення опускається вниз.*

*Ключові слова: фотосфера, конвекція, вертикальна швидкість.*

**Вступ** Основні досягнення в області дослідження фотосферної конвекції отримані на масштабах грануляції. Вона являє собою процес проникнення з конвективної зони в стабільну стратифіковану фотосферу гарячої речовини з високою ентропією. Явище грануляції врівноважує втрати енергії на випромінювання і підтримує збереження маси в конвективних шарах [10].

Дослідження часової послідовності грануляції на спокійному Сонці показує, що окремі гранули розвиваються протягом обмеженого проміжку часу: нова комірка формується на місці попередньої або зі злиття двох; інколи її виникнення відбувається спонтанно; розпадаються вони шляхом розділення, злиття або ж поступово зникають [1]. Різні механізми утворення і зникнення комірок визначається фізикою підфотосферних шарів [6; 7; 11].

В роботі [5] знайдено, що в нижніх шарах фотосфери спостерігається висока кореляція між інтенсивністю і вертикальною швидкістю (за рахунок дії сил плавучості); в верхніх шарах, куди гранули проникають по інерції, виявлено інший тип особливостей. Тут виявлено інверсію варіацій інтенсивності (температури) і велика кількість робіт присвячена дослідженню висот, на яких вона відбувається: на  $h \approx 60 \div 90$  км в роботі [5], 170 км в [13],  $100 \pm 50$  км в [3], 250 км в [8]. В роботах [5, 12, 13, 3] досліджено проникнення конвективних комірок в верхні шари фотосфери і встановлено розміри, при яких це можливо. В роботі [9] показано, що понад 40% гранул потрапляють до висот 650 км і середні розміри цих структур збільшуються з висотою.

В роботі [8] виявлено, що на висоті  $h = 0$  км приблизно 75% конвективних утворень відповідають класичній грануляції: гаряча матерія піднімається, а холодна – опускається, а на  $h = 700$  км тільки біля 20%. В цій роботі показано, що найбільш типовими і ефективними є чотири типи рухів: в перших двох речовина змінює тільки знак контрасту, в двох останніх має місце зміна і знаку контрасту, і напрямку руху. Пізніше в роботі [9] досліджено, що висота інверсії сильно залежить від контрасту інтенсивності і від значення швидкості конкретної комірки в континуумі: чим більші ці параметри, тим вище має місце інверсія; в середньому, це відбувається на  $h \approx 200 \div 300$  км.

Мета нашої роботи – за даними спостережень Сонця в лінії нейтрального заліза з високим просторовим розділенням відтворити просторові варіації вертикальної швидкості в сонячній фотосфері, дослідити особливості розвитку висхідних і низхідних конвективних потоків. Аналіз еволюції грануляційних комірок проводиться в рамках реальної (немоделюваної) сонячної конвекції.

**Експериментальні дані** В роботі використано результати спостережень в лінії нейтрального заліза  $\lambda \approx 639,3$  нм, отриманих Н. Г. Щукіною на 70-см вакуумному баштовому телескопі VTT (Канарські острови, Іспанія) поблизу центру сонячного диска в спокійній області з просторовим розділенням  $\approx 0,5$  [8]. Час спостереження – 2,6 год. Протяжність області спостереження вздовж поверхні Сонця – 64,4 Мм, досліджувані глибини знаходяться в межах від -25 км до 550 км (в рамках моделі спокійної атмосфери Сонця VAL-80 [14]).

**Отримані результати** Застосувавши інверсну процедуру [2] для спостережуваних профілів, ми відтворили просторово-часові варіації вертикальної швидкості  $V$  в фотосфері Сонця вздовж двох просторових координат ( $h$  – по висоті,  $X$  – вздовж поверхні Сонця). Конвективну компоненту варіацій в спостережуваній області виділено за допомогою  $k$ - $\omega$  фільтрації.

На рис. 1 представлено поле вертикальних швидкостей фотосферної конвекції Сонця. Діапазон зміни  $V$  обмежений  $\pm 0,5$  км/с, що краще відображає контраст висхідних і низхідних конвективних потоків: додатні значення швидкості (темні кольори) відповідають низхідним потокам, від'ємні (світлі кольори) – висхідним потокам.

Як бачимо з рисунка, поле конвективних швидкостей на грануляційних масштабах у вигляді вертикальних колонок проникає через всю фотосферу аж до висот температурного мінімуму: швидкості у висхідних потоках з висотою, як правило, зменшуються ( $X = 30,0$  Мм; 31,5 Мм; 33,2 Мм; 35,2 Мм; 38,9 Мм; 44,8 Мм; 47,0 Мм; 48,0 Мм), в той час як у низхідних потоках в багатьох випадках спостерігається збільшення швидкостей в верхніх шарах фотосфери ( $X = 30,2$  Мм; 35,7 Мм; 42,0 Мм; 44,3 Мм; 48,5 Мм). В окремих випадках у верхніх шарах фотосфери може відбуватися інверсія вертикальних швидкостей: на рис. 1 чітко видно, як з висотою міняється напрямок руху речовини в конвективних комірках на  $X = 33,2$  Мм і 44,8 Мм. Зміна знаку вертикальних швидкостей відбувається на висотах  $h > 200$  км, що узгоджується з роботами Р. Костика [8; 9].

Ми проаналізували понад 1500 конвективних комірок, що розвиваються в досліджуваній області за час спостережень, і виявили, що частка конвективних потоків з інверсією швидкостей складає 12%. Зазначимо також, що інверсія зустрічається майже однаково як в гранулах, так і в міжгранулах. Зміна знаку швидкостей в верхніх шарах фотосфери проявляється на різних стадіях еволюції конвективного потоку: на  $X = 33,2$  Мм (рис. 1) спостерігається інверсія на початку виникнення потоку і з часом вона зникає; на  $X = 44,8$  Мм (рис. 1) в нижніх шарах фотосфери виникає

гранула, пізніше над нею виникає потік з протилежним напрямком руху і веде до загасання висхідного потоку гранули в нижніх шарах.

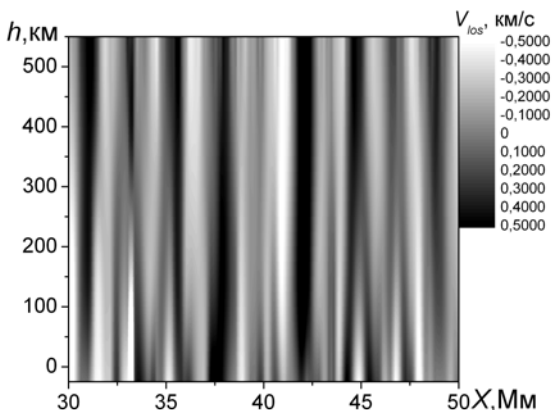


Рис.1. Поле вертикальних швидкостей сонячної конвекції

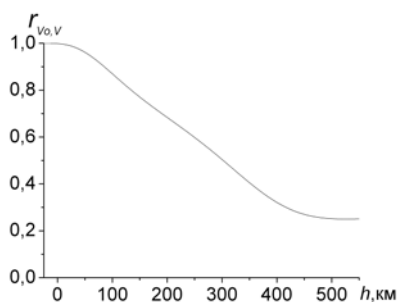


Рис. 2. Коефіцієнт кореляції вертикальних швидкостей на різних висотах в фотосфері зі швидкостями на  $h=0$  км

Коефіцієнт кореляції  $r$  вертикальних швидкостей сонячної конвекції на різних висотах в фотосфері Сонця з відповідними швидкостями на висоті на  $h=0$  км показано на рис. 2. Як бачимо, цей коефіцієнт суттєво зменшується в верхній фотосфері. Це є наслідком горизонтального зміщення структури вертикальних швидкостей в верхніх шарах фотосфери [4], а також можливої інверсії швидкостей, описаної вище.

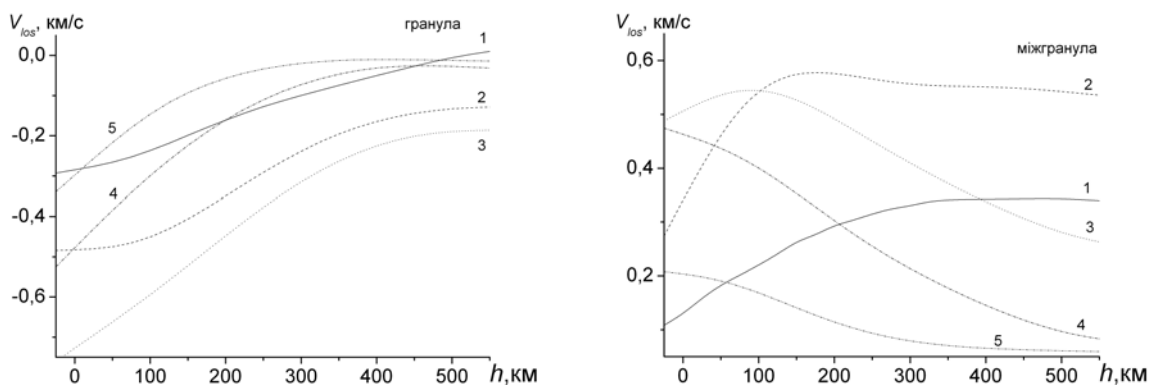


Рис.3. Часові зміни вертикальних швидкостей всередині конвективних потоків під час їх розвитку:  
зліва – всередині гранули ( $\Delta t_{1,2}=\Delta t_{2,3}=1$ хв20с;  $\Delta t_{3,4}=\Delta t_{4,5}=2$ хв00с);  
справа – всередині міжгранули ( $\Delta t_{1,2}=40$ с;  $\Delta t_{2,3}=\Delta t_{3,4}=1$ хв20с;  $\Delta t_{4,5}=3$ хв20с)

Еволюція конвективних комірок протягом  $\Delta t_{1-5} \approx 7$ хв представлена на рис. 3: зліва зображено стратифікацію вертикальних швидкостей для різних моментів часу у висхідному потоці (гранулі), справа – у низхідному потоці (міжгранулі). Згідно з рис. 3, зліва, висхідний потік в гранулах появляється в нижніх шарах фотосфери (лінія 1). З часом вертикальна швидкість в нижніх шарах зростає і потік поширюється в верхні шари (лінія 2). Через час  $\Delta t_{1-3} \approx 3$ хв вертикальні швидкості досягають максимальних значень в нижній фотосфері (лінія 3). Далі йде процес загасання потоку: швидко зменшуються вертикальні швидкості в верхніх шарах фотосфери і повільніше – в нижніх шарах (лінії 4,5). Згідно з рис. 3, справа, висхідний потік в міжгранулах появляється в верхніх шарах фотосфери (лінія 1). З часом вертикальна швидкість зростає по всій висоті, проте максимум швидкостей поширюється у нижні шари (лінія 2). Потім вертикальна швидкість починає зменшуватись в верхніх шарах фотосфери (лінія 3), а далі швидкість падає по всій висоті: швидше – в верхніх шарах, повільніше – в нижніх шарах (лінії 4,5). З часом потік загасає.

Представлені на рис. 3 графіки відображають типові зміни, які відбуваються всередині конвективних потоків протилежних напрямків. Таким чином, отримані нами результати свідчать про те, що висхідні потоки виникають в підфотосферних шарах і поширюються у верхні шари фотосфери, в той час як низхідні потоки здебільшого зароджуються у верхніх шарах атмосфери, а потім область збурення опускається в нижні шари. Отримані дані узгоджуються з числовим моделюванням сонячної конвекції [6;7;11], в яких еволюцію гранул пов'язують з явищами, що мають місце поблизу сонячної поверхні.

**Висновки** Шляхом обробки даних VTT-спостережень спокійного Сонця в лінії  $\lambda \approx 639.3$ нм FeI з високим просторовим і часовим розділенням відтворено просторово-часові варіації вертикальних швидкостей фотосферної конвекції.

Проаналізовано просторові варіації вертикальної швидкості на різних висотах сонячної фотосфери (від -25 км до 550 км): поле конвективних швидкостей на грануляційних масштабах у вигляді вертикальних колонок проникає через всю фотосферу аж до висот температурного мінімуму; кореляція швидкостей на різних висотах зі швидкостями на  $h=0$ км суттєво знижується в верхніх шарах фотосфери; на висотах  $h>200$ км виявлено інверсію швидкостей на різних стадіях еволюції конвективного потоку; частка потоків (гранул і міжгранул) з інверсією швидкостей складає 12%. Наші результати узгоджуються з роботами [8;9], де було вперше виявлено і детально проаналізовано це явище.

Досліджено часові зміни вертикальних швидкостей всередині конвективних потоків: висхідні потоки виникають в підфотосферних шарах і поширюються у верхні шари фотосфери; низхідні потоки здебільшого зароджуються у верхніх шарах атмосфери, а потім область збурення опускається в нижні шари. Отримані дані по дослідженню еволюції конвективних комірок узгоджуються з числовим моделюванням сонячної конвекції [6;7;11].

Ми щиро вдячні Н. Щукіній і Р.Костику за надані результати спостережень.

#### Список використаних джерел

1. Baran O. A. Structure of convective flows of the real Solar granulation // Advances in Astronomy and Space Physics: conference proceedings. – Printed in "Kyivskiy Universytet", Kyiv, Ukraine, 2011. – P. 53-56.
2. Стодилка М.І. Інверсна задача для дослідження неоднорідностей атмосфери Сонця та зір // Журнал фізичних досліджень. – 2002. – Т.6, № 4. – С.435-442.
3. Стодилка М. І., Баран О. А., Малинич С. З. Особенности конвекции в фотосфере Солнца // Кинем. и физ. небесн. тел. – 2006. – Т.22, № 3. – С.173-182.
4. Стодилка М. І., Баран О. А. Структура фотосферной конвекции Солнца на субгрануляционных масштабах // Кинем. и физ. небес. тел. – 2008. – Т. 24, № 2. – С. 99-109.
5. Espagnet, O.; Muller, R.; Roudier, T.; Mein, P.; Mein, N. Penetration of the solar granulation into the photosphere: height dependence of intensity and velocity fluctuations // Astron. Astrophys., Suppl. Ser. – 1995. – V.109, № 1. – P.79-108.
6. Gadun A. S., Solanki S. K., Johannesson A. Two-dimensional simulation of solar granulation: description of technique and comparison with observations // Astron. and Astrophys. – 1999. – V.350, N2. – P.1018-1034.
7. Hirzberger, J.; Bonet, J. A.; Va'zquez, M.; Hanslmeier, A. Time Series of Solar Granulation Images. II. Evolution of Individual Granules // Astrophys. J. – 1999. – V.515, Issue 1. – P. 441-454.
8. Kostyk, R. I.; Shchukina, N. G. Fine Structure of Convective Motions in the Solar Photosphere: Observations and Theory // Astronomy Reports. – 2004. – V.48, Issue 9. – P.769-780.
9. Kostik, R.; Khomenko, E.; Shchukina, N. Solar granulation from photosphere to low chromosphere observed in Ba II 4554 Å line // Astron. Astrophys. – 2009. – V.506, Issue 3. – P.1405-1414.
10. Nordlund, A.; Stein, R. F.; Asplund, M. Solar Surface Convection // Liv. Rev. Solar Phys. – 2009. – V.6, № 2. – 117 pp.
11. Ploner S.R.O., Solanki S.K., Gadun A.S. The evolution of solar granules deduced from 2-D simulations // Astron. Astrophys. – 1999. – V.352, № 2. – P.679-696.
12. Puschmann K., Vazquez M., Bonet J. A., Ruiz Cobo B., Hanslmeier A. Time series of high resolution photospheric spectra in a quiet region of the Sun. I. Analysis of global and spatial variations of line parameters // Astron. Astrophys. – 2003. – V.407, N1. – P.363-378.
13. Puschmann, K.; Ruiz Cobo, B.; Vazquez, M.; Bonet, J. A.; Hanslmeier, A. Time series of high resolution photospheric spectra in a quiet region of the Sun. II. Analysis of the variation of physical quantities of granular structures // Astron. Astrophys. – 2005. – V.441, № 3. – P.1157-1169.
14. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III – Models of the EUV brightness components of the quiet-sun // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1981. – V.45. – P.635-725.

Надійшла до редколегії 27.06.14

О. Баран, инж., М. Стодилка, д-р физ.-мат. наук  
Астрономическая обсерватория ЛНУ имени Ивана Франко, Львов

### НАБЛЮДАЕМАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КОНВЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ В СОЛНЕЧНОЙ ФОТОСФЕРЕ (ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ)

*Исследована эволюция поля вертикальных скоростей фотосферной конвекции Солнца путем решения неравновесной инверсной задачи переноса излучения по наблюдаемым профилям линии нейтрального железа  $\lambda=639,3$ нм. Профили получены с высоким пространственным разрешением в центре солнечного диска в спокойной области. Волновые движения устранены путем  $k$ - $\omega$  фильтрации. Проанализированы пространственные вариации вертикальной скорости на разных высотах солнечной фотосферы ( $h=-25\div 550$ км): коэффициент корреляции скоростей на разных высотах со скоростями на  $h=0$ км существенно уменьшается в верхних слоях фотосферы; на высотах  $h>200$ км для 12% конвективных ячеек (гранул и межгранул) происходит инверсия скоростей. Обнаружено, что восходящие потоки, как правило, возникают в нижней фотосфере и со временем возмущение распространяется вверх; нисходящие потоки в основном зарождаются в верхних слоях фотосферы и область возмущения опускается вниз.*

*Ключевые слова: фотосфера, конвекция, вертикальная скорость.*

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

### THE OBSERVED EVOLUTION OF CONVECTIVE FLOWS IN THE SOLAR PHOTOSPHERE (VELOCITY FIELD)

*We investigate the evolution of the vertical velocity field by solving the inverse problem of nonequilibrium radiative transfer using neutral iron line  $\lambda=639.3$ nm profiles. The profiles were taken with high spatial resolution around the centre of the solar disc in the non-perturbed region. The acoustic waves were removed by  $k$ - $\omega$  filtration. We analyze the spatial variations of vertical velocity at different heights of the solar photosphere ( $h=-25\div 550$ km): the correlation coefficient of velocities at different heights with velocities at  $h=0$ km is significantly reduced in the upper photosphere; at heights  $h>200$ km the velocity inversion is detected for 12% of convective cells (granules and intergranules). We found that upflows usually arise in the lower photosphere and eventually perturbation extends upwards; downflows mostly originate in the upper layers of the photosphere and later the perturbation region goes down.*

*Key words: photosphere, convection, vertical velocity.*

УДК 523.98

В. Криводубський, д-р фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

## МАКРОСКОПІЧНІ СТРУКТУРИ В ПРИРОДІ І НА СОНЦІ

*Зроблено огляд явищ самоорганізації в природі, зумовлених негативною турбулентною в'язкістю плазми. Проаналізовано роль маломасштабного  $\alpha^2$ -ефекту Крейчнана в утворенні дискретних магнітних полів у сонячній конвективній зоні (СКЗ). Останній ефект викликає зменшення сумарного коефіцієнта турбулентної магнітної дифузії. Проведені нами розрахунки для двох моделей СКЗ показали, що в глибинних шарах величина негативного коефіцієнта спіральної турбулентної дифузії векторного магнітного поля сягає близько двох третіх величини позитивного коефіцієнта турбулентної дифузії скалярного поля. Це повинно значною мірою сприяти самоорганізації первісно слабких неперервних магнітних полів в тонкі ізольовані магнітні силові трубки.*

**Ключові слова:** макроскопічні структури, Сонце.

**Вступ.** Спостереження засвідчують дивну властивість поверхневих магнітних полів на Сонці, які мають тенденцію проявлятися у вигляді широко рознесених дискретних магнітних силових трубок (МСТ) однакової полярності. Необхідно зрозуміти, як можуть виникати на Сонці уніполярні магнітні структури незважаючи на взаємне відштовхування полів однієї полярності. Виходячи з енергетичних міркувань, здається очевидним, що процеси первинного формування МСТ повинні зароджуватися внаслідок гідродинамічних рухів в глибинних шарах СКЗ, оскільки тут густина кінетичної енергії рухів значно перевищує густину магнітної енергії. Загальноприйнято вважати, що спостережувані на сонячній поверхні ізольовані МСТ є результатом магнітного спливання з сонячних глибин на поверхню сильних полів. Тому необхідно дослідити фізичні процеси в глибоких сонячних шарах, що приводять до дискретної структури магнітних полів на Сонці. У нашій недавній роботі [16] було показано, що істотну роль у забезпеченні тривалої стабільності рівноважного стану вертикальних МСТ, що спливали на сонячну поверхню, відіграє ефект макроскопічного турбулентного діамagnetизму, відкритий академіком Зельдовичем Я.Б. [2]. Однак залишається не до кінця з'ясованим питання про причини початкової стадії фрагментації (концентрації) магнітного поля в ізольовані МСТ. Ми вважаємо, що важливу роль у вирішенні цього питання може справити ефект негативною турбулентною в'язкістю [22], прояви якого в природних умовах вперше було виявлено в атмосферах Землі і Сонця, а також в океанських течіях. У зв'язку з цим нами зроблено огляд явищ самоорганізації явищ в природі, зумовлених негативною турбулентною в'язкістю плазми. Далі ми проаналізували роль негативною турбулентною дифузії в формуванні дискретних магнітних полів у глибоких шарах Сонця.

**Турбулентна дифузія скалярного і векторного полів.** Спостережувані рухи на сонячній поверхні і конвекція в підфотосферній шарі з характерною швидкістю  $u$  відповідають ознакам розвиненої турбулентності в широкому інтервалі просторових  $l$  і часових  $\tau$  масштабів, водночас спостережувані магнітні поля володіють просторовими і часовими характеристиками в широкому діапазоні від маломасштабних до великомасштабних структур. При вивченні великомасштабних магнітних структур, для яких характерні просторові  $L$  і часові  $T$  параметри, що значно перевершують відповідні параметри ( $l$  і  $\tau$ ) маломасштабної турбулентності, широкого поширення набула макроскопічна магнітогідродинаміка (МГД) [15]. Макроскопічна МГД базується на двохмасштабному підході до досліджуваних фізичних параметрах і рівняннях МГД і вивчає поведінку усереднених фізичних параметрів. Операція усереднення фізичних величин (для позначення якої використовуються кутові дужки  $\langle \dots \rangle$ ) ведеться за проміжними просторовими  $a$  або часовими  $t$  масштабами, що перевищують характерні розміри  $l$  або час кореляції  $\tau$  маломасштабних турбулентних пульсацій, але значно менші глобальних просторових  $L$  і часових  $T$  масштабів досліджуваного об'єкта ( $L \gg a \gg l$ ,  $T \gg t \gg \tau$ ). Головний ефект усередненого турбулентного електропровідного середовища в присутності глобального магнітного поля  $\mathbf{V}$  полягає у збудженні спіральними турбулентними рухами  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$  додаткового електричного поля  $\mathbf{\varepsilon} = \alpha \langle \mathbf{V} \rangle$ , т.з.  $\alpha$ -ефект. Спіральність є абсолютно природним явищем, яке з необхідністю виникає під впливом сили Коріоліса  $2[\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\Omega}]$  ( $\boldsymbol{\Omega}$  – кутова швидкість) у гравітаційному полі в охоплених турбулентністю ротаційних системах [1]. Саме  $\alpha$ -ефект, інтенсивність якого описується параметром спіральності  $\alpha \approx -(\tau/3) \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$ , відкриває прямий шлях до збудження космічних магнітних полів. Рівняння великомасштабного динамо поряд з  $\alpha$ -ефектом містять члени, які описують макроскопічний турбулентний діамagnetизм, що відповідає за просторове перенесення магнітного поля, а також ефект турбулентної дифузії, відповідальний за загасання магнітного поля.

Загальновідомо, що турбулентна в'язкість описує перенесення речовини в просторі, зумовлене турбулентними рухами середовища. Під дією турбулентного поля швидкостей  $u$  частинки скалярного поля речовини, наприклад, домішка диму, з часом розсіюються (дифундують) по простору. Дослідження турбулентної дифузії скалярного поля зазвичай ведеться в рамках теорії довжини шляху змішування Прандтля. Внаслідок високої електричної провідності, характерної для астрофізичних умов, космічні магнітні поля завжди виявляються в заморожених в турбулентне середовище і тому схильні до таких же пульсацій, як і речовина. Тому магнітне поле, подібно до турбулентної дифузії речовини, з часом також розсіюється (дифундує) по простору, тобто, схильне до турбулентної магнітної дифузії. За аналогією з турбулентною дифузійною скалярного поля дослідження турбулентної дифузії векторної величини – індукції магнітного поля – зазвичай також ведеться в рамках теорії довжини шляху змішування. У разі сильно турбулізованій рідині коефіцієнт турбулентної дифузії векторного магнітного поля збігається з коефіцієнтом дифузії скалярного поля. Враховуючи широкий діапазон характеристик поля швидкостей в СКЗ ми вважаємо, що для пояснення дискретної структури магнітних полів на Сонці можна залучити методи макроскопічної МГД.

Впродовж тривалого часу у дослідників побутовало породжене спостереженнями переконання, що турбулентність в природних середовищах завжди руйнує структури всіх видів. Проте з часом наступило розуміння, що маломасштабна турбулентність може формувати макроскопічні структури [11]. Було показано, що за певних умов в турбулентній рідині енстрофія – квадрат вихору швидкості  $(\text{rot } \mathbf{u})^2$  – переноситься вздовж просторового спектра турбулентності від великомасштабних до дрібномасштабних рухів, тоді як енергія турбулентних швидкостей – величина,

пропорційна квадрату швидкості ( $u^2$ ) – може переноситися в протилежному напрямку від малих масштабів до великих. Саме останній процес приводить до появи енергоємних макромасштабних вихрових структур. У науковій літературі цей феномен отримав назву зворотного (інверсного) каскаду енергії турбулентних рухів (див., наприклад, монографію [3]). Важливий прогрес в поясненні утворення макроскопічних структур в турбулентному середовищі був пов'язаний із залученням до розгляду спіральних ( $\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}$ ) рухів рідини. Виявилось, що виникненню інверсного енергетичного каскаду в тривимірній турбулентності сприяє швидке обертання систем, в яких розвиваються спіральні рухи (циклонічне обертання). В спіральній турбулентності підвищується стійкість і збільшується час життя турбулентних вихрових структур [18], тому усереднена спіральність породжує тенденцію до злиття дрібних вихорів [13, 14]. Цей процес відповідає властивостям *негативною в'язкості*, суть якої полягає в підтримці або навіть зростанні різниці швидкостей турбулентної течії [21].

**Спіральна негативна в'язкість і самоорганізація макроскопічних структур в природі.** Оскільки спіральність – абсолютно природна властивість турбулентності в ротаційних системах в полі гравітації, то в природі досить часто повинні зустрічатися випадки явищ негативної в'язкості. З явищами самоорганізації, негативної турбулентної в'язкості і інверсного енергетичного каскаду спіральності дослідники стикаються при вивченні багатьох навколишніх природних течій рідини в різноманітних системах, що відрізняються як складом і фізичною структурою середовища, так і фізичними процесами в них [19]. В рамках цієї концепції перехід від ламінарного течії до турбулентної розглядається як перехід до надзвичайно складного, але більш впорядкованого руху, іншими словами, як нерівноважний фазовий перехід до системи, яка самоорганізується [8]. На сьогодні відомо кілька сценаріїв можливих механізмів виникнення турбулентності після втрати стійкості ламінарною течією, а саме: механізм Ландау-Хопфа, пов'язаний з виникненням квазіперіодичних режимів з несумірними частотами і випадковими фазами; механізм Рюеля-Такенса, пов'язаний з виникненням т.з. дивних атракторів після триразової біфуркації (суцільний стохастичний спектр); послідовність Файснґбаума, пов'язана з подвоєнням періодів і в кінцевому рахунку з появою дивного атрактора після нескінченного числа біфуркацій; і, нарешті, механізм перемежованості – послідовної зміни в часі ламінарної і турбулентної течій. Детальне обговорення різних сценаріїв виникнення турбулентності див. в монографії Ладікова-Роева Ю.П. і Черемниха О.К. [6].

Статистичні ефекти аномальної (негативної) в'язкості були виявлені раніше за все в атмосфері Землі (смерчі, тайфуни, торнадо, тропічні циклони, пасати і антипасати, циклони й антициклони, диференційне обертання земної атмосфери) і в поведінці земного океану (виникнення поверхневих хвиль, що призводять до теплих течій типу Гольфстрім, Ель-Ніньо, чорна Японська течія (Куросіо) і до холодної течії Ла-Ніньо). Важлива роль ефектів негативної в'язкості і спіральності була встановлена також у процесі самоорганізації в атмосфері і конвективних шарах Сонця (формування комірок Бенара і збудження диференційного обертання, сонячні плями і біполярні групи плям, активні області та комплекси активності, магнітовихриві кільця в корональних викидах маси і сонячному вітрі). Потім виявилось, що відзначені ефекти зіграли істотну роль у виникненні і еволюції Сонячної системи, зокрема, при виникненні планетних кілець. Пізніше була доведена важливість цих ефектів при дослідженні диференційного обертання атмосфер Юпітера, Сатурна і Венери (зокрема, смугастої структури в атмосферах великих планет), зірок, галактик і систем крупніших галактик. Можливість реалізації інверсного каскаду кінетичної енергії в космічних об'єктах з тривимірною спіральною турбулентністю, що приводить до появи негативної турбулентної в'язкості, була продемонстрована на прикладі реконструкції еволюції турбулентності протопланетного сонячного хмари і інших астрофізичних об'єктів [12].

**Роль спіральних турбулентних структур у збудженні негативної турбулентної в'язкості в СКЗ.** Принциповий ефект взаємодії турбулентності з магнітним полем полягає в тому, що турбулентність не обов'язково призводить до згладжування магнітних неоднорідностей. Навпаки, у разі вже згаданого спірального характеру рухів вона може створювати магнітні неоднорідності. В результаті числового моделювання Крейчнан Р. [13, 14] показав, що у випадку сильного завихрення турбулентної високопровідної рідини, яка знаходиться в неоднорідному великомасштабному магнітному полі, виникає ефект *спіральної негативною турбулентної магнітної дифузії*. Ключовим параметром нового явища служить час існування  $\tau_2$  усереднених спіральних вихорів ( $\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}$ ) (тут і далі ми використовуємо позначення характерних часів різних турбулентних структур відповідно до статей Крейчнана Р. [13, 14]). Дуже важливим при моделюванні було те, щоб окремі вихори з сильною власною спіральністю існували протягом часу  $\tau_2$ , більшого характерного часу життя  $\tau_1 \approx l/u$  самих комірок. Крейчнану Р. вдалося показати відмінність від нуля усередненої величини квадрата параметра спіральності  $\langle \alpha^2 \rangle$ . До чого це може привести? Якщо виконується умова  $\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$  впродовж тривалого часу, то стійка турбулентна спіральність має *дивовижну еластичність "стягувати" присутні магнітні поля, а не розсіювати їх*. Крейчнан Р. [13, 14] назвав це явище *маломасштабним  $\alpha^2$ -ефектом*. Воно нагадує маломасштабне магнітне динамо в тому сенсі, що збільшує енергію і впорядковує магнітне поле – *самоорганізація замагніченої турбулентної плазми*. Для нестійкого зростання локального магнітного поля необхідно, щоб час підтримки  $\tau_2$  стійкої спіральності турбулентних пульсацій в два-три рази перевищував час кореляції  $\tau_1$  турбулентного поля швидкостей  $u$ . Це означає, що зміни спіральності мають бути повільними у порівнянні з кореляційним часом існування комірок  $\tau_1$ . Іншими словами, кожен вихор повинен володіти сильною власною спіральністю впродовж тривалого часу  $\tau_2$ , щоб за час підтримки спіральності рідини в замагніченій комірці встигла описати великий кут повороту  $\Phi$  (хоча б  $\Phi \sim \pi$ ). Для опису характерного часу циркуляції речовини в конвективних комірках Крейчнан Р. використовував позначення  $\tau_0$ , яке у конкретних фізичних умовах може бути більшим, рівним або меншим часу існування  $\tau_1$  самої комірки. Крейчнан Р. проводив дослідження при помірних і великих числах Рейнольдса, коли виконується умова  $\tau_1 \approx \tau_0$  (тобто, за час існування комірки циркуляція речовини в ній робить повний оберт). Оскільки згідно з нашими розрахунками [4] числа Рейнольдса в СКЗ досягають великих значень (порядку  $10^{13}$ ), ми вважаємо правомірним застосувати результати експериментів Крейчнана Р. (що відповідають умовам  $\tau_2 > \tau_1$ ,  $\tau_1 \approx \tau_0$ ) для вивчення турбулентних процесів на Сонці. Отже, негативний коефіцієнт турбулентної магнітної дифузії можна в принципі отримати, якщо спеціально задати досить великий час підтримки стійких спіральних флуктуацій. Турбулентність в СКЗ в присутності магнітного поля можуть мати різні режими, разом з тим вони володіють помітною впорядкованістю, при якій для турбулентних пульсацій характерна істотна ієрархія масштабів, швидкостей і кореляційних часів [10]. Це дозволяє сподіватися, що вдасться підшукати прийнятний варіант параметрів турбулентної конвекції, при якому в сонячних шарах може проявитися негативна турбулентна магнітна дифузія.

Згідно з останнім нашим дослідженням [5] еволюція в часі усередненого магнітного поля внаслідок турбулентних процесів описується ефективним коефіцієнтом турбулентної магнітної дифузії

$$\eta_T^* = \eta_T + \eta_T^\alpha \approx (1/3) \tau_1 u^2 - \tau_2 \langle \alpha^2 \rangle,$$

де  $\eta_T \approx (1/3) u l \approx (1/3) \tau_1 u^2$  і  $\eta_T^\alpha \approx -\tau_2 \langle \alpha^2 \rangle$  відповідно коефіцієнт турбулентної дифузії скалярного поля і коефіцієнт негативної турбулентної магнітної дифузії векторного магнітного поля, зумовленої спіральністю турбулентних вихорів,  $\alpha \approx -(\tau_1/3) \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$  – параметр гідродинамічної спіральності [1]. Видно, що відмінний від нуля впродовж тривалого часу  $\tau_2$  усереднений квадрат спіральності  $\langle \alpha^2 \rangle$  викликає зростання від'ємного значення коефіцієнта спіральної дифузії  $\eta_T^\alpha$ . Це призводить до зменшення ефективного коефіцієнта дифузії  $\eta_T^*$  у порівнянні зі значенням звичайної турбулентної дифузії  $\eta_T$ . Якщо час кореляції флуктуацій спіральності  $\tau_2$  в два-три рази перевищує час існування турбулентних вихорів  $\tau_1 \approx l/u$  (циркуляція рідини в спіральному вихорі за цей час встигає скласти великий кут), то від'ємне значення  $\eta_T^\alpha$  може перевищити позитивну величину  $\eta_T$ . В ротаційних небесних тілах для виникнення ефекту негативної дифузії необхідні великі кути закручування  $\Phi = \Omega \tau_2 = 2\pi\tau_2/T$  ( $T = 2\pi/\Omega$  – період обертання) магнітних силових ліній конвективних комірок [18]. Очевидно, можна очікувати виконання умови  $\Phi \gg \pi$  в космічних тілах з великою швидкістю обертання, які встигають зробити багато обертів за час життя окремого спірального вихору  $\tau_2$  (тобто у випадку, коли виконується умова  $T < \tau_2$ ). Нами було розглянуто питання про можливість виконання цієї умови в глибоких шарах СКЗ (де найвища кутова швидкість диференційного обертання). Для оцінок в першому наближенні ми приймаємо припущення, що час  $\tau_2$  збігається з часом існування турбулентних комірок  $\tau_1 \approx l/u$ . Необхідні для розрахунків параметри турбулентної конвекції було взято із двох моделей СКЗ: Спруїта [20] і Стікса [22]. Виявилось, що поблизу дна СКЗ конвективні комірки можуть закручуватися на досить великі кути  $\Phi \approx 7-13$  рад. Відповідно, розрахована величина негативного коефіцієнта спіральної турбулентної магнітної дифузії  $\eta_T^\alpha \approx -(4-7) \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$  сягає двох третій величини позитивного коефіцієнта турбулентної дифузії скалярного поля  $\eta_T \approx (6-9) \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$  ( $\eta_T^\alpha \approx -0,7 \eta_T$ ). Тому коефіцієнт сумарної турбулентної дифузії магнітного поля виявляється істотно пригніченим:  $\eta_T^* = \eta_T + \eta_T^\alpha \approx 0,3 \eta_T$ . Таким чином, маломасштабний  $\alpha^2$ -ефект в глибинних шарах СКЗ може суттєво сприяти самоорганізації слабких неперервних магнітних полів у дискретні МСТ. Спливаючи на сонячну поверхню, очевидно, самі ці дискретні поля формують спостережену картину магнетизму, в якій присутні ізольовані МСТ в широкому діапазоні розмірів і інтенсивності полів (від пор до сонячних плям).

#### Список використаних джерел

1. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. // Турбулентное динамо в астрофизике. – М.: Наука, 1980. – 352 с.
2. Зельдович Я.Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // ЖЭТФ. – 1956. – 31. – С.154-156.
3. Зимин В.Д., Фрик П.Г. Турбулентная конвекция. – М.: Наука. – 1988. – 174 с.
4. Криводубский В.Н. О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы // Солн. данные. – 1982. – №7. – С.99-109.
5. Криводубский В.Н. О самоорганизации магнитных полей в солнечной турбулентной плазме // Вісник КНУ. – 2013. – 50. – С.26-30.
6. Ладиков-Роев Ю.П., Черемных О.К. Математические модели сплошных сред. – Киев: Наукова думка. – 2010. – 552 с.
7. Рабинович М.И., Сушик М.М. Когерентные структуры в турбулентных течениях // Нелинейные волны: Самоорганизация. – М.: Наука. – 1983. С.56–85.
8. Ebeling W., Klimontovich Yu.L. Selforganization and Turbulence. – Leipzig: Teubner-Verlag. –1984.
9. Frisch U., Pouquet A., Liorat I., Mazure A. Possibility of an inverse cascade of magnetic helicity in magnetohydrodynamic turbulence // Journ. Fluid Mech. – 1975 – 68. – P.769-778.
10. Gibson E.G. The Quiet Sun. – Washington: Scientific and Technical Information Office, NASA. – 1973.
11. Haken H. Advanced Synergetics. – Berlin – Heidelberg – New York – Tokyo: Springer-Verlag. –1983. – 356 p.
12. Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya. The effect of spirality of turbulence in the solar protoplanetary cloud // Solar System Research. – 2007. – 41. – P.1-18.
13. Kraichnan R.H. Diffusion of weak magnetic fields by isotropic turbulence // J. Fluid Mech. – 1976a. – 75. – P. 657-676.
14. Kraichnan R.H. Diffusion of passive-scalar and magnetic fields by helical turbulence // J. Fluid Mech. – 1976b. – 77. – P. 753-774.
15. Krause F., Rädler K.-H. Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory // Berlin: Akademie-Verlag, 1980.
16. Krivodubskii V.N. Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2012. – 28, No.5. – P.232-238.
17. Moiseev S.S., Chkhetiani O.G. The helical scaling of turbulence // JETP. – 1996. – 110, No 7. – P.357-371.
18. Parker E.N. Cosmic Magnetic Fields. – Oxford: Oxford University Press. – 1979.
19. Prigogine I., Nicolis G. Self-Organization in Non-Equilibrium Systems. – Wiley. – 1977.
20. Spruit H. // A convection zone model/Magnetic flux tubes and transport of heat in the convection zone of the Sun. Thesis. – Utrecht: Univ. Utrecht. – 1977. – P.17-34.
21. Starr V.P. Physics of Negative Viscosity Phenomena. – Toronto London Sydney: McGraw-Hill Book Company. – 1968.
22. Stix M. The Sun. 2<sup>nd</sup> edition. Berlin: Springer-Verlag. – 2002.

Надійшла до редколегії 03.07.14

V. Krivodubskij, д-р физ.-мат. наук, старш. науч. сотр.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ПРИРОДЕ И НА СОЛНЦЕ

Сделан обзор явлений самоорганизации в природе, обусловленных негативной турбулентной вязкостью плазмы. Проанализировано роль маломасштабного  $\alpha^2$ -эффекта Крейчнана в образовании дискретных магнитных полей в солнечной конвективной зоне (СКЗ). Последний эффект вызывает уменьшение суммарного коэффициента турбулентной магнитной диффузии. Проведенные нами расчеты для двух моделей СКЗ показали, что в глубинных слоях величина отрицательного коэффициента спиральной турбулентной диффузии векторного магнитного поля составляет около двух третей величины положительного коэффициента турбулентной диффузии скалярного поля. Это должно в значительной степени способствовать самоорганизации первоначально слабых непрерывных магнитных полей в тонкие изолированные магнитные силовые трубки.

Ключевые слова: макроскопические структуры, Солнце.

V. Krivodubskij, Dr. Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### MACROSCOPIC STRUCTURES IN NATURE AND THE SUN

The review of self-organization phenomena in nature, caused by negative turbulent viscosity of the plasma, was made. The role of small-scale  $\alpha^2$ -effect by Kraichnan in the formation of discrete magnetic fields in the solar convective zone (SCZ) was studied. This effect causes a decrease in the total coefficient of turbulent magnetic diffusion. The results of our calculations for two models of the SCZ have shown that the value of the helical negative coefficient of turbulent diffusion of vector magnetic field in the deep layers reaches about two thirds of the value of the positive coefficient of turbulent diffusion of scalar field. This should greatly facilitate self-organization initially continuous weak magnetic fields in the thin isolated magnetic field tubes.

Keywords: macroscopic structure, Sun.

УДК 523.987

В. Лоцицький, д-р фіз.-мат. наук, О. Ботигіна, інж. I кат.,  
В. Маслюх, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

## ЯКОЮ Є МАКСИМАЛЬНА НАПРУЖЕНІСТЬ ЛОКАЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ В АКТИВНИХ ПРОТУБЕРАНЦЯХ?

Для оцінки локальних магнітних полів у трьох активних протуберанцях, які спостерігались на ГСТ АО КНУ 4.07.1981, 24.07.1999 та 12.07.2004, проаналізовано бісектори профілів  $I \pm V$  лінії  $H\alpha$ . Виявлено три основні форми бісекторів, які вказують на суттєву неоднорідність магнітного поля. Розрахунки в рамках двохкомпонентної моделі показали, що величина локальних магнітних полів в просторово нероздільних структурах може у 4-5 разів перевищувати параметр  $B_{0,9}$ , який використовувався раніше для простої емпіричної оцінки нижньої межі локального поля. Найсильніші магнітні поля виявлені у протуберанці 24.07.1999, де величина  $B_{0,9}$  досягала 6 кГс, тоді як локальне поле згідно з модельними розрахунками – близько 25-30 кГс. В місцях присутності таких особливо сильних полів профілі лінії  $H\alpha$  у 5 разів вужчі, ніж знайдені з прямих спостережень.

**Ключові слова:** сонячні протуберанці, локальні магнітні поля.

**Вступ.** Сонячні протуберанці є корональними об'єктами, які спостерігаються на лімбі не менш часто, ніж плями – на диску Сонця. Однак величина локальних магнітних полів в них відома наразі набагато гірше, ніж у сонячних плямах. Це пов'язано з методичними особливостями вимірювань магнітного поля у плямах і протуберанцях. У плямах для вимірювань магнітного поля можна використовувати вузькі (з шириною біля 0.1 Å) спектральні лінії металів (найчастіше – FeI) з великими факторами Ланде (2.5–3.0), які при типових для плям магнітних полях (2200–2900 Гс) дають повне спектральне розділення зєсманівських  $\pi$ - та  $\sigma$ -компонент. У такому випадку, з спостережень надійно визначається модуль напруженості магнітного поля незалежно від орієнтації його силових ліній і незалежно від припущень про структуру магнітного поля.

Щодо ж протуберанців, то там вимірювати магнітне поле доводиться по широких спектральних лініях (з шириною 0.5–1 Å) і з невисокими факторами Ланде. Такі лінії навіть при кілогауссових магнітних полях мають неповне спектральне розщеплення зєсманівських компонент, виміряти по якому дійсну величину локального магнітного поля можна лише дуже наближено. Фактично, при однорідному магнітному полі таке розщеплення відобразить як величину магнітного поля, так і нахил силових ліній до променя зору. Якщо ж поле є неоднорідним, то вимірне розщеплення залежатиме також від факторів заповнення різних компонент неоднорідності, термодинамічних умов у цих компонентах і т.д.

Результати вимірювань магнітних полів у протуберанцях, отримані різними авторами і різними методами, суттєво відрізняються між собою (див. напр. [1,3-5, 7,8]). Як правило, дані вимірювань на основі аналізу ефекту Ханле відповідають слабшим полям (типово декілька десятків гаусс), ніж на основі ефекту Зєсмана (у деяких випадках –  $10^2$  –  $10^3$  Гс). Очевидно, тут грає роль також тип протуберанця. В активних протуберанцях, часто пов'язаних з сонячними спалахами, ймовірніше існування сильніших полів, ніж у спокійних [1].

У цій роботі ставиться метою оцінити максимальну напруженість магнітного поля в активних протуберанцях, використовуючи спектрально-поляризаційні спостереження в лінії  $H\alpha$ .

**Матеріал спостережень.** Досліджувались три активні протуберанці, які виникли на лімбі Сонця 4.07.1981, 24.07.1999 та 12.07.2004 р. Спектри протуберанців сфотографовані з експозицією 1 хв. на ешеліному спектрографі горизонтального сонячного телескопу Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (ГСТ АО КНУ) [2]. Інструмент дозволяє спостерігати одночасно область від 3800 до 6600 Å зі спектральним розділенням 30 мÅ в області лінії FeI 5250 і 50 мÅ в області лінії  $H\alpha$ . Моменти початку експозицій були такими: 6:49, 7:00 та 8:48 UT, відповідно. При фотографуванні спектрів використовувався аналізатор кругової поляризації (пластинка  $\lambda/4$  та призма-розщеплювач з ісландського шпату).

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 M1.6, 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  $H\alpha$  і  $D_3HeI$ , а інші лінії сильно недоекспоновані. З цих двох ліній у даній роботі аналізується лише лінія  $H\alpha$ ; її ефективний фактор Ланде  $g=1.05$ . Лінія фотометровалась на мікрофотометрі МФ-4; після переведення почорнінь у інтенсивності були отримані профілі  $I \pm V$ . Взаємна прив'язка цих профілів по довжинах хвиль здійснювалась по телуричних лініях. Неузгодженість положень телуричних ліній а також шумові ефекти на регістрограмах дозволяла оцінити похибки вимірювань; вони виявились, в середньому, на рівні  $\pm 100$  Гс.

**Спостережені типи розщеплення бісекторів профілів  $I \pm V$ .** Для вказаних вище трьох протуберанців було проаналізовано близько 40 картин розщеплення лінії  $H\alpha$ , які стосувались висот від 3 до 20 Мм над рівнем фотосфери. Виявилось, що загалом лише у 30% профілів спостерігаються сильні ефекти розщеплення, що відповідають полям вище 1000 Гс. Причому в протуберанці 4.07.1981 не було виявлено ні одного такого місця, тоді як у протуберанці 24.07.1999 таких місць було досить багато.

Основні особливості розщеплення бісекторів профілів  $I \pm V$  у тих випадках, де ефекти є найсильнішими і безсумнівними (щодо рівня шумів), можна підсумувати таким чином. Не виявлено жодного випадку спектральних проявів однорідного магнітного поля, коли розщеплення бісекторів є однаковим на різних віддалях від вершини емісії в лінії. Неоднорова величина розщеплення бісекторів зустрічається у трьох формах:

а) "V-ефект" [7], коли ядро лінії розщеплюється більше, ніж крила, а взаємне розміщення бісекторів  $I + V$  та  $I - V$  профілів нагадує латинську літеру V. Приклад такого розщеплення наведено на рис. 1, де суцільними і штриховими лініями показані профілі  $I + V$  та  $I - V$ , відповідно. Такими ж лініями показано тут (і на інших рисунках) бісектори відповідних профілів;

б) "колбоподібна" (чи петлеподібна) форма, при якій максимальне розщеплення досягається не в вершині емісії, а на певній віддалі від цієї вершини (Рис. 2).

в) певна комбінація випадків а) і б).

**Моделювання профілів.** Було виконано моделювання профілів лінії для двохкомпонентного магнітного поля, що складається з слабкої фонові компоненти і сильної маломасштабної, яка просторово не розділяється. Профілі ліній у фоновій компоненті завжди гауссові, тоді як у маломасштабній вони припускались як гауссовими (що відповідає малій оптичній товщі), так і не гауссовими, деформованими великою оптичною товщею, а також мікро- і макротурбулентними швидкостями.

Один з прикладів модельних розрахунків для скрізь гауссових профілів подано на рис. 3. У даному випадку фактор заповнення сильної компоненти 15%, ширина її профілів – 20% від ширини профілів фонові компоненти, а магнітне поле – у 500 раз сильніше, ніж у фонові компоненти.

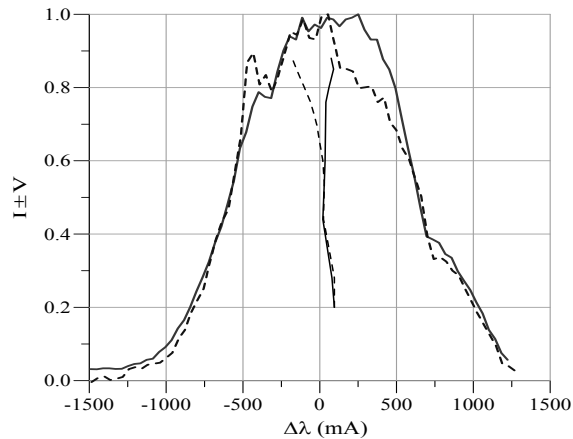


Рис. 1. Лінія Hα в активному протуберанці 24.07.1999. Розщеплення бісекторів в вершині емісії досягає тут 256 мА

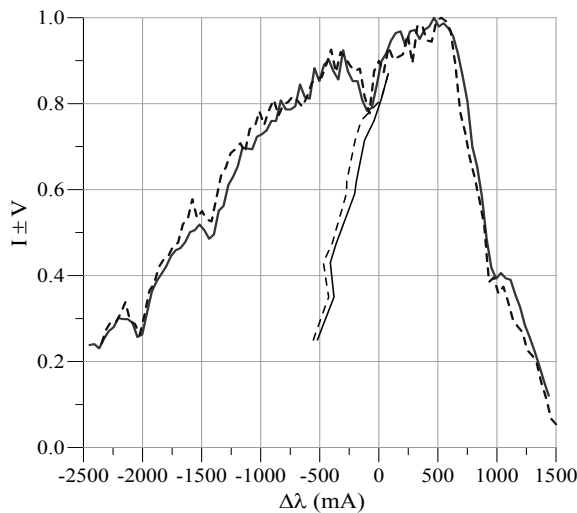


Рис. 2. Лінія Hα у тому ж протуберанці (24.07.1999), але в іншому його місці – яке віддалено на 5 Мм в картинній площині від попереднього місця, якого стосується рис. 1.

Тут максимальне розщеплення бісекторів дорівнює 105 мА і досягається воно не в вершині емісії, а на рівні інтенсивності 0.75

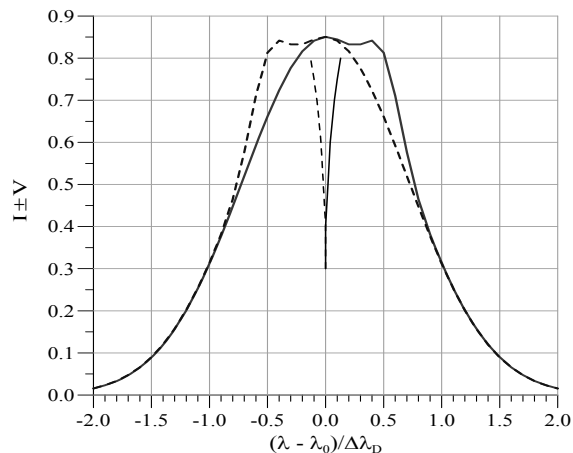


Рис. 3. Теоретичні профілі лінії типу Hα при двохкомпонентній структурі магнітного поля:  $A = 0.15$ ,  $v_H = 0.001$ ,  $k = 0.2$ ,  $R = 500$



Порівнюючи профілі на рис. 1 і 3, бачимо, що при таких припущеннях досягається цілком задовільне узгодження спостережень і модельних розрахунків. На рис. 3 параметр  $A$  є фактором заповнення сильної (маломасштабної) компоненти,  $v_H$  – відношення зееманівського розщеплення  $\Delta\lambda_H$  до доплерівської ширини  $\Delta\lambda_D$  у "фоновій" компоненті,  $k$  – відношення доплерівських півширин у маломасштабній і фоновій компонентах і  $R$  – відношення напруженостей магнітного поля у цих компонентах. Важливо відмітити, що у випадку, зображеному на рис. 3, дійсне локальне магнітне поле у сильній компоненті у 4.8 раза перевищує магнітне поле  $B_{0.9}$ , виміряне по розщепленню бісекторів на рівні інтенсивності 0.9. Таким чином, параметр  $B_{0.9}$  [7] може недооцінювати дійсні локальні поля в протуберанцях на фактор 4–5.

Якщо, з цієї точки зору, спробувати оцінити локальне магнітне поле у субтелескопічній компоненті по профілях, представлених на рис. 1, то маємо наступне. Параметр  $B_{0.9}$  тут дорівнює 6100 Гс, а це значить, що дійсна величина локальних магнітних полів може бути у 4-5 разів вища, тобто  $\approx 25\text{--}30$  кГс. Раніше подібного рівня магнітні поля припускались у сонячних спалахах на рівні верхньої фотосфери і зони температурного мінімуму (див. напр. [6]). Що ж стосується протуберанців, то такі локальні поля, як відомо авторам, припускаються тут вперше і це припущення, звичайно, потребує подальшої перевірки. До цього слід додати, що дуже сильні фотометричні ефекти, подібні до наведених на рис. 1, зафіксовані в активному протуберанці 24.07.1999 не в одному його місці, а в кількох – на протязі принаймні 3 Мм по висоті. Навіть на віддалі 5 Мм від місця з полем  $B_{0.9} = 6100$  Гс маємо максимальне розщеплення бісекторів 105 мА (рис. 2), що також вказує на досить сильні поля принаймні "кілогауссового" діапазону.

**Висновки.** У трьох досліджених активних протуберанцях величина  $B_{0.9}$  перевищувала рівень 1000 Гс в 30% випадків. Найсильніші локальні магнітні поля виявлені у протуберанці 24.07.1999, де параметр  $B_{0.9}$  досягав величини 6100 Гс. Модельні розрахунки в рамках двохкомпонентної моделі магнітного поля показали, що дійсна величина максимального локального магнітного поля у цьому протуберанці могла досягати рівня 25-30 кГс. В місцях присутності таких особливо сильних полів профілі лінії  $H\alpha$  у 5 разів вузьчі, ніж знайдені з прямих спостережень.

#### Список використаних джерел

1. Ботигіна О.О., Лоцицкий В.Г. Співставлення магнітних полів в спокійних протуберанцях, виміряних по лініях  $D_3$   $HeI$  і  $H\alpha$  // Вісник Астрономічної школи. – 2012. – Т. 8, № 1–2. – С. 159–162.
2. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лоцицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1980. – Вып. 22. – С.48–56.
3. Шпитальная А.А., Вяльшин Г.Ф. О магнитных полях в протуберанцах // Солнечные данные. – 1970, № 4. – С. 100-107.
4. Casini R., Lopez Ariste A., Tomczyk S., Lites W.B. Magnetic maps of prominences from full Stokes analysis of the  $HeI$   $D_3$  line / Ap. J. Let. – 2003. – V. 598. – P.L67–L70.
5. 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.
6. Lozitsky V.G. Observational evidences for extremely strong magnetic fields in solar flares // International Journal of Astronomy and Astrophys. – 2011. – Vol. 1, No. 3. – P. 147–154.
7. Lozitsky V.G., Botygina O.A. Comparison of the magnetic fields in active prominences measured from  $HeI$   $D_3$  and  $H$  lines // Astronomy Letters. – 2012. – V. 38, No. 6. – P. 380–387.
8. 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.

Надійшла до редколегії 08.07.14

В. Лоцицкий, д-р физ.-мат. наук, О. Ботыгина, инж. I кат.,  
В. Маслюх, канд. физ.-мат. наук  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

### КАКОВА МАКСИМАЛЬНАЯ НАПРЯЖЕННОСТЬ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В АКТИВНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ?

*Для оценки локальных магнитных полей в трех активных протуберанцах, которые наблюдались на ГСТ АО КНУ 4.07.1981, 24.07.1999 и 12.07.2004, проанализированы бисекторы профилей  $I \pm V$  линии  $H\alpha$ . Обнаружены три основные формы бисекторов, указывающих на существенную неоднородность магнитного поля. Расчетами в рамках двухкомпонентной модели показано, что величина локальных магнитных полей в пространственно неразрешимых структурах может в 4-5 раз превышать параметр  $B_{0.9}$ , который использовался ранее для простой эмпирической оценки нижнего предела локального магнитного поля. Наиболее сильные поля обнаружены в протуберанце 24.07.1999, где величина  $B_{0.9}$  достигала 6 кГс, тогда как локальное поле согласно модельным расчетам – примерно 25-30 кГс. В местах присутствия таких особо сильных полей профили линии  $H\alpha$  в 5 раз уже найденных из прямых наблюдений.*

*Ключевые слова: солнечные протуберанцы, локальные магнитные поля.*

V. Lozitsky, Dr. Phys. and Math. Sciences, O. Botygina, eng,  
V. Masliukh, Ph.D.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### WHICH IS MAXIMUM OF LOCAL MAGNETIC FIELD STRENGTH IN ACTIVE PROMINENCES?

*The bisectors of  $I \pm V$  Stokes profiles are analyzed for measurements of local magnetic field strengths in three active prominences of 4 July 1981, 24 July 1999 and 12 July 2004 observed on Echelle spectrograph of horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of Kyiv Taras Shevchenko National University. Three main types of bisectors were observed which indicate the essential magnetic field inhomogeneity. The calculations in frame of two-component model shown that true local magnetic field strengths in spatially unresolved structures can be 4-5 times more than parameter  $B_{0.9}$  which was proposed earlier for a simple low empirical estimation of local magnetic field in prominences. The strongest magnetic fields were found in prominence of 24 July 2004 where parameter  $B_{0.9}$  reaches 6 kG, and local field according to modelling – nearly 25-30 kG. In places of presence of such extremely strong fields, the  $H\alpha$  line profiles are 5 times narrower than obtained from direct observations.*

*Key words: solar prominences, local magnetic fields.*

УДК 523.9+520.8

С. Осіпов, канд. фіз.-мат. наук  
Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

## ПРОГРАМА ДОСЛІДЖЕНЬ ДОВГОТРИВАЛИХ ЗМІН ФРАУНГОФЕРОВИХ ЛІНІЙ В СПЕКТРІ СОНЦЯ

*Представлено програму досліджень довготривалих змін фраунгоферових ліній, яка реалізується на голосіївському сонячному телескопі АЦУ-5. Запропоновано методи врахування впливу основних дестабілізуючих факторів, а саме розсіяного світла в спектрографі, інструментального контура, внутрішніх паразитних променевих швидкостей в спектрографі. Інструментальний контур, вимірюваний за допомогою монохроматичного когерентного випромінювання He-Ne лазера, перераховувався для некогерентного випромінювання. Розпочато перші програмні спостереження.*

**Ключові слова:** сонце, фраунгоферові лінії, інструментальний контур, розсіяне світло, внутрішні променеві швидкості, когерентне випромінювання.

**Вступ.** Дослідження довготривалих змін фраунгоферових ліній, як правило, ґрунтуються на спостереженнях, тривалість яких не перевищувала один-два роки. Винятком є роботи Дойл та ін. [4], які протягом 1978–1993 рр. дослідили зміни ліній Mn I 539.5 нм та Ca II H 393.3 нм і виявили добру кореляцію таких змін з амплітудою < 1%. Широко відомі роботи Лівінгстона (напр. [5,6]), який провів тривалі спостереження на протязі 35 років різних, в основному хромосферних, ліній і, як правило, в світлі від усього диску Сонця. Справжньою загадкою виявилась поведінка ліній верхньої фотосфери – сонячний мінімум 1985 р. ясно відображається на поведінці цих ліній, але наступний мінімум 1996 р. майже не проявився. В експерименті SOLIS [7] розпочато з 2006 р. автоматизовані спостереження деяких ліній від всього диску Сонця. Слід зауважити, що спостереження від усього диску свідчать про зміну активності Сонця і не дають можливості оцінювати зміни спокійного немагнітного Сонця. Моніторинг змін параметрів спектральних ліній на лімбах Сонця взагалі ніким не проводився.

Цікавість до такого роду досліджень посилюється стрімкою втратою проявів активності Сонця впродовж останніх десятиріч. Як змінюється на таких вікових масштабах часу стан атмосфери Сонця наразі взагалі невідомо.

**Програма спостережень.** Програма моніторингу стану сонячної атмосфери розпочата в 2012 р. на голосіївському горизонтальному сонячному телескопі АЦУ-5 Ернеста Гуртовенка [1]. Спостереження проводяться у 9-ти ділянках спектру (393.0–393.7, 524.4–525.2, 532.0–532.8, 537.6–538.5, 539.0–539.8, 558.4–559.2, 624.9–625.7, 632.6–633.3, 655.3–657.3 нм) в трьох позиціях на диску Сонця (центр, південний та північний полюси) при висоті вхідної щілини спектрографа 2 кутові хвилини. Кожна виділена ділянка спектру реєструється 10 разів на протязі 5 хвилин і пізніше усереднюється. Час експозиції для більшості ділянок складає 1.0–2.5 секунди. Спостереження проводяться в четвертому порядку спектру. Перекриваючи порядки відрізняються світлофільтрами розміщеними перед вхідною щілиною. Телескоп дозволяє проводити спостереження з початку березня до початку листопада.

Вибрані для аналізу лінії дозволяють слідкувати за станом сонячної атмосфери від самих глибоких шарів фотосфери (лінія C I 538.0 нм) до верхньої хромосфери (K Ca II 393.3 нм та H<sub>α</sub> 656.3 нм).

Ми плануємо проаналізувати різноманітні параметри ліній (інтенсивність, еквівалентна ширина, напівширина, бісектор). В області 632.6–633.3 нм одночасно зі спектром Сонця прописується спектр газового He-Ne лазера ЛГН-302 для можливості контролю абсолютного положення сонячних ліній.

Враховуючи, що зміни з часом найбільш досліджуваних параметрів є незначними, надзвичайно важливою стає проблема калібровки телескопа на довготривалій перспективі і контроль таких основних чинників:

- розсіяне світло в спектрографі;
- інструментальний контур;
- внутрішні паразитні променеві швидкості в спектрографі.

**Інструментальні проблеми.** Телескоп АЦУ-5 після модернізації в 2011 р. оснащено ПЗЗ-камерою SBIG ST-8300M (3326 x 2504 пікселів, 17.96 x 13.52 мм). Спостереження проводяться в класичному автоколімаційному режимі однократного проходження світла через дифракційну ґратку. В порівнянні з режимом двократного проходження така схема погіршує якість інструментального контуру спектрографа, проте дає можливість значно підвищити швидкість реєстрації спектру і зменшити шкідливий вплив нестабільності прозорості земної атмосфери.

Розсіяне світло в спектрографі виникає внаслідок розсіювання світла на оправках ґратки, коліматорного та камерного дзеркал, пилу на поверхнях оптичних елементів, а також внаслідок оптичних дефектів системи.

В телескопі АЦУ-5 розсіяне світло обмежується системами діафрагм та захисними екранами. Спеціальна додаткова реєстрація спектру з малою висотою вхідної щілини і аналіз освітлення ПЗЗ-камери поза межами спектру дає можливість побудувати двомірну функцію розсіяного світла для кожної ділянки спектру кожного дня спостережень і виправити спостережені спектри за вплив розсіяного світла. Величина таких корекцій, як правило, не перевищує 1%.

Після модернізації телескопа покращено термостабілізацію спектрографа. Для оцінки величини внутрішніх паразитних променевих швидкостей в спектрографі ми провели 27-хвилинну серію спостережень спектру центру Сонця одночасно з реєстрацією випромінювання від лазера ЛГН-302 (рис. 1а). Спектри усереднювались по всій висоті щілини спектрографа, час експозиції становив 2 секунди, а інтервал між кадрами 30 секунд. Середнє положення сонячних ліній (Ni I 632.76 нм, Sr I 633.01 нм, Fe I 633.09 нм) і лінії лазера змінювалось з часом (рис. 1б). Параболічний тренд пояснюється дрейфом викликаним механізмом обертання ґратки. Він виникає, швидше за все, внаслідок дії залишкових напружень в деталях приводу. Такий самий тренд має бути і для спектру Сонця. Тому ми вимірюємо для лазера тренд підігнали і для кривої зсувів сонячного спектру. Розкид даних положення лінії лазера навколо тренду визначається внутрішніми променевими швидкостями спектрографу. Стандартне відхилення цього розкиду даних ~0.06 пікселів, або, враховуючи дисперсію, ~6 м/сек. Розкид даних сонячного спектра навколо тренду характеризує нестабільність випромінювання сонячної поверхні і є в декілька разів більшим.

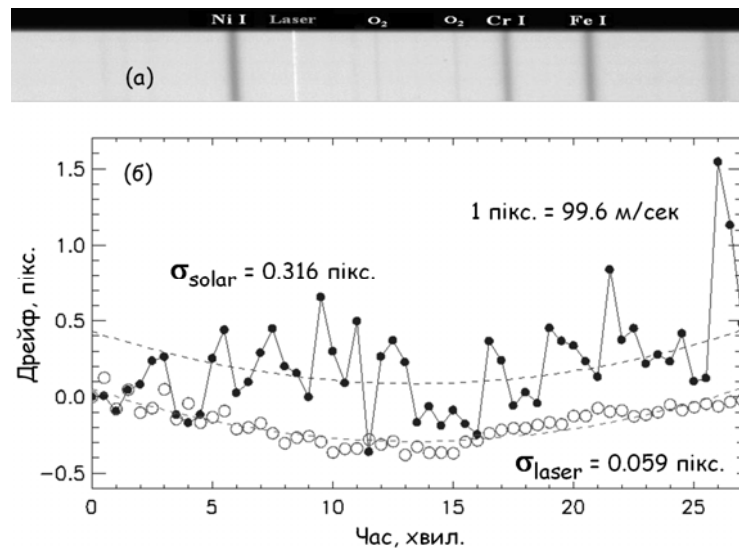


Рис. 1. Сонячний спектр зареєстрований одночасно з випромінюванням від He-Ne лазера в області 632.6–633.3 нм (а). Залежність положення спектральних ліній з часом (б)

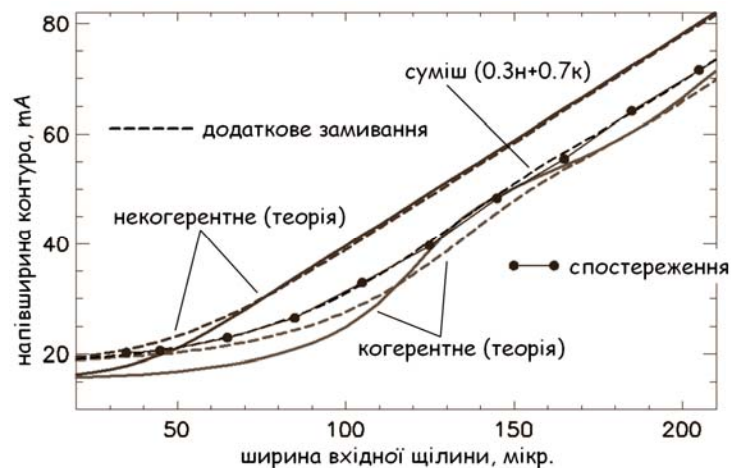


Рис. 2. Залежність напівширини ІК спектрографа від ширини вхідної щілини для когерентного і некогерентного випромінювання

Найбільшою проблемою є врахування впливу інструментального контуру (ІК) спектрографу.

Для швидких і точних вимірювань ІК нами розроблено і введено в експлуатацію пристрій для моніторингу ІК на базі лазера ЛГН-302 на хвилі  $\lambda$  632.9 нм [2]. Проте лазер, на відміну від Сонця, є джерелом когерентного світла. Як відомо (напр. [3]), ІК при когерентному і при некогерентному випромінюваннях суттєво відрізняються. Нескладно розрахувати ІК для некогерентного світла виходячи з виміряного ІК когерентного світла. Але просторова когерентність лазерного світла помітно погіршується при проходженні когерентного випромінювання через оптично неоднорідні матеріали пристрою та телескопа. Як оцінити степінь когерентності при вимірах нами ІК?

Ми пропонуємо зробити таку оцінку шляхом порівняння спостережених і розрахункових залежностей напівширини ІК від вибраної ширини вхідної щілини спектрографа. На рис. 2 видно, що такі залежності для когерентного і некогерентного світла суттєво відрізняються, причому крива для когерентного світла демонструє сильний хвилеподібний характер.

Нами проведені також розрахунки ІК при додаванні фактора замивання, який моделює спільний паразитний вплив погрешностей фокусування дзеркал, їх аберацій, тремтіння зображення і тому подібне. Таке замивання згладжує хвилеподібну поведінку кривої для когерентного світла. З рис. 2 видно, що найкраще узгодження розрахунків із спостереженнями досягається при мірі когерентності 0.7 (суміш 70% когерентного і 30% некогерентного світла). На рис. 2 така залежність показана середньою пунктирною кривою. Саме така суміш когерентного і некогерентного світла використовується при обробці спостереженого профілю ІК.

Окрім того, ми провели вимірювання ІК за допомогою твердотілого лазера з діодною накачкою LCM-T-111, який випромінює на довжині хвилі  $\lambda$  532 нм. Завдяки цьому з'явилась можливість дослідити зміну ІК з довжиною хвилі. В цілому зміна ІК відповідає теоретичним очікуванням (пропорційно  $\lambda$ ). При умові, що міра когерентності випромінювання від обох лазерів однакова, це свідчить про те, що паразитні розфокусування ІК також залежать від  $\lambda$ .

**Результати.** Починаючи з 25 травня 2012 р. по 24 червня 2014 р. за представленою програмою проведено 116 днів спостережень. Загалом отримано 19122 записів спектру Сонця в центрі диска і на лімбах.

**Висновки.** Технічні характеристики оновленого телескопа АЦУ-5 свідчать про високу метрологічну точність реєстрації сонячного спектру. Це дозволяє проводити дослідження змін фраунгоферових ліній на довготривалих шкалах часу.

**Список використаних джерел**

1. Гуртовенко Э. А. Солнечный горизонтальный телескоп АЦУ-5 с монохроматором двойной дифракции // Астрометрия и астрофизика. – 1969. – Вып.8. – С. 77-84.
2. Осипов С. Н. Инструментальный контур спектрографа голосеевского солнечного телескопа АЦУ-5 // Кинематика и физика небесн. тел. (в печати).
3. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии // изд. Наука., Москва – 1976. – с. 392.
4. Doyle J. G., Jevremovic D., Short C. I., Hauschildt P. H., Livingston W., and Vince I. Solar Mn I 5432/5395 Å line formation explained // Astron. and Astrophys. – 2001. – Vol. 369. – L13-L16.
5. Livingston W., Wallace L., White O. R., and Giampapa M. S. Sun-as-a-Star Spectrum Variations 1974-2006 // Astrophysical Journal. – 2007. – Vol. 657. – P. 1137-1149.
6. Livingston W., White O. R., Wallace L., and Harvey J. Sun-as-a-Star, Chromospheric Lines, 1974-2009 // Mem.S.A.It. – 2010. – Vol. 81. – P. 643-645.
7. [http://solis.nso.edu/vsm/vsm\\_mnfield.html](http://solis.nso.edu/vsm/vsm_mnfield.html)

Надійшла до редколегії 27.06.14

С. Осипов, канд. физ.-мат. наук  
Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

### ПРОГРАММА ИССЛЕДОВАНИЙ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ФРАУНГОФЕРОВЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

*Представлено программу исследований долговременных изменений фраунгоферовых линий на голосеевском солнечном телескопе АЦУ-5. Предложены методы учета влияния основных дестабилизирующих факторов, а именно рассеянного света в спектрографе, инструментального контура, внутренних паразитных лучевых скоростей в спектрографе. Инструментальный контур, измеренный с помощью монохроматического когерентного излучения He-Ne лазера, пересчитывался для некогерентного излучения. Начаты первые программные наблюдения.*

*Ключевые слова: солнце, фраунгоферовые линии, инструментальный контур, рассеянный свет, внутренние лучевые скорости, когерентное излучение.*

S. Osipov, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Main Astronomical Observatory, national Academy of Sciences, Kyiv

### THE PROGRAM OF INVESTIGATIONS OF LONG TERM CHANGES OF FRAUNHOFER LINES IN SOLAR SPECTRA

*The program of investigations of long term changes of Fraunhofer lines in solar spectra is presented. It is realized in the Golosiiv solar telescope ATsU-5. The methods for corrections of influence of main destabilizing factors, notably scattering light in spectrograph, instrument function, inner LOS velocity, are proposed. The instrument function measured using monochromatic coherent radiation of He-Ne laser recalculated to the case of incoherent radiation. The first program observations started.*

*Key words: Fraunhofer lines, instrument function, scattering light, inner LOS-velocity, coherent radiation.*

УДК 523.98

М. Пішкало, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ПОПЕРЕДНІЙ ПРОГНОЗ ПАРАМЕТРІВ 25-ГО ЦИКЛУ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

*На основі знайдених раніше кореляційних зв'язків і регресійних співвідношень між деякими характеристиками 1–24 циклів сонячної активності (Pishkalo, 2014: Solar Phys., vol. 289, 1815) дано прогноз 25-го циклу. Розрахунки виконані за схемою: час максимуму 24-го циклу визначає тривалість фази росту циклу, далі знаходимо очікувану тривалість 24-го циклу і прогнозовані параметри 25-го циклу. Отримано, що мінімум 25-го циклу становитиме біля 5 у квітні–червні 2020 р., а максимум – біля 105–110 у жовтні–грудні 2024 р. 25-й цикл сонячної активності буде вищим за поточний 24-й цикл. Настання глибокого мінімуму сонячної активності, схожого на мінімуми Дальтона чи Маундера, не очікується.*

*Ключові слова: сонячна активність, сонячний цикл.*

**Вступ.** Сонячна активність змінюється з періодом близько 11 років. Найбільш уживаною характеристикою сонячної активності є відносне число сонячних плям – число Вольфа. Цикли сонячної активності суттєво різняться своїми параметрами, зокрема амплітудою і тривалістю. Зміни сонячної активності викликають зміни в міжпланетному та навколоземному просторі, які, у свою чергу, певним чином впливають на функціонування космічних та наземних технологічних систем, на життєдіяльність живих організмів на Землі, на клімат. Тому важливо знати наперед, коли і яким буде максимум сонячної активності.

На рис. 1 показано, як змінюється щорічне відносне число сонячних плям приблизно за останні 300 років (тонкою і жирною лініями – відповідно щорічне і тричі згладжене за 11-ма точками значення числа Вольфа). Найнижчим за вказаний період був максимум шостого сонячного циклу у середині 1816 р., найвищим – дев'ятнадцятого циклу у кінці 1957 р. Мінімум 1800–1830-х років називають мінімумом Дальтона. Крім 11-річної циклічності, можна виділити т.зв. віковий період, близький до 100 років. З рис.1 також можна бачити, що наразі сонячна активність перебуває поблизу максимуму 24-го циклу і поблизу мінімуму вікового циклу. Залишається відкритим питання, чи буде цей віковий мінімум поглиблюватися, чи сонячна активність почне зростати. Певною мірою відповісти на ці питання можуть прогнози наступного, 25-го циклу сонячної активності.

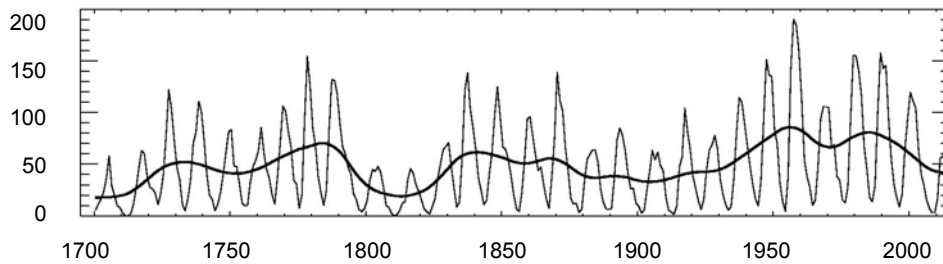


Рис. 1. Щорічне число Вольфа за останні 300 рр.

Так, Абдусаматов [1] із аналізу даних про сонячну сталу та сонячний діаметр за кілька останніх циклів прийшов до висновку, що загальний рівень сонячної активності буде понижуватися й надалі, аж до 2042 р., максимум 25-го і 26-го циклів становитиме відповідно  $50 \pm 15$  і  $35 \pm 20$ . Оуенз та ін. [11] також вважають, що сонячна активність буде знижуватися ще майже 40 років і досягне величин, близьких до мінімуму Дальтона чи, навіть, Маундера. Клілверд із співавторами [5] вважають, що зниження сонячної активності триватиме приблизно до 2030 р.

Пенн і Лівінгстон [12] знайшли, що напруженість магнітного поля у плямах зменшується протягом останніх десятиліть, екстраполювали ці зміни в майбутнє і спрогнозували, що у 25-у циклі сонячної активності плями можуть зникнути зовсім, тому сам 25-й цикл буде дуже слабким, із числом Вольфа у максимумі лише біля 7. На протипагу цьому, Певцов із співавторами [13, 14] із аналізу магнітографічних даних сонячних обсерваторій Радянського Союзу за 1957–2011 рр. і за синоптичними картами обсерваторії Маунт Вільсон за 1920–1959 рр. не підтвердили існування такого тренду у напруженостях магнітного поля сонячних плям і таким чином поставили під сумнів вищезгаданий прогноз Пенна і Лівінгстона.

У роботі [8] знайдено, що амплітуда і тривалість 25-го циклу сонячної активності становитимуть відповідно 110 і 12.49 р. Кейн [10] вважає, що 25-й цикл досягне амплітуди 112–127 (середнє 119) у 2022–2023 рр. Ду і Ду [6] прогнозують, що амплітуда 25-го циклу становитиме  $111.6 \pm 17.4$ . Куасім із співавторами [16] вважають, що 25-й цикл сонячної активності досягне максимуму 116 у 2020 р., а Аттія із співавторами [4] – максимум становитиме  $90.7 \pm 8$  у 2022 р. Хелал і Галал [7] отримали, що амплітуда і тривалість фази росту 25-го циклу становитимуть 118.2 і 4 роки відповідно. У роботах [9] і [17] прогнозується, що 25-й цикл буде сильнішим за попередній 24-й.

У даній роботі буде зроблено прогноз параметрів 25-го циклу сонячної активності, виходячи із часу максимуму 24-го циклу і кореляційних залежностей між різними параметрами циклу, знайденими нами раніше у роботах [2, 3, 15].

**Результати та обговорення.** Наразі сонячна активність перебуває поблизу максимуму 24-го циклу. На даний час згідно з даними, розміщеними на сайті Бельгійської Королівської обсерваторії (<http://sidc.oma.be>), максимум незгладженого числа Вольфа становить 102.8 (лютий 2014 р.), а для згладженого – 75.4 (листопад 2013 р.). Виходячи з динаміки сонячної активності до і після лютого 2014 р., варто очікувати, що максимум за згладженим числом Вольфа також буде відповідати початку 2014 р.

У роботі [15] нами знайдена значима негативна помірною кореляція між тривалістю фази росту  $T_{\text{rise}}$  і тривалістю фази спаду  $T_{\text{fall}}$  сонячного циклу (у роках), яка виражається рівнянням  $T_{\text{fall}} = 9.35 (\pm 0.94) - 0.60 (\pm 0.22) T_{\text{rise}}$  (тут і далі по тексту дано похибку  $\pm 1\sigma$ ). Отже, за відомою тривалістю фази росту циклу можемо знайти тривалість фази спаду циклу і повну тривалість циклу  $T_{\text{cycle}}$ . Далі, за прогнозованою тривалістю 24-го циклу і рівняннями, що пов'язують тривалість попереднього циклу  $T_{\text{cycle}}(n)$  із величинами активності в мінімумі  $R_{\text{min}}(n+1)$  і максимумі  $R_{\text{max}}(n+1)$  наступного циклу та тривалістю (у роках) його фази росту  $T_{\text{rise}}(n+1)$  [15],

$$\begin{aligned} R_{\text{min}}(n+1) &= 26.04 (\pm 6.28) - 1.84 (\pm 0.57) T_{\text{cycle}}(n), \\ R_{\text{max}}(n+1) &= 363.02 (\pm 63.72) - 22.59 (\pm 5.78) T_{\text{cycle}}(n), \\ T_{\text{rise}}(n+1) &= -2.64 (\pm 1.63) + 0.619 (\pm 0.148) T_{\text{cycle}}(n) \end{aligned}$$

можна знайти відповідні параметри 25-го циклу сонячної активності. Рисунок, що відображають ці три залежності, наведені у нашій роботі [3].

У таблиці наведено прогнозовані характеристики 25-го циклу сонячної активності, розраховані за описаною вище схемою. Перший рядок таблиці містить очікуваний час максимуму 24-го циклу (наведено кілька значень, оскільки в даний час ще неможливо точно сказати, на який місяць припадатиме максимум згладженого місячного числа Вольфа), два нижні рядки – прогнозовані значення максимуму і тривалості фази росту 25-го циклу (у роках), отримані за "відомим" (5-й рядок таблиці) значенням активності у мінімумі циклу і рівняннями [15]

$$\begin{aligned} R_{\text{max}} &= 77.9 (\pm 13.7) + 6.0 (\pm 1.9) R_{\text{min}}, \\ T_{\text{rise}} &= 5.18 (\pm 0.40) - 0.156 (\pm 0.56) R_{\text{min}}. \end{aligned}$$

Варто відзначити, що ці дві останні залежності показані на рис. 1 і 2, наведених у нашій попередній роботі [15].

Порівнюючи останні чотири рядки таблиці, приходимо до висновку, що амплітуди і тривалості фази росту 25-го циклу, отримані за  $T_{\text{cycle}}(24)$  і  $R_{\text{min}}(25)$  майже співпадають.

**Таблиця. Прогнозовані параметри 24-го і 25-го циклів сонячної активності, розраховані за відомим часом максимуму 24-го циклу**

$T_{\max}(24)$	XI 2013	XII 2013	I 2014	II 2014	III 2014	IV 2014
$T_{\text{rise}}(24)$	4.92	5.00	5.08	5.17	5.25	5.33
$T_{\text{fall}}(24)$	6.40	6.35	6.30	6.25	6.20	6.15
$T_{\text{cycle}}(24)$	11.33	11.35	11.38	11.42	11.45	11.48
$R_{\min}(25)$	5.2	5.2	5.1	5.0	5.0	4.9
$R_{\max}(25)$	107.3	106.6	106.0	105.0	104.4	103.7
$T_{\text{rise}}(25)$	4.37	4.39	4.40	4.43	4.45	4.47
$R_{\max}(25)$	109.2	108.8	108.5	108.1	107.7	107.4
$T_{\text{rise}}(25)$	4.37	4.37	4.38	4.40	4.40	4.42

Із результатів розрахунків, що наведені в таблиці, випливає, що в одиницях місячних згладжених чисел Вольфа мінімум 25-го циклу становитиме біля 5 у квітні–червні 2020 р., а максимум – біля 105–110 у жовтні–грудні 2024 р. Тривалість фази росту активності у 25-му циклі буде близькою до 4.5 року. Якщо вважати, що максимум 24-го циклу по незгладжених і по згладжених місячних числах Вольфа співпадатиме і відповідатиме лютому 2014 р., то прогнозовані параметри 25-го циклу, виходячи із очікуваної тривалості 24-го циклу, матимуть наступні значення:  $R_{\min}(25) = 5.0 \pm 0.3$ ,  $R_{\max}(25) = 105 \pm 3$ ,  $T_{\text{rise}}(25) = 4.4 \pm 3.3$  pp.

Порівняння отриманих нами прогнозованих параметрів 25-го циклу із іншими існуючими на даний час прогнозами свідчить про те, що наш максимум циклу добре узгоджується із прогнозами робіт [6, 8]. Отриманий нами максимум 25-го циклу також, як і прогнози, наведені в роботах [6–9, 17], не підтверджує висновки Абдусаматова [1] чи Пенна і Лівінгстона [12] про значне зниження сонячної активності в 25-му циклі; навпаки, 25-й цикл буде дещо активнішим за 24-й. Настання чергового глибокого мінімуму сонячної активності, аналогічного мінімумам Дальтона чи Маундера, скорше за все, не очікується.

**Висновки.** Виходячи із поточної сонячної активності і приймаючи початок 2014 р. як час максимуму 24-го сонячного циклу, надалі можна знайти тривалість фази росту і спаду циклу, а отже і тривалість 24-го циклу, а потім, використовуючи тривалість циклу як прекурсор для наступного циклу, спрогнозувати параметри 25-го циклу. Отримано, що в одиницях місячних згладжених чисел Вольфа мінімум 25-го циклу становитиме біля 5 у квітні–червні 2020 р., а максимум – біля 105–110 у кінці 2024 р. 25-й цикл сонячної активності буде вищим за поточний 24-й цикл. Отримані результати не підтверджують настання чергового дуже глибокого мінімуму сонячної активності, аналогічного мінімумам Дальтона чи Маундера.

#### Список використаних джерел

1. Абдусаматов Х.И. Об оптимальном прогнозировании высоты следующего 11-летнего цикла активности и нескольких последующих циклов на основе долговременных вариаций радиуса Солнца или солнечной постоянной // Кинематика и физика небес. тел. – 2007. – Vol. 23, № 3. – С. 141–147.
2. 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. – Vol. 24, № 5. – С. 370–378.
3. Пішкало М. Характеристики 24-го циклу сонячної активності, отримані із тривалості 23-го циклу // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 2013. – Вип. 50. – С. 36–38.
4. Attia A.-F., Ismail H.A., Basurah H.M. A neuro-fuzzy modeling for prediction of solar cycle 24 and 25 // Astrophys. and Space Sci. – 2013. – Vol. 344, Iss. 1. – P. 5–11.
5. Clilverd M. A., Clarke E., Ulich T., Rishbeth H., Jarvis M. J. Predicting solar cycle 24 and beyond // Space Weather. – 2006. – Vol. 4. – S09005.
6. Du Z., Du Sh. The relation between the amplitude and descending time of a solar activity cycle // Solar Phys. – 2006. – Vol. 238, N 2. – P. 431–437.
7. Helal H.R., Galal A.A. An early prediction of the maximum amplitude of the solar cycle 25 // J. Adv. Res. – 2013. – Vol. 4, Iss. 3. – P. 275–278.
8. Hiremath K.M. Prediction of solar cycle 24 and beyond // Astrophys. and Space Sci. – 2008. – Vol. 314, Iss. 1–3. – P. 45–49.
9. Javaraiah J. Predicting the amplitude of a solar cycle using the North-south asymmetry in the previous cycle: II. An improved prediction for solar cycle 24 // Solar Phys. – 2008. – Vol. 252, N 2. – P. 419–439.
10. Kane R.P. Solar cycle predictions based on extrapolation of spectral components: An update // Solar Phys. – 2007. – Vol. 246, N 2. – P. 487–493.
11. Owens M.J., Lockwood M., Barnard L., Davis C.J. Solar cycle 24: implications for energetic particles and long-term space climate change // Geophys. Res. Lett. – 2011. – Vol. 38, Iss. 19. – L19106.
12. Penn M.J., Livingston W. Long-term evolution of sunspot magnetic fields / In: The Physics of Sun and Star Spots. – IAU Symp. – 2011. – Vol. 273. – P. 126–133.
13. Pevtsov A.A., Nagovitsyn Yu.A., Tlatov A.G., Rybak A.L. Long-term trends in sunspot magnetic fields // Astrophys. J. – 2011. – Vol. 742. – L36.
14. Pevtsov A.A., Bartello L., Tlatov A., Nagovitsyn Yu., Kilcik A. Solar cycle variations of sunspot magnetic field strengths from the Mount Wilson observatory // American Astron. Soc. – 2012. – AAS Meeting 220.
15. Pishkalo M.I. Prediction of solar cycle 24 using sunspot number near the cycle minimum // Solar Phys. – 2014. – Vol. 289, Iss. 5. – P. 1815–1829.
16. Quassim M.S., Attia A.-F., Elminir H.K. Forecasting the peak amplitude of the 24th and 25th sunspot cycles and accompanying geomagnetic activity // Solar Phys. – 2007. – Vol. 243, Iss. 2. – P. 253–258.
17. Rigizo N.R., Sauza Echer M.P., Evangelista H., Nordemann D.J.R., Echer E. Prediction of sunspot number amplitude and solar cycle length for cycles 24 and 25 // J. Atmosph. Solar-Terr. Phys. – 2011. – Vol. 73, Iss. 11–12. – P. 1294–1299.

Надійшла до редколегії 18.06.14

М. Пішкало, канд. физ.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

#### ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ ПРОГНОЗ ПАРАМЕТРОВ 25-го ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

На основании найденных ранее корреляционных связей и регрессионных соотношений между некоторыми характеристиками 1–24 циклов солнечной активности (Pishkalo, 2014: Solar Phys., vol. 289, 1815) дано прогноз 25-го цикла. Расчеты выполнены по схеме: время максимума 24-го цикла определяет длительность фазы роста цикла, далее находим ожидаемую продолжительность 24-го цикла и прогнозируемые параметры 25-го цикла. Получено, что минимум 25-го цикла в месячных числах Вольфа будет составлять около 5 в апреле–июне 2020 г., а максимум – около 105–110 в октябре–декабре 2024 г. 25-й цикл солнечной активности будет выше текущего 24-го цикла. Наступления глибокого минимума солнечной активности, похожего на минимумы Дальтона или Маундера, не ожидается.

Ключевые слова: солнечная активность, солнечный цикл.

M. Pishkalo, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### PRELIMINARY PREDICTION OF THE 25-th SOLAR CYCLE PARAMETERS

*Solar activity varies with a period of about 11 years. The solar activity variations cause changes in the interplanetary and near-Earth space. The whole space weather is mainly controlled by the solar activity. Changes in space weather affect the operation of space-borne and ground-based technological systems such as manned space flights, aero-navigation and space navigation, radars, high-frequency radio communication, GPS-navigation, ground power lines. The solar activity variations influence living organisms and the climate on Earth. That is why it is important to know the level of solar activity in a solar cycle in advance. Current solar activity is near the maximum of solar cycle 24. Maximal monthly sunspot number was 102.8 in February 2014 and smoothed one was 75.4 in November 2013 (preliminary). Taking it into account and using correlation relations and regression equations from (Pishkalo, 2014: Solar Phys., vol. 289, 1815) we can estimate duration of solar cycle 24 and then predict parameters of solar cycle 25. Precursors in our calculations are the estimated duration of solar cycle 24 and sunspot number at the end of the cycle. We found that minimum and maximum of solar cycle 25 in monthly sunspot numbers will amount to 5 in April–June of 2020 and 105–110 in October–December of 2024, respectively. Solar cycle 25 will be stronger than the current cycle 24. No very deep drop in solar activity similar to Dalton or Maunder minimums was predicted.*

**Key words:** Solar activity, solar cycle.

УДК 533.9.01

Yu. Tsap, Dr. Phys. and Math. Sciences  
Crimean Astrophysical Observatory, Ukraine,  
Yu. Kopylova, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, RF

### ON THE MAGNETIC FLUX CONSERVATION IN THE PARTIALLY IONIZED PLASMA

*The Ohm, Hall, and ambipolar diffusions in the partially ionized plasma are considered. It has been shown that the statement of Pandey and Wardle [1,2] that only the Ohm diffusion is capable to decrease the magnetic flux is not sufficiently correct due to the formal dependence of the magnetic diffusion on a selected frame of reference. The significance of understanding of the physical nature for the dissipation and diffusion of the magnetic field in the partially ionized plasma as well as consequences of obtained results are discussed.*

**Key words:** ionized plasma, magnetic flux.

**Introduction.** The magnetic field freezing to the plasma is one of the most fundamental property of the cosmic plasma. The frozen-in conditions suggest that the magnetic flux as well as the topology of the magnetic field lines are conserved. However, the notion of the magnetic freezing for the partially ionized plasma as distinguished from the fully ionized one becomes more complex. As a result, inferences of some authors turn out to be not well-grounded. For example, Pandey and Wardle [1,2] concluded that only the Ohm diffusion is capable to destroy the magnetic flux, whereas Pedersen and Hall ones redistribute the flux in the medium. Moreover, "total flux is conserved even in the presence of Ohm diffusion only if parallel current is absent in the medium" [1].

The goal of this paper is to reconsider these results in the case of the collisional partially ionized within the framework of the three fluid approximation.

**On the magnetic flux conservation in different frames of reference.** Using standard notation and neglecting by the viscosity, gas pressure, and gravitation, the momentum equations for the electrons (e), ions (i), and neutrals (n) can be written as

$$\frac{d\mathbf{V}_e}{dt} = -\frac{e}{m}\mathbf{E} - \frac{e}{mc}\mathbf{V}_e \times \mathbf{B} + \nu_{ei}(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) + \nu_{en}(\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_e); \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = \frac{e}{M}\mathbf{E} + \frac{e}{Mc}\mathbf{V}_i \times \mathbf{B} + \nu_{in}(\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_i) + \nu_{ie}(\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i); \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{V}_n}{dt} = \nu_{ni}(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n) + \nu_{ne}(\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n). \quad (3)$$

The system (1)-(3) implies the MHD momentum equation

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{c},$$

where  $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$  is the electric current density and the velocity of fluid as whole

$$\mathbf{v} = \frac{n\mathbf{V}_i + n_n\mathbf{V}_n}{n_i + n_n}. \quad (4)$$

Introducing the degree of the plasma ionization

$$F = \frac{n_n}{n + n_n}, \quad (5)$$

and taking into account the conservation of momentum

$$n\mathbf{v}_i + n_n\mathbf{v}_n = 0,$$

where  $\mathbf{v}_i = \mathbf{V}_i - \mathbf{v}$  and  $\mathbf{v}_n = \mathbf{V}_n - \mathbf{v}$  are the velocities of ions and neutrals relative to the center of mass, respectively, from (4) and (5) we find

$$\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n = \frac{\mathbf{v}_i}{F}. \quad (6)$$

Since  $d\mathbf{V}_n/dt \approx d\mathbf{v}/dt$  and  $v_{ne}/v_{ni} \approx m/M$ , in view of (4) from (3) it follows

$$\mathbf{v}_i = \frac{F}{v_{ni}} \frac{d\mathbf{v}}{dt}. \quad (7)$$

In turn, adding term by term (2) and (3), we have

$$en\mathbf{E} + \frac{en}{c} \mathbf{V}_i \times \mathbf{B} = \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{Mv_{ie}}{e} \mathbf{j} - n_n M v_{ne} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n), \quad (8)$$

where  $\mathbf{v}_e = \mathbf{V}_e - \mathbf{v}$ . Whence, taking into account the MHD momentum equation and the equalities

$$Mv_{ie} = mv_{ei}, \quad n_n M v_{ne} = nmv_{en}, \quad n_n v_{ni} = nv_{in},$$

assuming  $|\mathbf{v}_e| \gg |\mathbf{v}_n|$ , we can get the generalized Ohm's law in a frame of reference connected with ions

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}}{c} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{enc}, \quad (9)$$

where the electric conductivity is

$$\sigma = \frac{ne^2}{m(v_{ei} + v_{en})}.$$

On the other hand, since the ion velocity  $\mathbf{V}_i = \mathbf{v}_i + \mathbf{v}$ , equation (9) can be rewritten as

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} = -\frac{\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}}{c} + \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{enc}. \quad (10)$$

According to the MHD momentum equation and (7), this implies

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} = -\frac{F^2}{c^2 n_n M v_{ni}} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{enc}. \quad (11)$$

In turn, the generalized Ohm's law in a frame of reference connected with electrons using equation (1) can be represented as

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}}{c} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma}. \quad (12)$$

We obtain three generalized Ohm's law for ions (9), plasma as a whole (11), and electrons (12). However, equation (11) can be only used for the magnetic diffusion description in the collisional plasma. Really, in order to find the power of the Joule dissipation  $Q$  we must subtract the mechanical energy caused by the Ampere force from the work of the electric field applied to the electric current, i.e.

$$Q = \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} - \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{c} \cdot \mathbf{v} = \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \mathbf{j} = \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{j}. \quad (13)$$

Thus, the generalized Ohm's law in a frame of reference connected with plasma as a whole (11) correctly describes the energy losses of the magnetic field.

Assuming  $\mathbf{j} = \mathbf{j}_{\parallel} + \mathbf{j}_{\perp}$ , equations (9), (11) and (12) can be written as

$$\mathbf{E} + \frac{(\mathbf{V}_e + \mathbf{V}_0) \times \mathbf{B}}{c} = \frac{\mathbf{j}_{\parallel}}{\sigma}; \quad (14)$$

$$\mathbf{E} + \frac{(\mathbf{V}_i + \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_H) \times \mathbf{B}}{c} = \frac{\mathbf{j}_{\parallel}}{\sigma}; \quad (15)$$

$$\mathbf{E} + \frac{(\mathbf{v} + \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_H + \mathbf{V}_A) \times \mathbf{B}}{c} = \frac{\mathbf{j}_{\parallel}}{\sigma}. \quad (16)$$

Here the formal velocities

$$\mathbf{V}_0 = \frac{c \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{b}}{\sigma B}, \quad \mathbf{V}_H = -\frac{c \mathbf{j}}{en}, \quad \mathbf{V}_A = \frac{F^2}{c^2 n_n M v_{ni}} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}),$$

and  $\mathbf{B} = b\mathbf{B}$ .

Pandey and Wardle [1,2] in terms of equations (14)-(16) assumed that only the Ohm diffusion caused by the parallel electric current  $\mathbf{j}_{\parallel}$  can change the field topology as well as the magnetic field flux caused, for example, by the magnetic reconnection [3] since at  $\sigma \rightarrow \infty$  the generalized Ohm's law in any frames of reference can be written as (see, e.g., [3])

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} = 0.$$

where  $\mathbf{V}$  is the arbitrary velocity.

In our view, this approach is not quite correct because the flux transport velocities  $\mathbf{V}_e + \mathbf{V}_0$ ,  $\mathbf{V}_i + \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_H$ ,  $\mathbf{v} + \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_H + \mathbf{V}_A$  describe the formal frames of reference, for which the magnetic flux is conserved at  $\mathbf{j}_{\parallel} = 0$ . As it follows from (13) only the generalized Ohm's law in a frame of reference connected with the plasma motion as a whole has the physical sense. It describes the real energy losses of the magnetic field due to collisions between ions, neutral atoms, and electrons. This means that the magnetic flux is not conserved. Really, taking into account the total time derivative of the magnetic flux in the general case, according to Faraday's law

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$



and the generalized Ohm's law (11), for the magnetic flux in a frame of reference associated with the fluid as a whole we have

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int \mathbf{B} dS = \frac{F^2}{nMc v_{in}} \oint (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} dl - \frac{c}{\sigma} \oint j dl - \frac{1}{en} \oint \mathbf{j} \times \mathbf{B} dl. \quad (17)$$

Equation (17) suggests the magnetic flux is not conserved due to Ohm, Hall and ambipolar diffusions. Note that the Hall diffusion as distinguished from the Ohm and ambipolar ones is not associated with collisions. It occurs because of the generation of the electric current caused by the charge separation arising due to different signs of the charge for electrons and protons.

### Conclusions

1. The magnetic dissipation in the partially ionized plasma can occur not only due to the Ohm dissipation but also under action of the ambipolar diffusion.
2. The magnetic flux is not conserved in the partially ionized plasma because of the Hall and ambipolar diffusions.
3. The formal approach to the magnetic field diffusion in the partially ionized plasma can give rise to the hard paradoxes.

This work was supported by the Marie Curie IRSES–GA–295272–RADIOSUN, the State Foundation for Basic Research of Ukraine (project No F53.2/099), and the Russian Foundation for Basic Research (project No 13-02-90472).

### Список використаних джерел

1. Pandey B.P., Wardle M. Magnetorotational instability in magnetic diffusion dominated accretion discs // MNRAS. – 2012. – V.423, N 1. – P.222-235.
2. Pandey B.P., Wardle M. Hall instability of solar flux tubes in the presence of shear flows // MNRAS. – 2012. – V.426, N 2. – P.1436-1443.
3. Nickeler D.H., Karlicky M. Are heliospheric flows magnetic line- or flux-conserving? // Astrophys. Space Sci. Trans. – 2006. – V.2, N 2. – P.63-72.

Надійшла до редколегії 08.07.14

Ю. Цап, д-р фіз.-мат. наук  
Кримська астрофізична обсерваторія, Україна,  
Ю. Копилова, канд. фіз.-мат. наук  
Головна (Пулковська) астрономічна обсерваторія, РФ

### ПРО СБЕРЕЖЕННЯ МАГНІТНОГО ПОТОКУ В ЧАСТКОВО ІОНІЗОВАНІЙ ПЛАЗМІ

*Розглянуто омичну, холівську та амбіполярну дифузію у частково іонізованій плазмі. Показано, що твердження Пандея та Вардла [1,2] про те, що тільки омична дифузія є наслідком формальної залежності узагальненого закону Ома від обраної системи координат здатна зменшити магнітний потік є недостатньо коректною. Обговорюється важливість розуміння фізичної сутності дисипації та дифузії магнітного поля в частково іонізованій плазмі, а також наслідки отриманих результатів.*

*Ключові слова: іонізована плазма, магнітний потік.*

Ю. Цап, д-р. физ.-мат. наук  
Крымская астрофизическая обсерватория, Украина,  
Ю. Копилова, канд. физ.-мат. наук  
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, РФ

### О СОХРАНЕНИИ МАГНИТНОГО ПОТОКА В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

*Рассмотрена омическая, холловская и амбиополярная диффузия в частично ионизованной плазме. Показано, что утверждение Пандея и Вардла [1,2] о том, что только омическая диффузия вследствие формальной зависимости обобщенного закона Ома от выбранной системы координат способна уменьшить магнитный поток является недостаточно корректным. Обсуждается важность понимания физической сущности диссипации и магнитного поля в частично ионизованной плазме, а также следствия полученных результатов.*

*Ключевые слова: ионизированная плазма, магнитный поток.*

УДК 521.96

В. Андрук, наук. співроб.  
ГАО НАН України,  
Л. Казанцева, канд. фіз.-мат. наук, А. Казанцев, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ,  
Л. Пакуляк, канд. фіз.-мат. наук, А. Яценко, д-р фіз.-мат. наук  
ГАО НАН України

### ОБРОБКА АСТРОНОМІЧНИХ ФОТОНЕГАТИВІВ СКЛОТЕКИ АО КНУ В РАМКАХ ПРОЕКТУ УКРВО

*В статті розглянуто сучасний стан робіт з систематизації, електронної каталогізації, оцифруванні та перерахуванні колекції астрономічних фотознімків АО КНУ в рамках всеукраїнського та міжнародного проекту Віртуальної обсерваторії. Характеризуються оцінки позиційної та фотометричної точності окремих фотоплатівок, результати пошуків оптимальних методик та підходів обробки.*

*Ключові слова: фотонегативи, УкрВО.*

### Вступ

Астрономія, як і більшість природничих наукових галузей, при стрімкому розвитку інформаційних технологій зіткнулась з проблемою накопичення, зберігання, передачі та перетворення у загальнодоступний, зручний у використанні, придатний для швидкого пошуку вигляд здобутої зі спостережень інформації. Але тривалі часові проміжки спостережних програм, що так важливі для виявлення певних закономірностей близького та далекого навколосемного простору, а також зміни методів та засобів спостережень накладають свій відбиток на сумісність та рівнозначність отриманих даних. Зокрема це стосується об'ємного інформаційного пласту фотографічної астрономії. Ще наприкінці ХХ ст. проблема використання таких даних стала зрозумілою і було піднято питання про необхідність ката-

логізації, систематизації та переведення збережених фотонегативів у цифрову форму [12,10]. Ця задача почала активно втілюватися з появою спеціальної робочої комісії МАС у 1991 р. та міжнародного проекту Бази даних широкоформатних платівок, розпочато в Софії. На початок другого десятиліття XXI ст. систематизовано майже 450 архівів і каталогізовано понад 2,2 млн. знімків [15,11,9]. Доступно для використання вже понад 300 тис. оцифрованих зображень періоду 1872-2005 рр.

З'явилися роботи з переопрацювання старих фотографічних спостережень [13,16]. Для накопичення та можливості оперативного обміну астрономічними даними у 2002 р. запрацював міжнародний проект Асоціації віртуальних обсерваторій, до якого у 2011 підключилась і Українська віртуальна обсерваторія (УкрВО) [6,1].

Проект УкрВО, який на 5-му з'їзді Української астрономічної асоціації був визначений як пріоритетний напрямок астрономічних досліджень в Україні на 2009-2016 рр., передбачає, серед іншого, переведення в цифровий формат збережених результатів фотографічних спостережень XX століття, систематизацію, детальну каталогізацію зображень та їхнє переопрацювання на основі сучасних каталожних та ефемеридних даних, новітніх методів та математичних підходів.

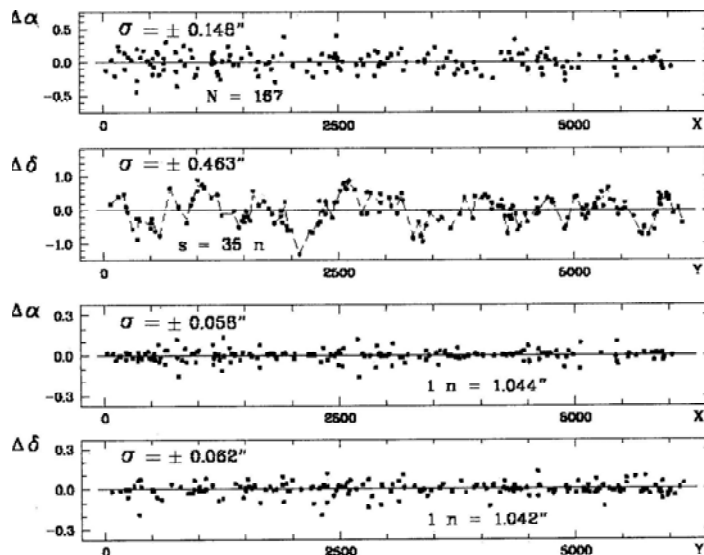
**Опис методики та попередні результати**

Київська університетська астрономічна обсерваторія розпочала фотографічні спостереження ще наприкінці XIX ст. [8]. Після двох евакуацій обсерваторії збереглися далеко не всі матеріали. Вціліла колекція налічує близько 20 тис. знімків на скляних платівках та плівках різного формату, отриманих на понад 40 інструментах безпосередньо в Києві, на спостережних станціях обсерваторії та в експедиціях. Етап систематизації колекції склотеки АО КНУ виконано, знімки розділено на серії в залежності від певних параметрів (програма спостережень, інструмент, методика, період, емульсія та ін.). Тривають ототожнювальні роботи [4], електронна каталогізація даних спостережень до об'єднаного цифрового архіву УкрВО [14]. Паралельно розпочато пошукові роботи з переопрацювання даних попередніх астрономічних спостережень. Особливий інтерес викликають знімки тіл Сонячної системи (планет, астероїдів, комет).

Враховуючи тривалий часовий проміжок колекції, використання різних інструментів та типів емульсій, методів спостережень, стану збереженості знімків, для подальшої обробки отриманої інформації важливо оцінити точність даних та виробити підходи для визначення їхнього значущості у випадку спільного використання. При цьому, перш за все, варто знати похибки сканування та можливості програмного забезпечення для усунення цих похибок.

За різними оцінками власні похибки планшетних сканерів можуть досягати до 0.5 пікселя (px) в положеннях та до 0.15<sup>m</sup> у визначенні блиску [5,7]. Дослідження сканера та розробка спеціальних методик усунення інструментальних похибок дозволяють значно покращити результат. Такі роботи виконані в ГАО НАН України. Запропоноване програмне забезпечення обробки відсканованих зображень дозволяє зменшити випадкові похибки в інструментальній системі до 0.035 px для координат та 0.011<sup>m</sup> для блиску при скануванні з роздільною здатністю 1200 dpi сканерами Microtek ScanMaker 9800 XL TMA [3] та Epson Expression 10000XL [2].

Для тестової оцінки астрометричної точності знімків, отриманих на астрографі Мерца-Репсольда АО КНУ (D=0.2 м, F=4.3 м), було обрано платівку № 337004 з зоряним полем в околі радіоджерела ISRS 1807+6949, датовану 1.06.1990 р. (спостерігач Пасечник С.В.). Оцифроване на планшетному сканері Microtec ScanMaker 9800 XL TMA зображення зоряного поля у вигляді fits-файлу оброблялось в програмному середовищі LINUX/MIDAS/ROMAFOT комплексом програм ГАО НАН України. Для телескопа з масштабом M=48"/мм при скануванні з розділенням 1200 dpi масштаб сканування становить приблизно 1.043"/1 px, а точність отриманих екваторіальних координат для зір каталогу TYCHO-2 складає 0.06" (рис. 1).



**Рис. 1.** Хід різниць між вимірними та каталожними координатами для прямих сходжень  $\alpha$  та схилень  $\delta$  зір каталогу TYCHO-2 (I та II панель зверху), і ті ж різниці після врахування інструментальних похибок (III та IV панель) по полю платівки в пікселях

Фотометрична точність того ж інструмента оцінювалась за негативами знімків скупчення Плеяди (M45), отриманими 01.09.1988 р. (спостерігач Мазур В.Й). Досліджувалась платівка з двома експозиціями різної тривалості. Помилка редукції для B-системи фотоелектричних стандартів при довшій та коротшій експозиціях склала 0.17<sup>m</sup>, коефіцієнт контрастності фотоемульсії  $\gamma = 0,80$ , граничні зоряні величини зареєстрованих зір при довшій та коротшій експозиціях складають відповідно 16<sup>m</sup> та 13<sup>m</sup> (рис. 2).

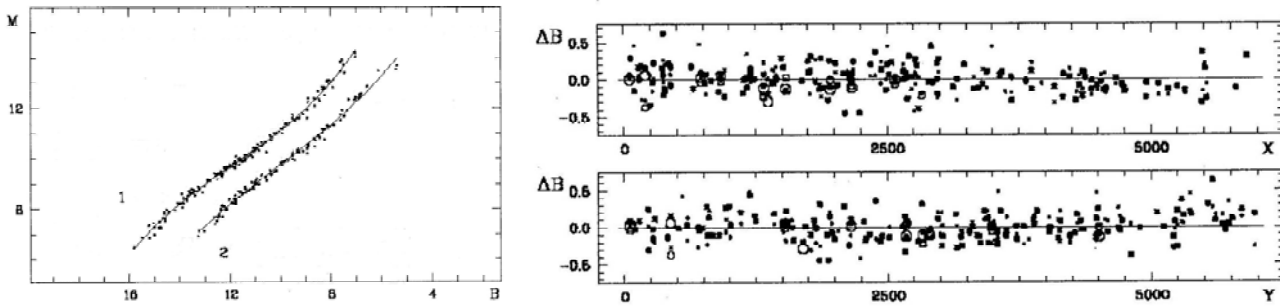


Рис.2. Вид характеристичних кривих для довшої (1) та коротшої (2) експозиції астронегативу № 355003 та хід фотометричних різниць між визначеними та каталожними зоряними величинами ( $\Delta B$ ) по полю платівки

Знімок № 29001, експонований 1.01.1941 на двокамерному астрографі Абастуманської обсерваторії ( $D=0.2$  м,  $F=1.0$  м, спостерігач Є.Харадзе) сканувався сканером Epson Expression 10000XL в положенні  $0^\circ$  та  $90^\circ$  (просторове розділення 1200 dpi,  $1 \text{ px}=3.25''$ ). Обробка здійснювалась за тією ж стандартною методикою. Послідовно визначались: прямокутні координати X та Y в системі координат сканера та фотометричні величини зареєстрованих об'єктів в інструментальній системі. Далі виконувались корекція за інструментальні похибки сканера та ототожнення і отримання опорного астрометричного каталогу на основі ТУСНО-2. Усереднені значення екваторіальних координат і зоряних величин в системі каталогу ТУСНО-2 отримувались після врахування розподілу аберації оптики по полю платівки. При цьому програма передбачала: пошук, відмітку та реставрацію перетриманих зображень, пошук та видалення шумів заданого рівня, аналіз здвоєних зображень, виключення фотометричної похибки по полю платівки. Отримані результати показують, що астрометрична точність сканування платівок залежить від направлення сканування (рис.3).

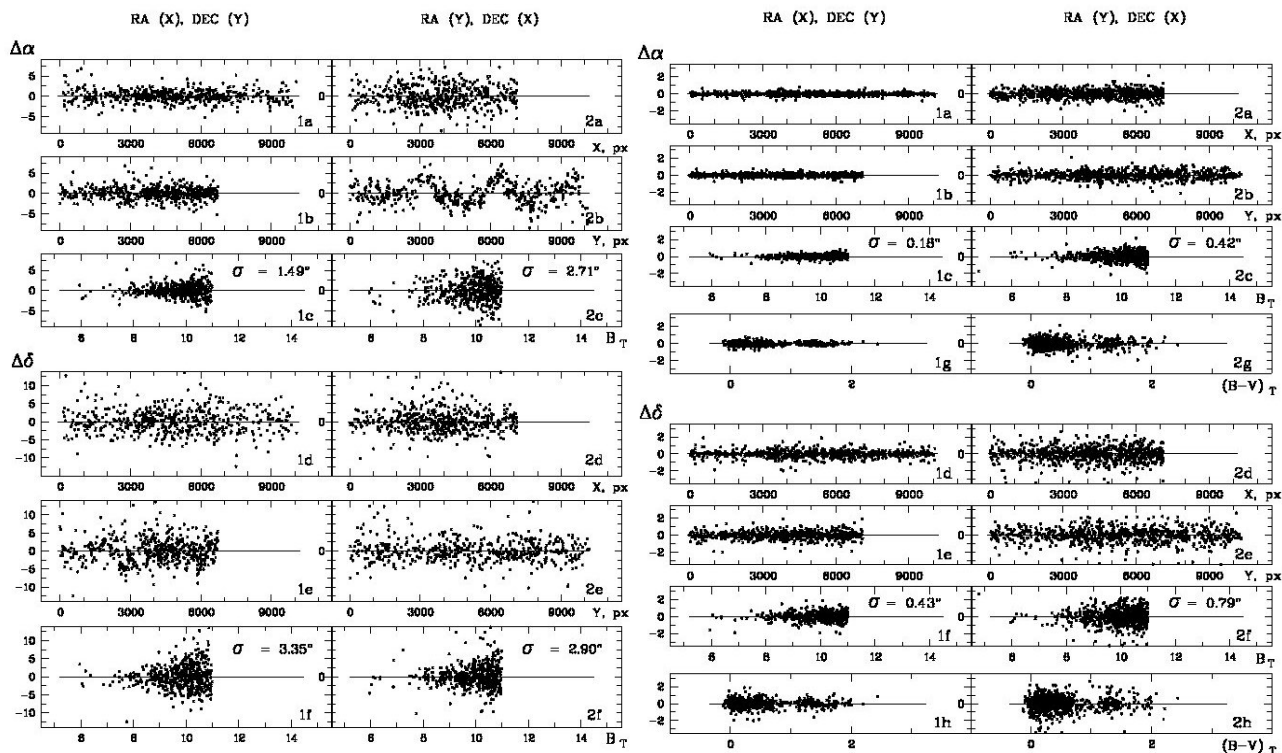


Рис. 3. Хід остаточних різниць  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\delta$  між вимірними та каталожними координатами для прямих сходжень  $\alpha$  та схилень  $\delta$  відносно прямокутних координат X, Y та зоряних величин  $B_T$  до внесення корекції за інструментальні похибки сканера та після для двох положень платівки, що різняться поворотом на  $90$  градусів (ліва та права панелі)

Враховуючи, що дана платівка має великий часовий інтервал (приблизно 50 років) між епохою отриманням зображень і епохою каталогу, було проведено оцінку впливу на точність вибірки опорного каталогу по зоряним величинам. Методом перебору варіантів було створено опорний каталог ТІСНО-2 до  $11.5^m$  як оптимальний (табл. 1, рис. 4).

Таблиця 1. Вибіркі зірок по зоряним величинам для створення опорного каталогу обробки платівки № 29001

Вибіркі зір опорного каталогу	Сканування $0^\circ$			Сканування $90^\circ$		
	$\sigma_\alpha$	$\sigma_\delta$	К-сть зір на платівці	$\sigma_\alpha$	$\sigma_\delta$	К-сть зір на платівці
<9m	$\pm 0.183$	$\pm 0.194$	94	$\pm 0.282$	$\pm 0.325$	100
<10	0.169	0.326	266	0.314	0.608	283
<11	0.180	0.430	588	0.420	0.789	685
<12	0.303	0.570	980	0.801	1.375	1301
<13	0.403	0.795	1077	0.911	1.569	1461

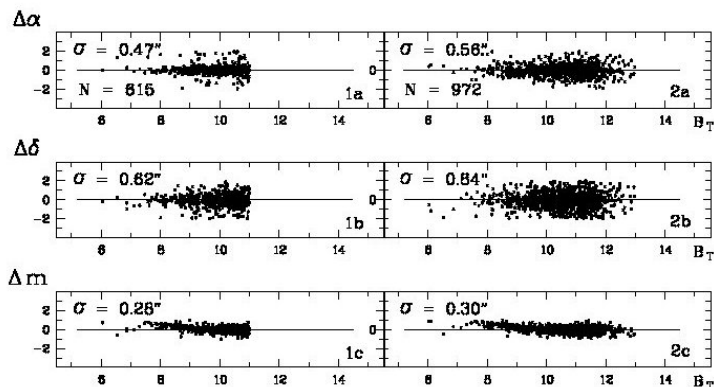


Рис. 4. Хід різниць усереднених значень екваторіальних координат  $\alpha$ ,  $\delta$  та зоряних величин в системі каталогу ТУСНО-2 у випадку використання вибірок зір опорного каталогу до  $BT < 11^m$  і  $BT < 13^m$  (ліва та права панелі).

Розподіл аберацій оптики телескопа теж показує відмінності залежно від напрямку сканування платівки (рис.5). Аберації отримані як різниця вимірних координат  $\alpha$ ,  $\delta$  для випадків поліномної та лінійної моделей обчислення тангенціальних координат.

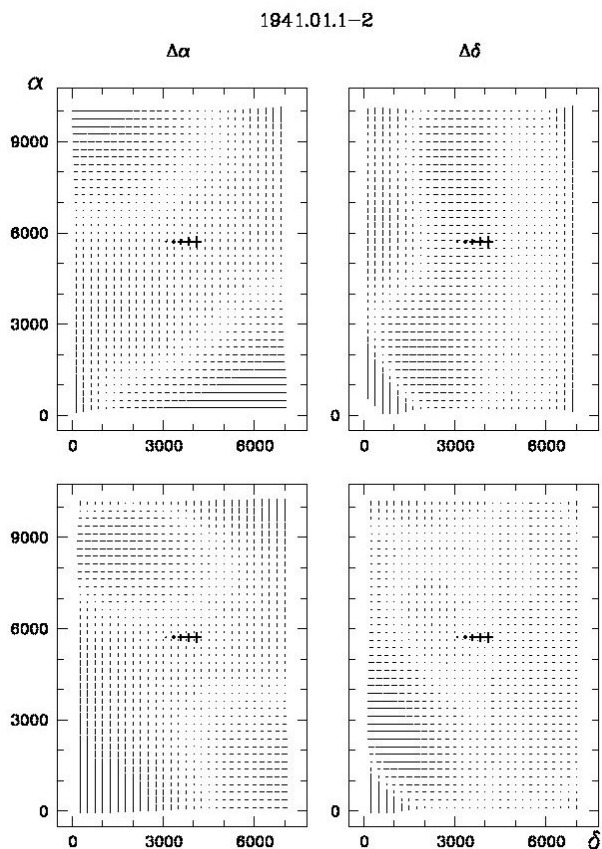


Рис. 5. Двомірний розподіл аберацій оптики телескопа  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\delta$  по полю платівки для двох варіантів напрямку сканування (верхня та нижня панель, в пікселях по полю платівки)

**Висновки**

Проведені пошукові дослідження показують, що сучасна обробка колекцій астрономічних фотографічних зображень вимагає одночасно як індивідуального підходу практично до кожної серії спостережень залежно від її характеристик, так і узагальнених стандартизованих методик для сумісності і рівнозначності отриманих даних. Багато висновків потребують підтвердження на розширених рядах обробок, порівняльного аналізу різних методик та розробок.

**Список використаних джерел**

- Андрук В.Н., Пакуляк Л.К., Головня В.В. и др. Астроинформационный ресурс Украинской виртуальной обсерватории (УкрВО): объединенный архив данных наблюдений, научные задачи и программное обеспечение // Кинемат. и физ. небесн. тел. – 2012. – Т. 28, N2. – С.59-80.
- Андрук В., Иванов Г., Яценко А. та ін. Астрометрія платівок ПША, оцифрованих двома типами сканерів, розділення зображень зір двох експозицій // Вісн. Київ. Ун-ту. Астрон. – 2012. – № 48 – С. 11-13.

3. Головня В., Андрук В., Яценко А. Астрометрия платівок ПША, оцифрованих сканером MICROTEK SCANMAKER 9800XL TMA // Журнал фізичних досліджень. – 2010 – Т.14, № 2. – С. 2902-1 – 2902-8.
4. Казанцева Л.В. Способы восстановления недостающих данных параметров астрономических фотографических наблюдений // Тезисы докладов Всероссийской астрометрической конференции "Пулково-2012", 1-5 октября 2012, Пулково, Россп. – 2012. – С.25.
5. Миронов А.В., Николаев Ф.Н., Тучин М.С. и др. Астрометрия и фотометрия звезд по сканам пластинок фототеки ГАИШ (первые опыты) // Известия Одесской астрономической обсерватории. – 2007. – №20(2). – С. 81–83.
6. Пакуляк Л.К., Сергеева Т.П., Вавилова И.Б. Украинская виртуальная обсерватория (УкрВО). Современное состояние и перспективы развития объединенного архива наблюдений // Космічна наука і технологія. – 2011. – Т.17, N4. – С.74–91.
7. Поляков Е. В., Федотов Л.А. Высокоточное сканирование для электронных астрономических коллекций // Электронные библиотеки: перспективные методы и технологии, электронные коллекции. – Ярославль: Ярославский гос. ун-т им. П. Г. Демидова, 2006 – С. 323-329.
8. Фогель Р.Ф. Применение фотографии к решению астрономических вопросов. – К. 1894. – 9 с.
9. Cline J. D., Castelaz M., Barker T. Recent Activity at the Astronomical Photographic Data Archive // Bul. AAS. – 2011. – Vol. 43.
10. Griffin E. Archiving observations: individual and corporate efforts // Baltic Astronomy. – 1997. – V.6 – P. 287-289.
11. Griffin R. E. Data Archiving: The Perspective of the IAU// Preserving Astronomy's Photographic Legacy: Current State and the Future of North American Astronomical Plates. ASP Conference Series. – 2009. – Vol. 410. – P.9.
12. Hauck B. Data in astronomy // Automated data retrieval in astronomy; Proceedings of the Sixty-fourth Colloquium, Strasbourg, France, July 7-10, 1981. – 1982. – P. 217-225.
13. Kolesnikova D., Sat L., Sokolovsky K. et al. New Variable Stars on Digitized Moscow Collection Plates. Field 66 Ophiuchi (Northern Half) // Acta Astronomica. – 2008. – Vol. 58. – P. 279–292.
14. Pakuliak L.K., Andruk V.M., Kazantseva L.V., Virun N. Photographic Archives of Ukrainian Observatories: Digitizing a Heritage. IAU Symp. No.285 "New Horizons in Time- Domain Astronomy", Oxford, UK, Sept. 19- 23,2011, Proc. – Camb.: Univer. Press – 2012. – P.389-391.
15. Tsvetkov M. Making Astronomical Photographic Data Available: The European Perspective // Preserving Astronomy's photographic legacy ASP Conference Series. – 2009. – Vol. 410. – P. 15.
16. Vogt N., Kroll P., Splittgerber E. A photometric pilot study on Sonneberg archival patrol plates. How many "constant" stars are in fact long-term variables? // Astron. and Astrophys. – 2004. – V.428. – P. 925–934.

Надійшла до редколегії 26.05.14

**В. Андрук, науч. сотр.**  
 ГАО НАН України,  
 Л. Казанцева, канд. фіз.-мат. наук, А. Казанцев, канд. фіз.-мат. наук  
 КНУ імені Тараса Шевченка, Київ,  
 Л. Пакуляк, канд. фіз.-мат. наук, А. Яценко, д-р фіз.-мат. наук  
 ГАО НАН України

#### ОБРАБОТКА АСТРОНОМИЧЕСКИХ ФОТОНЕГАТИВОВ СТЕКЛОТЕКИ АО КНУ В РАМКАХ УКРВО

*В статье рассмотрено современное состояние работ по систематизации, электронной каталогизации, оцифровке и переработке коллекции астрономических фотоснимков АО КНУ в рамках всеукраинского и международного проекта Виртуальной обсерватории. Характеризуются оценки позиционной и фотометрической точности отдельных фотопластин, результаты поиска оптимальных методов и подходов к обработке.*

*Ключевые слова: фотонегативы, УкрВО.*

**V. Andruk, Res. Fell.**  
 MAO NAS of Ukraine,  
 L. Kazantseva, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, A. Kazantsev, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
 Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv,  
 L. Pakuliak, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, A. Yatsenko, Dr. Phys. and Math. Sciences  
 MAO NAS of Ukraine

#### PROCESSING ASTRONOMICAL PHOTOGRAPHIC NEGATIVES AO KNU WITHIN UKRVO

*The present state of organizing, electronic cataloguing, digitizing and re-processing of the AO KNU collection of astronomical photographs were considered in the paper. The consideration was carried out in the framework of the national and the international project of the Virtual Observatory. It was discussed the position and the photometric accuracy of certain photographic plates, the search results for the optimal methods and the treatment approaches.*

*Keywords: photographic negatives, UkrVO.*

УДК 523.24

А. Казанцев, канд. фіз.-мат. наук, Л. Казанцева, канд. фіз.-мат. наук  
 КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ВИЯВЛЕННЯ НЕГРАВІТАЦІЙНОГО ЕФЕКТУ ЗА ВЕЛИКИМИ МАСИВАМИ ДАНИХ АЛЬБЕДО ТА РОЗМІРІВ АСТЕРОЇДІВ

*На основі бази WISE, що містить альbedo й розміри понад 100000 астероїдів, проведено коректний відбір сімейств астероїдів. Виявлено статистично значиме зменшення середнього значення альbedo при збільшенні великої півосі орбіт в середині сімейств, що вказує на дію певного негравітаційного ефекту (НГЕ). Проведені чисельні розрахунки еволюції орбіт астероїдів. Порівняння результатів розрахунків з даними каталогів також вказує на дію подібного НГЕ. Такі результати підтверджують висновки попередніх досліджень авторів, отриманих на основі бази даних IRAS, що містить 2228 альbedo й розмірів астероїдів.*

*Ключові слова: негравітаційний ефект, альbedo, астероїд.*

#### Вступ

Ще в кінці 19-го століття було встановлено, що розподіл  $p$  альbedo астероїдів вдовж головного поясу далекий від рівномірного. У внутрішній частині поясу середнє значення альbedo тіл помітно вище, ніж в зовнішній. Більше того, нерівномірність розподілу альbedo астероїдів простягається й за межі головного поясу. Так, тіла групи Вірджинії (Virginia), що розташовані в зоні 1.90 – 1.96 а.о. мають в середньому найвищі значення альbedo, а астероїди групи Гільди (3.85 – 4.10 а.о.) та Троянці Юпітера (5.0 – 5.5 а.о.). Така особливість стала одним з головних аргументів проти гіпотези утворення поясу астероїдів в результаті руйнування одного тіла. Адже при руйнуванні окремого тіла напрямки розльоту уламків не повинні залежати від їх альbedo. Варто зазначити, що спад середнього значення альbedo із збільшенням

великих півосей орбіт астероїдів відбувається за рахунок зменшення відносної кількості високоальбедних тіл при більших  $a$ . Орбіти низкоальбедних тіл розташовані вздовж всієї шкали великих півосей (рис.1). Тут використані дані бази IRAS [7]. Пунктиром позначена усереднена залежність  $p(a)$  в межах головного поясу.

В наших попередніх публікаціях [2 – 4] було вказано на існування в Сонячній системі певного НГЕ, що приводить до просторового розділення астероїдів з різними альбедо. Такий висновок було зроблено на основі чисельних розрахунків еволюції орбіт астероїдів, аналізу розподілів "альbedo – велика піввісь" для окремих сімейств астероїдів та нев'язок в астероїдних каталогах.

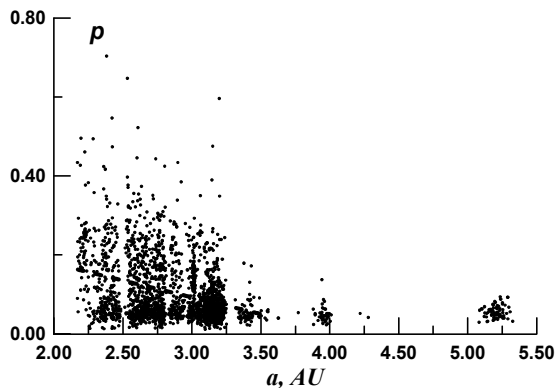


Рис. 1. Залежність  $p(a)$  за даними бази IRAS

Чисельні розрахунки виконувались для астероїдів головного поясу від 1996 р. до 2006 р. Перераховані елементи орбіт на 2006 р. зрівнювалися із відповідними елементами в каталогах на ту ж епоху. В каталожних великих півосях орбіт  $a_{ct}$  враховані спостереження астероїдів на інтервалі від 1996 р. до 2006 р., тобто й всі можливі НГЕ. А перераховані значення  $a_{cl}$  визначаються лише гравітаційними збуреннями планет та крупних астероїдів. Тому різниця  $da = a_{ct} - a_{cl}$  може свідчити про дію певного НГЕ. На реальність існування такого ефекту вказують отримані статистично значимі усереднені залежності  $da(p)$ . Причому,  $da$  зменшується із збільшенням альбедо. Це означає, що великі півосі орбіт астероїдів з меншими значеннями  $p$ , в середньому збільшуються порівняно з великими півосями орбіт астероїдів з більшими альбедо.

Зазначений НГЕ було виявлено також за розподілами  $p(a)$  для окремих сімейств астероїдів. Загально визнано, що кожне сімейство астероїдів утворене в результаті руйнування одного тіла. Оскільки, напрямки розльоту уламків не можуть залежати від їх альбедо, то для чіткого виявлення НГЕ потрібні великі масиви даних альбедо й розмірів астероїдів. Тобто, усереднена залежність  $p(a)$  має бути горизонтальною. В роботі [2] виявлено спадні залежності  $p(a)$  для кількох сімейств. Отже залежності  $p(a)$  для окремих сімейств підтверджують дію такого ж НГЕ, яка проявляється за результатами еволюції орбіт.

Фізична природа даного НГЕ в даній роботі не аналізується. Це предмет окремої публікації. Тут головне показати наслідки його дії. Якщо за орбітальними характеристиками буде доведено діє саме НГЕ, то далі постане питання про пошук фізичного механізму. Можна зауважити, що даний НГЕ викликає просторове розділення відносно невеликої частини астероїдів. Тому для чіткого виявлення НГЕ потрібні великі масиви даних альбедо й розмірів астероїдів.

В публікаціях [2-4] використана база даних IRAS [7], яка містить значення альбедо й розмірів 2228 астероїдів. В 2011 р. опублікована база даних WISE [5], яка містить значення альбедо й розмірів понад 100 тисяч малих планет. Такий чисельний масив можна використати для перевірки отриманих раніше висновків та підтвердження реальності дії в поясі астероїдів зазначеного НГЕ.

#### Виявлення дії НГЕ за сімействами.

Для побудови коректних залежностей  $p(a)$  окремих сімейств потрібен коректний відбір самих сімейств астероїдів. Сімейства астероїдів виділяють за підвищеною концентрацією орбіт в координатному просторі власних елементів  $a' - e' - i'$ . Крім того, існують додаткові методи для виділення сімейств. Наприклад, метод ієрархічного кластерування [8], в якому враховуються взаємні відстані та швидкості тіл.

На сьогодні за наявності великих масивів даних розмірів астероїдів досить ефективним методом відбору сімейств можуть бути розподіли розмірів за великими півосями орбіт в окремих сімействах. Як вже зазначено вище, кожне сімейство астероїдів утворене в результаті руйнування одного тіла (батьківського). Уламки розлітаються в різні напрямки із швидкостями від кількох десятків до кількох сотень метрів за секунду. Малі уламки в середньому розлітаються з більшими швидкостями, ніж великі. Тому великі півосі орбіт дрібних тіл будуть сильніше відрізнятися від великої півосі орбіти батьківського тіла. Отже розподіл розмірів тіл сімейства за великими півосями орбіт  $D(a)$  повинне мати центральний максимум зі спадаючими крилами в обидва боки. Наявність саме такого розподілу для відібраних тіл може свідчити про коректність відбору та наявність сторонніх астероїдів (інтерлопів).

У даній роботі зроблено аналіз сімейств, приведених в публікації [6], із застосуванням розподілів  $D(a)$  для кожного сімейства. Кількість відібраних в [6] сімейств становить 76, а загальна чисельність віднесених до них астероїдів – понад 38000. Усі тіла включені в базу WISE [5]. Назви сімейств відповідають номерам найбільшого астероїда за каталогом Міжнародного центру малих планет (MPC).

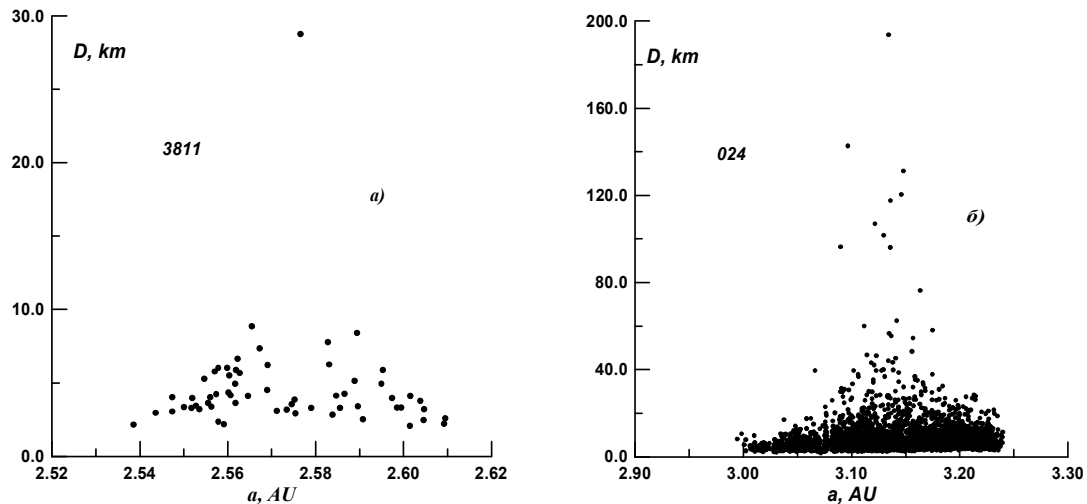


Рис. 2. Зразки розподілів  $D(a)$  для сімейств:  
а) коректно відібране й не зрізане; б) коректно відібране й зрізане резонансом

Виконаний аналіз сімейств показав, що значна частина сімейств відібрана некоректно. В двадцяти випадках розподіли  $D(a)$  зовсім не схожі на ті, які мали б утворитися при руйнуванні окремого тіла. В дванадцяти сімействах видно помітну кількість інтерлопів. Все ж, для більшої частини сімейств (44) розподіли  $D(a)$  відповідають очікуванім, а кількість інтерлопів незначна (наприклад сімейство 3811, рис.2, а). Разом з тим, 23 сімейств з цих 44 в тій чи іншій мірі зрізані дією резонансів з Юпітером. Так, праве крило сімейства 24 (Феміди) на 40% зрізане резонансом 2 : 1 (рис. 2, б).

Як зазначено вище, прояв НГЕ можна виявляти за розподілами  $p(a)$  для окремих сімейств. В нашому випадку такі розподіли доцільно будувати лише для коректно відібраних сімейств та не зрізаних резонансами. Для інших сімейств розподіли  $p(a)$  не будуть відображати можливий вплив НГЕ саме на дане сімейство в цілому.

Для кожного з 21 коректно відібраних та не зрізаних резонансами сімейств будувались усереднені лінійні залежності  $p(a)$  типу

$$p = b_1 \times a + b_0 \quad (1)$$

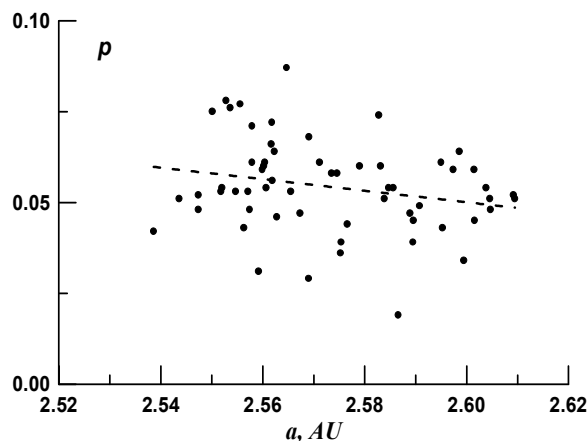


Рис. 3. Розподіл  $p(a)$  для сімейства 3811

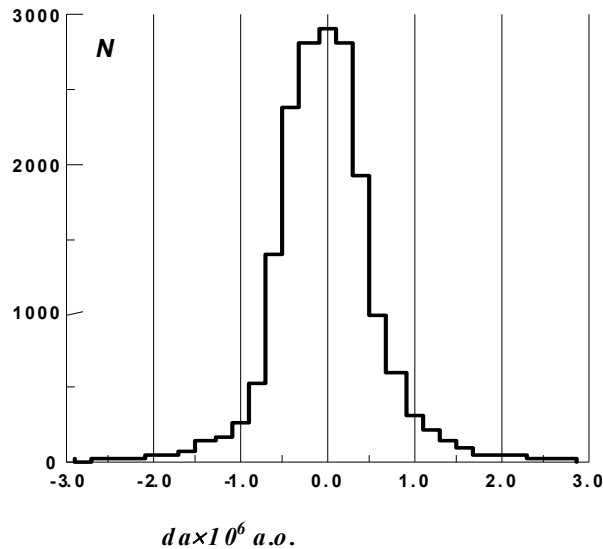
Можливий вплив НГЕ на астероїди сімейства визначається за знаком і значимістю коефіцієнта  $b_1$ . Якщо цей коефіцієнт менше нуля при достатній статистичній значимості, то тіла з більшими великими півосями орбіт мають в середньому менші альbedo. Оскільки при розльоті уламків під час руйнування батьківського тіла такий розподіл  $p(a)$  утворитися не може, то можна говорити про реальний прояв дії згаданого вище НГЕ на тіла даного сімейства.

Аналіз залежностей  $p(a)$  показав, що для шести сімейств значення коефіцієнта  $b_1$  позитивні, але їхня статистична значимість невисока. Крім того, п'ять значень  $b_1$  з цих шести менше 0.1, тобто розподіли  $p(a)$  близькі до рівномірного. Для інших 15 сімейств коефіцієнти  $b_1$  менше нуля, причому в 8 випадках їхня значимість на рівні не нижче "2-сігма". Особливо висока значимість для сімейства 221 (Еос) – "13-сігма". Для прикладу на рис. 3 наведено розподіл  $p(a)$  для сімейства 3811. Пунктиром позначена усереднена лінійна залежність  $p(a)$ . З рисунка чітко видно спад альbedo із збільшенням великої півосі навіть на відрізок менше 0.1 а.о. В даному випадку коефіцієнт  $b_1 = -0.22$ , а його значимість на рівні "2-сігма". Таким чином, аналіз розподілів альbedo в окремих сімействах астероїдів підтверджує існування в поясі астероїдів НГЕ, що обумовлює просторовий поділ тіл з різними альbedo.

**Виявлення дії НГЕ за еволюцією орбіт астероїдів.**

Масив альbedo і розмірів астероїдів WISE дозволяє перевірити реальність існування зазначеного НГЕ за чисельними розрахунками еволюції орбіт, як це було зроблено раніше з використанням даних IRAS. Для цього були відібрані всі астероїди з каталогу MPC на епоху 10 червня 2003 р., які входять і в базу WISE. Оскільки чисельні розрахунки виконувалися для пошуку НГЕ, то були відібрані тіла з відносно невеликими розмірами. З іншого боку, астероїди з малими розмірами відкриті пізніше, і їхні елементи орбіт мають в середньому меншу точність, ніж в більших астероїдів. Тому для чисельних розрахунків було вибрано діапазон розмірів від 5 до 50 км. Загальна кількість відібраних тіл склала 18639. Це значення на порядок перевищує чисельність тіл в попередніх аналогічних розрахунках за дами IRAS.

Чисельне інтегрування виконувалося за програмою й методом, описаним в [1]. Враховувалися гравітаційні збурення від всіх 8 планет, а також Плутона, Церери й Вести. Крім того, були враховані релятивістські зміщення перигеліїв всіх тіл. Інтегрування виконувалося від епохи 10 червня 2003 р. (JD = 2452800.5) до епохи 18 квітня 2013 р. (JD = 2456400.5). По закінченню чисельного інтегрування визначалися різниці великих півосей орбіт астероїдів між каталожними значеннями на 2013 р. та перерахованими:  $da = a_{ct} - a_{cl}$ .



**Рис. 3. Розподіл  $N(da)$**

На величину  $da$  можуть впливати такі чинники: 1) похибки в розрахунках; 2) похибки в елементах орбіт в каталогі; 3) вплив тіл, неврахованих в розрахунках (зокрема, зіткнення); 3) сумарна дія НГЕ всіх типів. Величина  $da$  тут є дискретною, оскільки значення великих півосей орбіт в каталогах приведені з точністю до  $10^{-7}$  а.о. Розподіл  $N(da)$  кількості орбіт за величиною  $da$  (рис. 3) показує, що максимальне число орбіт (2850) відповідає значенню  $da = 0 \pm 1 \times 10^{-7}$  а.о. В обидва боки від цього максимуму кількість орбіт спадає. Отже, точність розрахунків цілком відповідає точності каталогів. Максимальні за абсолютною величиною значення  $da$  доходять до  $5 \times 10^{-5}$  а.о. Зрозуміло, що такі значення можуть свідчити або про вплив неврахованих тіл, або про неточність каталожних значень. На рис. 3 абсолютні значення  $da$  обмежені величиною  $3 \times 10^{-6}$  а.о.

Як і в попередніх роботах, дію згаданого НГЕ будемо шукати за залежністю  $da(p)$ . З цієї для різних вибірок методу проводилися усереднені лінійні залежності типу

$$da = c_1 \times p + c_0 \tag{2}$$

Можливий прояв НГЕ визначається за величиною, знаком та значимістю коефіцієнта  $c_1$ . Зрозуміло, що великі різниці між обчисленими та каталожними значеннями великих півосей орбіт не можуть бути спричинені дією НГЕ. Тому при побудові залежностей  $da(p)$  орбіти з дуже великими значеннями  $da$  не враховувалися. Абсолютні значення  $da$  були обмежені діапазоном  $1 \times 10^{-6}$ . Відповідні значення наведені для трьох вибірок наведені в Табл. 1. Тут вказані діапазон розмірів астероїдів, їх кількість, значення коефіцієнтів  $c_1$  та їх значимість у величинах "сігма". З таблиці видно, що для менших розмірів спад залежностей  $da(p)$  зростає. Крім того, хоча при менших розмірах чисельність вибірок зменшується, але значимість коефіцієнтів  $c_1$  зростає. Це окреме підтвердження дії саме НГЕ.

**Таблиця 1. Параметри залежностей  $da(p)$  для різних діапазонів розмірів астероїдів**

$D_1 - D_2$ (км)	$N$	$c_1 \times 10^7$ а.о.	$sc_1$
5 – 50	16303	-1.01	2.96
5 – 20	15300	-1.30	3.69
5 – 10	11470	-1.70	4.35

Зрозуміло, що якщо  $c_1 < 0$ , то величини  $da$  для астероїдів з меншими альbedo більші, ніж для астероїдів з більшими альbedo. Це означає, що з часом великі півосі орбіт низкоальбедних астероїдів збільшуються порівняно з великими півосями високоальбедних тіл. Отриманий результат підтверджує як висновок попередніх публікацій про існування НГЕ, так і аналогічний результат п.2 даної роботи, де дію згаданого НГЕ підтверджено за сімействами.



Більш крутий спад залежності  $da(p)$  та вища значимість для тіл менших розмірів є додатковим аргументом про дію саме певного НГЕ. Адже всі НГЕ мають сильніше впливати на менші тіла.

Дія в Сонячній системі такого НГЕ може пояснити нерівномірність розподілу альbedo в поясі астероїдів. А це, в свою чергу, усуває один з головних аргументів проти гіпотези утворення астероїдів в результаті руйнування одного тіла.

#### Висновки

1. Аналіз розподілів  $p(a)$  сімейств астероїдів за даними альbedo й розмірів бази WISE підтверджує отримані раніше висновки про існування в Сонячній системі НГЕ, що спричиняє просторове розділення астероїдів з різними альbedo.

2. Даний висновок також підтверджується чисельними розрахунками еволюції орбіт астероїдів, що входять до бази WISE.

#### Список використаних джерел

1. Казанцев А.М. Простой метод численных расчетов эволюции орбит околоземных астероидов // Астрон. Вестн. – 2002. – 36. – № 1. – С. 48 – 54.
2. Kazantsev A.M. Possible effect of spatial separation of bright and dark asteroids // Kinem. Phys. Celest. Bodies. – 2007. – 23. – 6. – P. 258-264.
3. Kazantsev A.M., Kazantseva L.V. On the residuals in asteroid catalogs and a possible nongravitational effect // Kinem. Phys. Celest. Bodies. – 2008. – 24. – 5. – P. 248-252.
4. Kazantsev A.M. Spatial separation effect of asteroids with different albedos // arXiv0806.2717. – 2008. – P. 1-21.
5. Masiero, Joseph R., Mainzer, A. K., Bauer, J. M. et. al. Main Belt Asteroids with WISE/NEOWISE. I. Preliminary albedos and diameters // Astrophys Journal. – 2011. – 741. – 2. – P. 20.
6. Masiero, Joseph R., Mainzer, A. K., Bauer, J. M. et. al. Asteroid Family Identification Using the Hierarchical Clustering Method and WISE/NEOWISE Physical Properties // Astrophys Journ. – 2013. – 770. – 1. – P. 22.
7. Tedesco Edward F., Noah Paul V., Noah Meg, Price Stephan D. The supplemental IRAS minor planet survey // The Astronomical Journal. – 2002. – 123. – P. 1056–1085.
8. Zappala V., Cellino A., Farinella P., Knezevic Z. Asteroid families. I. Identification by Hierarchical Clustering and Reliability Assessment // Astron. Journ. – 1990. – 100. – 6. – P.2030-2046.

Надійшла до редколегії 28.05.14

А. Казанцев, канд. физ.-мат. наук, Л. Казанцева, канд. физ.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ОБНАРУЖЕНИЕ НЕГРАВИТАЦИОННОГО ЭФФЕКТА ПО БОЛЬШИМ МАССИВАМ ДАННЫХ АЛЬБЕДО И РАЗМЕРОВ АСТЕРОИДОВ

*На основании базы WISE, которая содержит альbedo и размеры более 100000 астероидов, выполнен корректный отбор семейств астероидов. Обнаружено статистически значимое уменьшения среднего значения альbedo при увеличении большой полуоси орбит внутри семейств, что свидетельствует о действии некоторого негравитационного эффекта (НГЭ). Выполнены численные расчеты эволюции орбит астероидов. Сравнение результатов расчетов с данными каталогов также указывает на действие похожего НГЭ. Такие результаты подтверждают выводы предыдущих исследований авторов, полученных на основании базы данных IRAS, содержащей 2228 альbedo и размеров астероидов.*

*Ключевые слова: негравитационные эффект, альbedo, астероид.*

A. Kazantsev, PhD, L. Kazantseva L., PhD  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### REVEALING OF NON-GRAVITATIONAL EFFECT BY ON NUMEROUS ARRAYS OF ASTEROID ALBEDOS AND SIZES

*There were correctly selected asteroid families with the help of WISE data-base containing more than 100,000 asteroid albedos and sizes. It was revealed a significant decrease of albedo at the semimajor axes increase inside of the families. It points on a non-gravitational effect (NGE) action, which caused a spatial separation of asteroids with different albedos. There were carried out numerical calculations for asteroid orbit evolutions. A comparing of the calculation results with the catalog data denotes an action of similar NGE. Those results confirm the previous conclusions of the authors which were obtained on the base of IRAS data-base, containing 2228 albedo and size of the asteroid.*

*Keywords: non-gravitational effect, albedo, asteroid.*

УДК 521.852

В. Клецонок, канд. физ.-мат. наук, М. Буромський, пров. інж., В. Мазур, інж.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ТЕЛЕВІЗІЙНІ СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПОКРИТТІВ ЗІР МІСЯЦЕМ У 2013-2014 РР.

*Приводиться опис телевізійних спостережень покриттів подвійних і одинарних зір Місяцем у 2013-2014 рр. в Астрономічній обсерваторії Київського університету. За даний період зареєстровано біля 400 явищ покриттів і відкриттів зір за допомогою телевізійного комплексу "Спалах". Приведений детальний аналіз спостережень кількох цікавих явищ. На основі аналізу фотометричних кривих покриттів зроблені уточнення деяких фотометричних і геометричних параметрів подвійних зір.*

*Ключові слова: покриття, Місяць.*

**Вступ.** Спостереження покриттів зір Місяцем – простий і ефективний метод для дослідження крайової зони Місяця, параметрів його руху. Також цей метод дає можливість вивчати подвійні і кратні системи зір, а при наявності реєструючої апаратури з високою часовою роздільною здатністю оцінювати кутовий розмір диску зорі. Якщо на початку спостережень покриття використовувалися переважно візуальні методи, то зараз результати, які мають практичну цінність, отримують за допомогою електронних методів реєстрації. З цією метою у 2003 року в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка було створено нову телевізійну систему "Спалах" [1,2] для спостереження покриттів. На протязі більше 10 років комплекс "Спалах" показав надійність в роботі і хорошу точність визначення моментів покриттів зір. Хоча проводились удосконалення системи через заміну окремих

елементів та вдосконалення програмних пакетів для запису і обробки телевізійних зображень, але принципи роботи закладені на початку створення комплексу, залишилися незмінними.

У 2013-2014 рр. тривала модернізація телевізійного комплексу "Спалах", модуля кріплення та фокусування ПЗЗ камери з діафрагмою в прямому фокусі телескопа АЗТ-14 ( $D=48\text{см}$ ,  $F=216\text{см}$ ), на якому отримано основний масив спостережень покриттів [3]. Проведені покращення дозволили отримати за період приблизно в один рік біля 400 спостережень.

Як зазначалося вище, одним із важливих результатів спостереження покриттів є інформація про подвійні та кратні зоряні системи. В період 2013-2014 рр. також були спостереження подвійних зір. В даній роботі приведені результати спостережень деяких цікавих кратних зір.

**Методика спостереження з телевізійним комплексом "Спалах".** При створенні комплексу "Спалах" основна увага зверталася на точність отримання моментів часу із запису явища покриття. Основне обмеження на точність по часу накладає тривалість експозиції одного телевізійного кадру – 40 мс. Комплекс "Спалах" має точність абсолютної прив'язки часової шкали до всесвітнього часу у 20 мс. Така точність забезпечується програмними засобами. В процесі спостережень використовується програма Videocar, яка записує протокол системного часу для кожного кадру. За рахунок обробки моментів всіх кадрів суттєво підвищується точність прив'язки відеоряду до системного часу. Інша програма, яка працює в фоновому режимі, записує протокол поправок точного часу GPS і системного часу комп'ютера.

Для обробки відеозапису використовується програма Occultdark, яка дає можливість отримати момент явища та фотометричну криву покриття або відкриття зорі Місяцем. Також можна передивлятися кожний кадр відеозапису, в тому числі при збільшенні, а також використовувати чисельні фільтри для впевненого визначення моменту покриття слабких зір. Для складних випадків при обробці обов'язково будується фотометрична крива покриття, яка дає також можливість дослідити різні ефекти, зокрема подвійність зорі. Результати обробки спостережень зберігаються в електронній базі даних. За 2013-2014 рр. було отримано близько 400 спостережень явищ покриттів / відкриттів зір.

**Результати опрацювання.** Спостереження подвійних і кратних зір дозволяють визначити певні співвідношення між позиційним кутом та відстанню між компонентами. Іноді вдається таким чином відкрити подвійність зорі, про яку раніше не було відомо. За допомогою комплексу "Спалах" вже біло відкрито кілька тісних подвійних зір. В цей період спостережень запідозрена існування невідомого компонента в кратній системі зорі ZC787. Це підтверджує висновки про ефективність телевізійного методу для знаходження тісних подвійних зір до межі розділення у 40 кутових мілісекунд [4]. Необхідність виявлення саме таких пар підкреслена у роботі [5], в якій представлені результати спостережень покриття за програмою пошуку тісних подвійних на великому телескопі ESO VLT. В цій роботі наведені результати спостережень 13 тісних пар з відстанями між компонентами  $0.004\text{--}0.168''$  і зоряними величинами до 11.1 mag. Комплекс "Спалах" дозволяє розрізнити подібні пари з відстані у  $0.040''$ , що зважаючи на невеликі розміри телескопа і тип приймача світла, достатньо непоганий результат.

Нижче приводяться результати найбільш цікавих явищ телевізійних спостережень покриттів і відкриттів зір місяцем.

**Покриття зорі ZC787 8.03.2014 р.** Спостереження покриття зорі ZC 787 було проведено за допомогою телевізійної системи "Спалах" на рефлекторі АЗТ-14 Астрономічної обсерваторії (с. Лісники) 8.03.2014р. Зоря ZC 787 потрійна, за ефемеридами зоряні величини компонентів  $m_A=7.7$ ,  $m_B=8.3$ ,  $m_C=8.5$ , відстань між компонентами  $s = 2,6''$ ,  $0,7''$ , позиційний кут радіус-вектора між компонентами  $P = 164^\circ$ . Умови спостережень: ясно, темний край Місяця видно, фаза Місяця 51%, висота над горизонтом  $55^\circ$ , позиційний кут покриття зорі  $57S^\circ$  (S – від південного рогу, N – від північного). Передобчислений момент покриття Місяцем – 17:28:47 UTC. Тут і далі моменти покриття зорі та обставини покриття розраховані за стандартною програмою Девіда Гералда Occult4 (<http://www.lunar-occultations.com/iota/occult4.htm>). Фотометрична крива покриття за телевізійними спостереженнями показана на рис. 1. Тут і далі для всіх рисунків позначено: по осі абсцис – всесвітній час, по осі ординат – яскравість зорі у відносних одиницях; суцільна лінія – наближення фотометричних відліків зорі ступінчастою функцією, крапки – відносна інтенсивність зорі на кожному кадрі, штрихова лінія – рівень шуму у вікні 9 відліків.

Зафіксовано 2 стрибка яскравості, що відповідає 3 компонентам. Є підозра на 3 стрибок і можливий 4 компонент цієї кратної системи. Про це свідчить наявність двох відліків з проміжною інтенсивністю перед остаточним покриттям системи. Щоб створити таку картину є три можливості: а) два випадкові відліки з інтенсивністю менше, ніж середня; б) один відлік з меншою інтенсивністю і відлік при неповній експозиції кадру, коли момент покриття відбувся під час експозиції; в) невідомий компонент на дуже близькій відстані. Ймовірність для першого випадку за одностороннім критерієм для розподілу Стюдента складає 0.07, для другого – 0.03 (беручи до уваги, що сходинка через настання покриття всередині експозиції кадру на фотометричній кривій спостерігається приблизно у 10% випадків). Таким чином ймовірність для наявності невідомого компонента складає 0.9. Це не виключає можливість випадкового збігу обставин, але значна ймовірність свідчить на користь гіпотези про існування додаткового компонента. З фотометричної кривої отримано час між покриттями компонентів 1) 5.56 с, 2) 1.16-1.24 с і можливий 3) 0.08 с, що відповідає проекції відстані на напрямок руху Місяця відповідно  $2.78$  та  $0.58\text{--}0.62''$ , якщо враховувати 4 компонент – то і  $0.04''$ .  $I_1 / I_2 / I_3 = 1:0.38:0.98$ , де  $I_1$  – яскравість компоненти, яка покривалася першою. Якщо враховувати можливий 4 компонент, то  $I_1 / I_2 / I_3 / I_4 = 1:0.38:0.36:0.62$ . Це відповідає зоряним величинам  $m_A=8.0$ ,  $m_B=9.1$ ,  $m_C=8.1$  або  $m_A=8.0$ ,  $m_B=9.1$ ,  $m_C=9.1$ ,  $m_D=8.6$ .

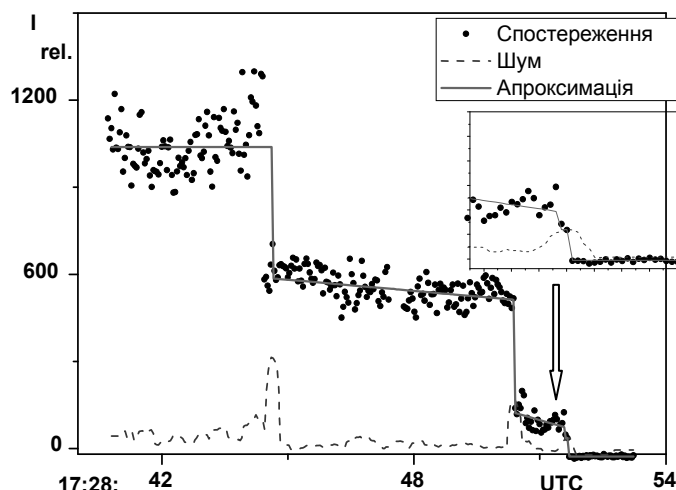


Рис. 1. Фотометрична крива покриття зорі ZC 787 8.03.2014 р.  
 По осі абсцис – всесвітній час, по осі ординат – яскравість зорі у відносних одиницях.  
 Суцільна лінія – наближення фотометричних відліків зорі ступінчастою функцією,  
 крапки – відносна інтенсивність зорі на кожному кадрі, штрихова лінія – рівень шуму у вікні 9 відліків

**Покриття зорі ZC 944 09.03.2014 р.** Спостереження відкриття зорі ZC 944 ( $m=10.0$ , спектральний клас K2) Місяцем 09.03.2014 р. було проведено за допомогою телевізійної системи "Спалах" на рефлекторі Астрономічної обсерваторії (с. Лісники). Телевізійна камера "SANYO" розміщена в прямому фокусі телескопа АЗТ-14. Умови спостережень: ясно, темний край Місяця чітко видимий, фаза Місяця 62%, висота над горизонтом  $27^\circ$ , позиційний кут покриття зорі  $36S^\circ$ . Ефемеридний момент покриття Місяцем – 21:39:31 UTC. Фотометрична крива покриття за телевізійними спостереженнями показана на рис. 2. На фотометричній кривій при покритті другого компоненту видно відлік з проміжною інтенсивністю, але оскільки він один, то на відміну від попереднього випадку ми вважаємо, що він відповідає ситуації, коли покриття настає всередині експозиції кадру.

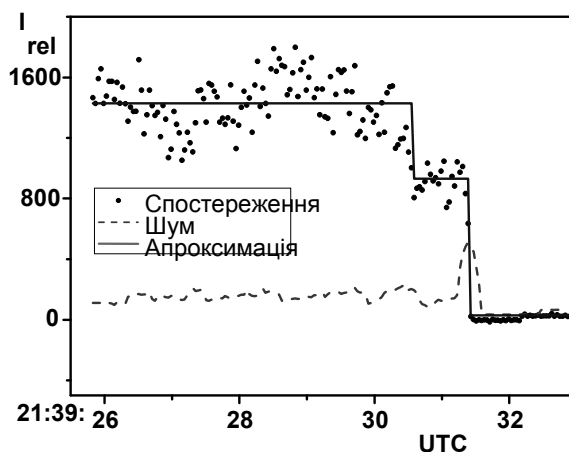


Рис. 2. Фотометрична крива покриття подвійної зорі ZC 944 Місяцем 09.03.2014 р.

З фотометричної кривої випливає, що проекція відстані на напрямок руху Місяця дорівнює  $0.42''$ . Відношення яскравості компонент  $I_1/I_2 = 0.55 \pm 0.19$  ( $I_1$  – компонент, який покривався першим, або  $m_A \approx 10.5 \pm 0.1$ ,  $m_B \approx 11.1 \pm 0.2$ ).

**Покриття подвійної зорі X 87071(A), ZC 975(B) 03.05.2014.** Спостереження покриття зорі X 87071 Місяцем було проведено за допомогою телевізійної системи "Спалах" на рефлекторі АЗТ-14 Астрономічної обсерваторії (с. Лісники) 3.05.2014 р. Умови спостережень: ясно, темний край Місяця видимий, фаза Місяця 20%, висота над горизонтом  $25^\circ$ , позиційний кут покриття зорі  $10S^\circ$ . Ефемеридний момент покриття Місяцем компоненти А – 18:20:03, компоненти В – 18:20:15 за всесвітнім часом, зоряні величини компонентів  $m_A=7.4$ ,  $m_B=8.0$ , відстань між компонентами  $\rho = 2.4''$ , позиційний кут радіус-вектору між компонентами  $P = 13^\circ$ . На жаль не вдалося зареєструвати все явище покриття на одному запису. Час першого запису закінчився, коли покриття ще не відбулося. Відразу була запущена друга реєстрація. Це привело до того, що в фотометричній кривій є пауза. Унікальність цих спостережень полягає в тому, що вдалося зафіксувати дотичне покриття коли один із компонентів подвійної зорі покривався і відкривався на нерівностях місячного рельєфу. Також при остаточному покритті була зареєстрована чітка дифракційна картинка, що для телевізійних спостережень є досить рідкісним явищем [3]. Фотометрична крива покриття за телевізійними спостереженнями показана на рис. 3.

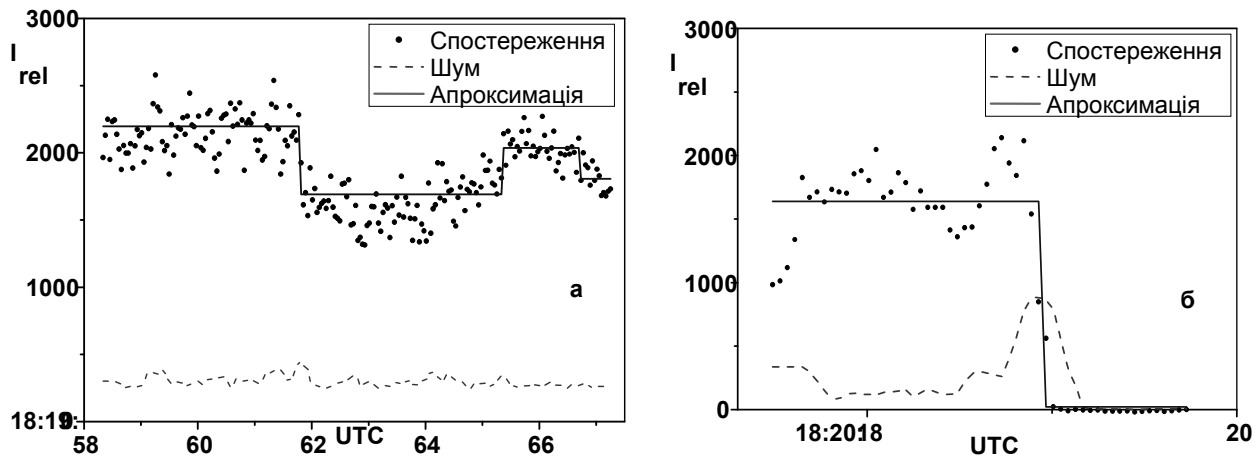


Рис. 3. Фотометрична крива покриття подвійної зорі X 87071(A), ZC 975(B) 03.05.2014; а – перший запис, б – другий запис

**Покриття зорі SAO 95645 03.05.2014 р.** Спостереження покриття зорі SAO 95645 Місяцем проведено за допомогою телевізійної системи "Спалах" на рефлекторі АЗТ-14 Астрономічної обсерваторії (с. Лісники) 03.05.2014 р. Умови спостережень: ясно, темний край Місяця видимий, фаза Місяця 20%, висота над горизонтом 20°, позиційний кут покриття зорі 83N°. Ефемеридний момент покриття – 18:56:30 UTC, зоряні величини компонентів  $m_A=9.9$ ,  $m_B=9.9$ , відстань між компонентами  $\rho = 0,2''$ , позиційний кут радіус-вектора між компонентами  $P = 90^\circ$ . Фотометрична крива покриття за телевізійними спостереженнями показана на рис. 4.

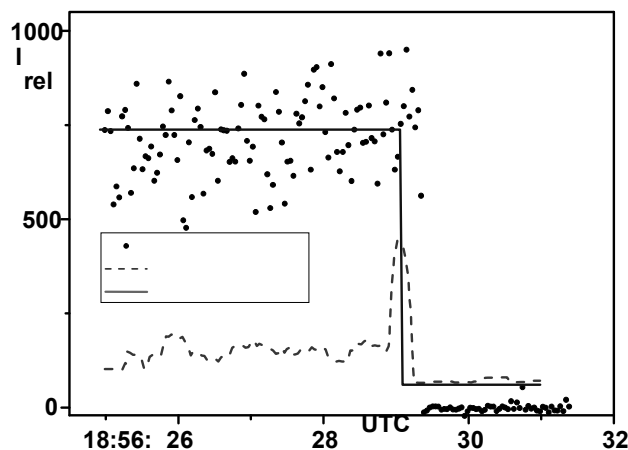


Рис. 4. Фотометрична крива покриття зорі SAO 95645 03.05.2014

За нашими спостереженнями не підтверджується подвійність зорі SAO 95645. Це цікавий результат так, як відстань між компонентами достатня для впевненої реєстрації подвійності. Геометричні параметри (позиційний кут покриття та позиційний кут радіус-вектора між компонентами) також є сприятливі для того, щоб можна було побачити подвійність. Це може свідчити про інше розташування компонентів (набагато менша відстань між компонентами, а також кут радіус-вектора між компонентами становить близько 0° або 180°). Можливе також помилкове віднесення зорі до подвійних.

**Висновки**

1. За телевізійними спостереженнями покриття зорі Місяцем уточнені параметри потрійної системи ZC 787, та запідозрене існування невідомого компонента на відстані 0.04" від третього компонента.
2. Зареєстровано дотичне покриття подвійної зорі X 87071(A), ZC 975(B) та не однократне зникнення одного компонента за місячними гірками. Також для цієї зорі отримана якісна дифракційна картинка.
3. Уточнені параметри тісної подвійної зорі ZC 944.
4. Телевізійні спостереження покриття зорі SAO 95645 при сприятливих умовах для реєстрації подвійності не підтверджують наявність другого компонента, що свідчить про помилковість відомостей про її подвійність, або про суттєво інше розташування компонентів.

**Список використаних джерел**

1. V.V. Kleshchouk Observations of stars occultations by the Moon with the "Spalakh" television system [Текст] / Kleshchouk V.V., Buromsky. M.I. // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Supplement. – 2005. – №5. – P.405-408.

2. V.V. Kleshchonok. The "Spalakh" astronomical television system [Текст] / Kleshchonok V.V // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Supplement. – 2005. – №5. – Р.409-412.
3. В.В. Клещонюк. Киевська електронна база даних телевізійних спостережень покривів звед Луною [Текст] / Клещонюк В.В., Буромський Н.И., Хатько І.В. // Кинем. и физика небесн. тел. 2008. Т.24, №2. – С. 158-163.
4. В.Клещонюк Телевізійні спостереження покрив місяцем тісних подвійних зір [Текст] / Клещонюк В., Вербінська В. // Вісник Київського національного університету. Астрономія. – 2012. – Т. 48. – С. 50-54.
5. A. Richichi Final Binary Star Results from the ESO VLT Lunar Occultations Program [Текст] / Richichi, A.; Fors, O.; Cusano, F.; Ivanov, V. D. // Astron. J. – 2014. – Vol. 147, Iss. 3. – 57. – 5 pp.

Надійшла до редколегії 28.05.14

В. Клещонюк, канд. фіз.-мат. наук, М. Буромський, вед. інж., В. Мазур, інж.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПОКРЫТИЙ ЗВЕЗД ЛУНОЙ В 2013-2014 ГГ.

Приведено описання телевізійних спостережень покривів подвійних та одинарних звед Луною в 2013-2014 гг. в Астрономічеській обсерваторії Київського університету. За даний період зареєстровано около 400 явлень покривів та відкритий звед з допомогою телевізійного комплексу "Спалах". Приведен детальний аналіз спостережень кількох інтересних явлень. На основі аналізу фотометричеських кривих покривів зроблені уточнення деяких фотометричеських та геометричеських параметрів подвійних звед.

Ключевые слова: покрывие, Луна.

V. Kleshchonok, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences, M. Buromsky, lead eng., V. Mazur, eng.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### TV OBSERVATIONS OF STARS OCCULTATIONS BY THE MOON IN THE 2013-2014

We present the television occultation observations at the Astronomical Observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv during the period of 2013-2014. The information about the methodology of observation and processing of the video was provided. An important element of the television complex is the exact time registration subsystem. Special programs provide necessary time precision. The first one allows to record the time of each frame referred to the computer system time. The second, which works independently in the background, allows recording the protocol differences between the system and the world times. Joint processing of two protocols allows obtaining the absolute time reference with an accuracy of 20 ms. Exploiting this system during a one year period, we were able to observe about 400 occultation. Most informative are observations of double and multiple stars. Within this paper, we present following occultation of multiple stars. 1. Occultation of triple star ZC787 on 8 of March 2014. All three components of the projection distance to the direction of the Moon motion: 2.78 and 0.58-0.62 "and relations between brightness component  $I_1 / I_2 / I_3 = 1:0.38:0.98$  were registered. Hereinafter we number the component by the Moon occultation sequence. There is reason to suspect the presence of the unknown component with distance 0.04 " from the third component with 0.9 probability. In the case the fourth component presence  $I_1 / I_2 / I_3 / I_4 = 1:0.38:0.36:0.62$ . 2. Occultation of double star ZC 944 on 9 of March 2014. Two components with the projection distance to the direction of the Moon motion 0.42 " were recorded. Relations between components brightness are  $I_1/I_2 = 0.55 \pm 0.19$ . 3. Occultation of double star X 87071 (A), ZC 975 (B) on 3 of May 2014. This phenomenon is unique, because we were able to register tangential occultation with multiple brightness falls during the occultation of the one component. Moreover, a clear diffraction pattern during the second component occultation was captured. 4. Occultation of star SAO 95645 on 3 of May, 2014. – It is a double star with a convenient location of the component and position angle for observations. However, the photometric curve of occultation shows no duality. This might be explained either by essential different location of the components or by the fact that this star is not double.

Keywords: occultation, Moon.

УДК 523.68; 520.34; 520.37; 520.373; 521.31; 521.95

П. Козак, канд. фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ УТОЧНЕННЯ ШВИДКОСТІ МЕТЕОРА З ТЕЛЕВІЗІЙНИХ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Застосовано метод Монте-Карло до кінематичної обробки результатів двохсторонніх телевізійних спостережень метеорів. За допомогою опрацювання безпосередньо статистичних розподілів кінематичних параметрів метеора запропоновано ідею підняти точність обчислення найважливішого для розрахунку метеорної орбіти параметра – видимої швидкості метеора. Розрахунок швидкості метеора знаходиться як переріз статистичних розподілів швидкостей, розрахованих незалежно за обома пунктами спостережень.

Ключові слова: метод Монте-Карло, метеор.

**Вступ.** Одночасні двохсторонні (базисні) телевізійні спостереження метеорів дають змогу, на відміну від односторонніх спостережень, розрахувати усі кінематичні характеристики траєкторії метеора в атмосфері Землі та елементи його геліоцентричної орбіти. На практиці обчислення п'яти елементів геліоцентричної орбіти метеора (6-й елемент – час проходження частинкою перигелію – не розраховується) відбувається за його геліоцентричними радіус-вектором  $R_H$  та вектором швидкості  $V_H$  [2]. При цьому небезпідставно вважається, що точність обчислення радіус-вектора значно менше впливає на точність елементів орбіти, аніж точність вектора швидкості. Ніякої корекції радіус-вектора метеороїда за гравітаційне притягання Землі не робиться. Більш того, деякі автори замість радіус-вектора частинки беруть положення центру Землі. Що ж до точності визначення вектора швидкості, то модуль швидкості  $V$  зазнає ряду корекцій. Спочатку відбувається перехід від топоцентричної до геоцентричної системи координат, тобто корекція за рух спостерігача, обумовлений добовим обертанням Землі. Потім, при можливості – корекція за атмосферне гальмування. Далі – врахування гравітаційного притягання Землі, тобто обчислення класичної геоцентричної швидкості метеора. Остаточо, з врахуванням положення Землі на орбіті, робиться перехід від геоцентричного вектора швидкості метеороїда  $V_G$  до геліоцентричного  $V_H$  (радіус-вектор частинки на даному етапі, очевидно, також коригується). Кутіві елементи орбіти менше залежать від точності обчислення вектора швидкості. А велика піввісь  $a$ , яка розраховується в векторному методі [2] як

$$V^2 = \mu_S(2/R - 1/a),$$

де  $\mu_S$  – константа, та ексцентриситет  $e$

$$p = a(1 - e^2),$$

де  $p$  – знайдений раніше за  $R_H$  та  $V_H$  (див. [2]) параметр орбіти, радикально залежать від точності розрахунку швидкості, очевидно, через те, що вона входить до формули в квадраті.

Точність розрахунку елементів орбіти метеора, в свою чергу, визначає можливість перевірки ряду фізичних гіпотез та моделей. Так, однією з проблем метеорної астрономії, вирішення якої суттєво залежить від точності визначення швидкості метеорної частинки, є наявність метеорів з гіперболічними орбітами. Очевидно, що з точки зору космогонії та еволюції Сонячної системи необхідно знати, чи метеори з гіперболічними орбітами є дійсно такими, тобто: або не належать Сонячній системі; або отримали фактичне збурення швидкості під час зближення з великими планетами; або є результатом похибок при обчисленнях результатів спостережень. Точність обчислення швидкості метеороїда, в свою чергу, визначається просторовою та часовою роздільними здатностями сучасних телевізійних систем. В той час, як точність визначення дальності до метеора від спостерігача, чи його висоти над рівнем моря визначається десятками чи сотнями метрів, похибка швидкості, на жаль, складає 1-2 км/с [4-8] практично для всіх видів телевізійних чи відео спостережних систем. Відтак очевидно, що будь-яка можливість підвищення точності обчислень кінематичних параметрів метеора має важливе фізичне значення та повинна бути використана. В даній роботі пропонується оригінальний підхід для обчислення швидкості, який базується на застосуванні методу Монте-Карло. Для пояснення розглянемо спочатку класичну схему визначення швидкості метеороїда за телевізійними спостереженнями з двох пунктів, викладену в [2].

**Класична схема розрахунку швидкості метеороїда.** Вхідними для подальших обчислень параметрами, які отримуються з астрометричної обробки метеорних зображень, є, в найпростішому випадку, ряди екваторіальних координат голови метеора, та відповідні їм моменти часу. Як правило, ця кількість складає від декількох точок до 20-25 по кожному з пунктів. Часова роздільна здатність при роботі лише з парними або непарними полями кадру – 0.04 сек. Подальша процедура обробки досить проста. Для кожного з пунктів спостереження методом найменших квадратів за всіма точками знаходиться вектор-перпендикуляр до площини, яка проходить через траєкторію метеора та точку спостереження (в термінах сферичної астрономії – одиничний вектор нормалі до великого круга –  $P_A$  та  $P_B$  для кожного пункту спостереження A і B). В найпростішому випадку – це векторний добуток одиничних векторів, направлених з пункту спостереження на першу та останню точки на метеорі. Далі одиничний безрозмірний вектор напрямку швидкості метеора  $v$ , та протилежний йому одиничний вектор напрямку на радіант метеора  $r_R$ , знаходяться як векторний добуток обчислених на попередньому кроці векторів нормалей до площин (великих кругів):  $v = P_A \times P_B / |P_A \times P_B|$ , а  $r_R = -v$ .

Оскільки координати пунктів спостереження можна вважати заданими з достатньо високою точністю, то точність обчислення видимої швидкості метеора визначається трьома наступними базовими факторами. По-перше, це характеристики телевізійних систем, такі як їх просторова та часова роздільна здатність. Також значення має чутливість систем, яка визначає кількість доступних зір порівняння, необхідних для астрометричної обробки. По-друге, це методи астрометричної обробки, в першу чергу правильну підбірку редуційних моделей, які визначають точність обчислення екваторіальних координат індивідуальних точок на метеорному зображенні. І по-третє – це геометрія прольоту метеора відносно точок спостереження. Точність обчислення напрямку швидкості (через векторний добуток) буде максимальна, коли метеор летить перпендикулярно до площини, що проходить через пункти спостереження, та прямувати до нуля, коли метеор летить близько до цієї площини.

Оскільки орієнтація полів зору спостережних систем при базисних (двохсторонніх) спостереженнях є, як правило, наперед визначеною та незмінною, останній – третій фактор геометрії траєкторії метеора є, на жаль, неусувним, хоча і дуже важливим. Редуційні моделі, характеристики вибірки опорних зір, геометрії розташування шуканого об'єкта і вибірки, та інші фактори астрометричної обробки можуть бути оптимально підібрані в попередньо проведених тестах по зорях, як було зроблено, наприклад, в [1]. Таким чином вплив другої причини, що впливає на точність визначення швидкості, може бути оптимізованим. Щодо першої причини, тобто характеристик спостережної системи, то в нашому випадку вони такі: повні кадри розміру 768×576 пікселів, 8 біт/піксель, 25 кадрів/сек. Оскільки метеор є динамічним об'єктом, а електронного затвора в телевізійних системах типу ізокон не існує, тобто накопичення заряду відбувається неперервно, а зчитування заряду з мішені відбувається черезстроково, то, щоб уникнути накладання зображень метеора, слід повні кадри розділити на парні та непарні поля, та працювати з якимись з них. Просторова роздільна здатність при цьому, очевидно, зменшиться у два рази і стане 384×288 пікселів. Часова роздільна здатність залишиться 0.04 сек, якщо працювати з однією послідовністю полів, однак в два рази зросте та складе 0.02 сек, якщо незалежно опрацьовані ряди парних та непарних полів для подальшої обробки об'єднати. При такому об'єднанні у нас збільшиться вдвічі кількість точок з відомими моментами часу, що має суттєво підняти точність обчислення модуля швидкості.

Розрахунок модуля видимої швидкості  $V$  є наступним кроком після визначення координат радіанта метеора (або протилежного йому одиничного вектора швидкості). Очевидно, що повний вектор швидкості, необхідний для розрахунку елементів орбіти метеороїда, запишеться як  $V = Vv$ . За відомим радіантом, тобто траєкторією метеора, через триангуляційну обробку знаходиться дальність від одного з пунктів спостереження  $R_i$  до кожної  $i$ -ї точки голови метеора з відомим моментом часу  $t_i$ . Для подальшого розгляду доцільно ввести відстань  $L_i$  вздовж траєкторії метеора від даної  $i$ -ї точки до деякої точки, що відповідає мінімальній відстані до пункту спостереження  $R_{\perp}$ . Якщо побудувати графік, на якому вздовж осі Y відкласти відстань  $L_i$  в кілометрах, а по осі X відповідний відносний час  $t_i$  (по-

ложенню голови метеора в першому кадрі відповідає момент часу  $t = 0$ ), та апроксимуючи дану залежність прямою (швидкість малого метеороїда змінюється мало протягом часу існування), та враховуючи, що  $V = dL/dt$  можна остаточно записати рівняння для визначення модуля швидкості

$$L(t) = Vt + L_{\perp} \quad (1)$$

З рівняння (1) методом найменших квадратів знаходяться середнє значення модуля швидкості метеора  $\bar{V}$ , та відстань  $L_{\perp}$  від першої точки на метеорі до уявної точки  $R_{\perp}$ . Крім того, з реалізації методу найменших квадратів також маємо похибки коефіцієнтів регресії:  $\sigma_V$  та  $\sigma_L$ .

Таким чином, внаслідок кінематичної обробки метеора отримується одиничний вектор напряму швидкості  $\mathbf{v}$  та два значення модуля швидкості, отримані за різними точками спостереження:  $V_A$  та  $V_B$ . Очевидно, що в ідеалі вони повинні співпадати, однак на практиці, через похибки обчислень, вони відрізняються, іноді суттєво. На рис. 1 приведено графіки  $L = L(t)$  для двох метеорів, зареєстрованих у вересні 2003 року. На рис. 1, зліва, представлено графік для досить довгого метеора (№ 25 за внутрішньою класифікацією). Кількість точок 16 за пунктом спостереження А та 33 за пунктом В. Відповідні середні значення швидкості складають  $\bar{V}_A \approx 21.33$  км/с та  $\bar{V}_B \approx 21.01$  км/с – тобто співпадіння практично ідеальне. На рис. 1, справа, приведено короткий слабкий метеор (№ 35), отриманий приблизно в той же час. Кількість точок 3 та 6 відповідно у пунктах А і В. Середні швидкості:  $V_A \approx 66.63$  км/с та  $\bar{V}_B \approx 71.33$  км/с – співпадіння явно незадовільне. Виникає питання, яким чином проводити остаточне визначення модуля вектора швидкості  $V$  для досягнення максимальної точності. Скористаємося для оптимізації обчислень статистичним підходом.

**Оптимізація точності обчислення швидкості методом Монте-Карло.** В роботі [3] було розроблено та втілено ідею застосування методу Монте-Карло для обчислення похибок усіх кінематичних параметрів метеора. Суть методу [9] полягає в тому, щоб на початковій стадії астрометричних обчислень скористатися не лише середніми значеннями екваторіальних координат точок, що відповідають голові метеора, а і їх дисперсіями, які також обчислюються при застосуванні регресійного аналізу для астрометричної обробки відеозображень. Якщо з незалежних тестових досліджень стане відомо тип статистичного розподілу шуканих екваторіальних координат як випадкових величин, і буде встановлено, що отримані середні значення та дисперсії адекватно описують ці розподіли, то можна скористатися методом Монте-Карло та генерувати випадкові значення екваторіальних координат кожної точки на метеорі на кожному кроці серії повторень у відповідності до отриманих розподілів. Обчислюючи кожен кінематичний параметр на кожному кроці ми отримаємо після закінчення серії генерацій (достатньо 20 000) статистичні розподіли цих параметрів.

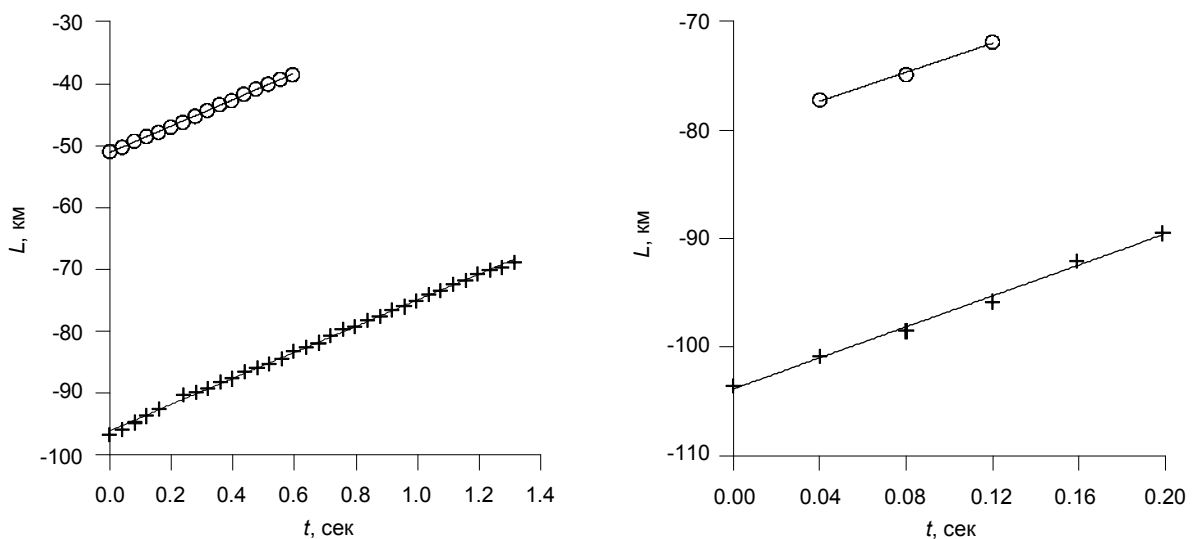


Рис. 1. Залежність пройденого метеором шляху від часу. Вересневі (2003 р.) метеори № 25 (зліва) та № 35 (справа). Круги – дані за пунктом А, хрестики – В

Оскільки будь-яка випадкова величина повністю описується своїм розподілом, то моменти цих розподілів і будуть нашими шуканими величинами. Іншими словами, отримані розподіли слід використовувати не лише для обчислення похибок – стандартних відхилень (дисперсій) – параметрів, але і середніх значень самих кінематичних параметрів.

Повертаючись до обчислення швидкості, зазначимо ще раз, що наша задача отримання кінцевого вектора  $\mathbf{V} = V\mathbf{v}$  зводиться до двох підзадач: якомога точнішого обчислення напряму швидкості (координат радіанта), та вибору оптимального значення модуля швидкості, яке обчислюється "незалежно" за обома пунктами спостережень  $V_A$  і  $V_B$ . Насправді, величини  $V_A$  і  $V_B$  не є незалежними, оскільки при їх обчисленні уже використовується положення траєкторії, тобто вектор  $\mathbf{v}$ . Тому першим важливим кроком бажано було б максимально підняти точність обчислення саме  $\mathbf{v}$  (або координат радіанта). Ця задача в [2] реалізується наступним чином. Кадри з зображенням метеора на певному етапі обробки сумуються, в результаті чого отримується результуючий кадр з неперервним зображенням сліду метеора схожим на фотографічне зображення. Вздовж цього зображення виділяється максимальна кіль-

кість точок, для яких також розраховуються екваторіальні координати. Саме за цими точками (а їх на порядки більше ніж положень голови метеора з відомими моментами часу) розраховуються координати радіанта метеора, а відтак і вектора напрямку швидкості – див. рис. 2.

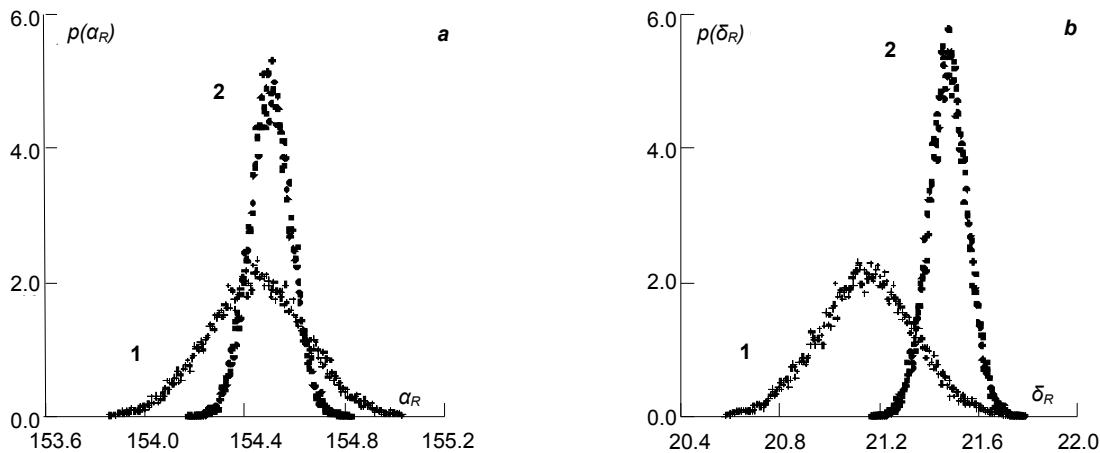


Рис. 2. Статистичні розподіли прямого сходження (а) та схилення (b) радіанта метеора, розраховане по точках голови метеора (1) та просумованому зображенню (2)

Для того, щоб вибрати якесь значення модуля швидкості, можна скористатися кількома варіантами, які усі опційно реалізовані у відповідному програмному забезпеченні [9]. По-перше, це може бути просто вибір якогось значення по одному з пунктів. Однак більш коректним видається не відкидати зовсім ніякі значення, оскільки будь-які виміри несуть в собі інформацію. Замість цього пропонувалось [2] брати середньо зважене значення  $V = C_A V_A + C_B V_B$ , де вагові коефіцієнти  $C$ , очевидно, є нормованими на одиницю:  $C_A + C_B = 1$ . Для вибору вагових коефіцієнтів було реалізовано різні ідеї, які базуються на попередньо проведених тестових дослідженнях. Наприклад, очевидно, що точність вимірів повинна бути пропорційна просторовій роздільній здатності телевізійної системи, тобто обернено пропорційна кутовому розміру пікселя, якщо використовуються різні об'єктиви. Коли для спостережень шторму Леонід у 2002 році в пункті В використовувався об'єктив Геліос-40 (розмір пікселя  $P_{SB} \approx 2.2'$ ) а в пункті А для забезпечення більшого поля зору об'єктив Юпітер-3 ( $P_{SA} \approx 4.0'$ ), вагові коефіцієнти визначались як  $C_A = \frac{1/P_{SA}}{1/P_{SA} + 1/P_{SB}}$ ,

$C_B = \frac{1/P_{SB}}{1/P_{SA} + 1/P_{SB}}$ . Якщо точність визначення швидкості прямо пропорційна параметру, який береться за основу для визначення вагових коефіцієнтів (наприклад кількість точок зображення голови метеора – кількість використаних кадрів  $N$ ), то вагові коефіцієнти визначаються як

$$C_A = \frac{N_A}{N_A + N_B}, \tag{2}$$

$$C_B = \frac{N_B}{N_A + N_B}. \tag{3}$$

Оптимальним, однак, виглядає використання похибки обчислення самого модуля швидкості  $\sigma_V$ :

$$C_A = \frac{1/\sigma_{VA}}{1/\sigma_{VA} + 1/\sigma_{VB}}, \tag{4}$$

$$C_B = \frac{1/\sigma_{VB}}{1/\sigma_{VA} + 1/\sigma_{VB}}. \tag{5}$$

Кінцева ідея уточнення обчислення модуля швидкості демонструється наступним. Зважаючи на те, що ми маємо розподіли фізичних випадкових величин, замість формул (4), (5) можна скористатися безпосередньо самими розподілами. На рис. 3 приведено розподіли швидкості метеора № 35, який розглядався раніше. Лівий розподіл швидкості побудований за 3-ма точками з пункту А (основні моменти розподілу:  $\bar{V}_A \approx 66.59$  км/с,  $\sigma_{VA} \approx 0.95$  км/с), а правий – за 6-ма точками пункту В ( $\bar{V}_B \approx 71.00$  км/с,  $\sigma_{VB} \approx 1.31$  км/с). Не дивлячись на той факт, що в пункті В точок у два рази більше, розподіл є ширшим (дві точки суттєво відхилялися від середнього), що ще раз підтверджує слабкість методу усереднення, де вагові коефіцієнти розраховувалися б через кількість точок на метеорі за формулами (2) та (3). Використання стандартного відхилення, очевидно, має свої переваги та дасть, в даному випадку, адекватні результати.



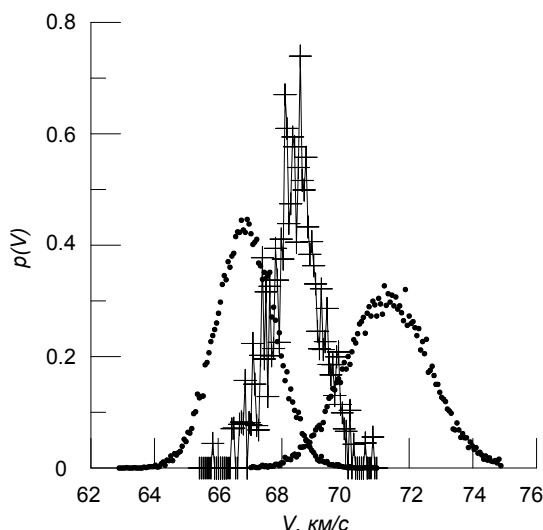


Рис. 3. Статистичні розподіли модуля швидкості метеора № 35 розраховані за пунктом А – зліва та В – справа, та переріз цих розподілів – посередині

Однак більш універсальний підхід можна запропонувати, якщо використати безпосередньо самі розподіли. Очевидно, що значення фізичного параметра повинно належати області ненульових ймовірностей обох розподілів. Тобто, наприклад, у відповідності до лівого розподілу на рис. 3 найбільш імовірне значення швидкості лежить в діапазоні 66-67 км/с. Це означає, що користуючись даними з одного пункту ми б вибрали у якості шуканої величини значення  $\bar{V}_A \approx 66.59$  км/с. Однак, як видно з правого розподілу імовірність такого значення швидкості прямує до нуля. Аналогічна ситуація була б при використанні лише правого розподілу рис. 3. Очевидно, що інформацію, наявну в обох (або, при можливості, більше) розподілах, слід використовувати спільно. Таким чином, найбільш доцільним виглядає у якості опису кінцевого розподілу швидкості обрати статистичний переріз (добуток) розподілів за обома пунктами, тобто

$$p(V) = \frac{p_A(V)p_B(V)}{\int_{-\infty}^{+\infty} p_A(V)p_B(V)dV} \quad (6)$$

У формулі (6) знаменник забезпечує нормування на одиницю. На практиці використовується аналогічна формула для чисельних розрахунків

$$p_i(V) = \frac{p_{Ai}(V_i)p_{Bi}(V_i)}{\sum_{i=1}^M p_{Ai}(V_i)p_{Bi}(V_i)\Delta V} \quad (7)$$

де  $M$  – кількість комірок в гістограмах, по яких ведеться сумування (усі комірки з ненульовою ймовірністю),  $\Delta V$  – ширина комірки в км/с. На рис. 3 представлений шуканий розподіл модуля швидкості метеора. Не дивлячись на великі флуктуації значень  $p(V)$  у кінцевому розподілі він має меншу дисперсію, тобто значення швидкості обчислюється точніше  $\bar{V} \approx 68.46$  км/с,  $\sigma_V \approx 0.71$  км/с. Точність побудови результуючого розподілу можна підвищити, якщо згладити контури розподілів А і В. Цього можна досягти шляхом або збільшення кількості кроків генерації в методі Монте-Карло, або, наприклад, застосуванням перед множенням розподілів згладжуючих апроксимацій, наприклад ковзного середнього.

**Висновки.** Статистичний підхід, запропонований для розрахунку кінематичних параметрів метеора, зокрема модуля його видимої швидкості в атмосфері Землі є досить потужним інструментом, який може забезпечити максимально можливу точність обчислень для даного типу спостережної апаратури, та саме головне – для кожного індивідуального метеора. Слід однак пересторогти, що даний метод буде забезпечувати коректні результати лише при відсутності явно вираженої систематичної похибки в астрометричних розрахунках, тобто при коректності відповідних розподілів, побудованих за обома пунктами. Використання даного підходу може не демонструвати явної переваги перед, скажімо, використанням формул (4)-(5) в більшості випадків. Однак приклад з метеором № 35, де, через слабкість метеора, та, як наслідок, малу кількість точок та складність вимірювань метод демонструє суттєві переваги. Даний метод не обмежується використанням спостережних камер типу ізокон і може бути використаний у ряді інших випадків, в тому числі і при спостереженні та обробці інших динамічних об'єктів.

#### Список використаних джерел

1. Козак П.Н. Анализ методов и точность определения экваториальных координат при цифровой обработке телевизионных наблюдений метеоров // Кинематика и физика небесных тел. – том 18, № 5. – 2002. – С. 471-480.
2. Козак П.Н. Векторный метод определения параметров траектории и элементов гелиоцентрической орбиты метеора для телевизионных наблюдений // Кинематика и физика небесных тел. – том 19, № 1. – 2003. – С. 62-76.
3. Козак П.М. Фотометрія і кінематика метеорів за телевізійними спостереженнями // Канд. дис. к. ф.-м. н., Головна астрономічна обсерваторія АН України. – Київ. – 2005. – 149 С.
4. Козак П.М., Рожило О.О., Тарануха Ю.Г., Кручиненко В.Г. Кінематичні характеристики вересневих метеорів за базисними телевізійними спостереженнями 2003 року // Космічна наука і технологія. – Т. 17, № 4. – 2011. – С. 51-62.

5. Козак П. М., Рожило О. О., Тарануха Ю. Г. Кінематичні параметри метеорів за результатами базисних телевізійних спостережень в період осіннього рівнодення 2001 року // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Астрономія. – Вип. 49. – 2012. – С. 19-24.
6. Sepleha Z., Borovicka J., Elford W.G., Revelle D., Hawkes R., Porubcan V., Simek M. Meteor phenomena and bodies // Space Science Reviews. – No 84. – 1998. – P. 327-471.
7. Hawkes, R. L., Mason, K. I., Fleming, D. E. B., and Stultz, C. T.: in D. Ocas and P. Zimnikoval (eds.), 'Analysis Procedures for Two Station Television Meteors', Proceedings International Meteor Conference 1992, IMO Publication, Antwerp. – 1993. – P. 28–43.
8. Kozak P., Rozhilo O., Kruchynenko V., Kazantsev A., Taranukha A. Results of processing of Leonids-2002 meteor storm TV observations in Kyiv. – Advances in Space Research. – Vol. 39, Iss. 4. – 2007. – P. 619-623.
9. Kozak P. "Falling Star": Software for Processing of Double-Station TV Meteor Observations. – Earth, Moon, and Planets. – Vol. 102, N 1-4. – 2008. – P. 277-283.

Надійшла до редколегії 17.06.14

П. Козак, канд. физ.-мат. наук, старш. науч. сотр.  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ УТОЧНЕНИЯ СКОРОСТИ МЕТЕОРА ИЗ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

*Применен метод Монте-Карло в кинематической обработке результатов двусторонних телевизионных наблюдений метеоров. С помощью обработки непосредственно статистических распределений кинематических параметров метеора предложена идея поднять точность вычисления важнейшего для расчета метеорной орбиты параметра – видимой скорости метеора. Расчет скорости метеора находится как сечение статистических распределений скоростей, рассчитанных независимо по обоим пунктам наблюдений.*

*Ключевые слова: метод Монте-Карло, метеор.*

P. Kozak, Ph.D., Senior Scientific Researcher  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### MONTE-CARLO METHOD APPLICATION FOR PRECISING METEOR VELOCITY FROM TV OBSERVATIONS

*Monte-Carlo method (method of statistical trials) as an application for meteor observations processing was developed in author's Ph.D. thesis in 2005 and first used in his works in 2008. The idea of using the method consists in that if we generate random values of input data – equatorial coordinates of the meteor head in a sequence of TV frames – in accordance with their statistical distributions we get a possibility to plot the probability density distributions for all its kinematical parameters, and to obtain their mean values and dispersions. At that the theoretical possibility appears to precise the most important parameter – geocentric velocity of a meteor – which has the highest influence onto precision of meteor heliocentric orbit elements calculation. In classical approach the velocity vector was calculated in two stages: first we calculate the vector direction as a vector multiplication of vectors of poles of meteor trajectory big circles, calculated from two observational points. Then we calculated the absolute value of velocity independently from each observational point selecting any of them from some reasons as a final parameter. In the given method we propose to obtain a statistical distribution of velocity absolute value as an intersection of two distributions corresponding to velocity values obtained from different points. We suppose that such an approach has to substantially increase the precision of meteor velocity calculation and remove any subjective inaccuracies.*

*Keywords: Monte-Carlo method, meteor.*

УДК 523.64

І. Лук'яник, канд. фіз.-мат. наук  
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

### АКТИВНІСТЬ КОМЕТИ C/2009 P1 (GARRADD)

*В роботі проводиться дослідження кривої блиску комети C/2009 P1 (Garradd). Використано 9099 спостережень комети протягом періоду з 27.09.2008 по 26.02.2014. Обраховано фотометричні параметри. Досліджується зв'язок з сонячною активністю. Зроблено висновки щодо джерел газоутворення поблизу перигелію в цій кометі.*

*Ключові слова: комети, крива блиску, C/2009 P1 (Garradd), сонячна активність.*

Г. Дж. Гаррад (обсерваторія Сайдинг-Спрінг, Австралія) виявив цю комету на чотирьох зображеннях, отриманих в період з 13.77 серпня по 13.81 серпня 2009 р. Він використовував 0,5-м Упсала Шмідт телескоп з ПЗЗ-камерою. Її яскравість була оцінена як 17.5-17.7 з.в. Кома була круговою, розміром 15" в поперечнику. Перше підтвердження було отримано В. Робледо (обсерваторія El Condor, Кордоба) 14.17 серпня 209 р. Перша орбіта була розрахована Б. Г. Марсденом 15 серпня 2009. Це була гіперболічна орбіта. Відстань перигелію становила 1.25 а.о., який комета мала пройти 23.67 грудня 2011 р. Отже, комета C/2009 P1 (Garradd) є динамічно молододою кометою. Вона не була яскравою, але добре спостерігалася починаючи з геліоцентричної відстані 3.5 а.о. до перигелію і до 4.5 а.о. після. Розвиток її активності спостерігався багатьма різними обсерваторіями та інструментами, як на землі так і в космосі (Deer Impact, SWIFT, SOHO-SWAN, VLT-UVES, IRTF і багато інших). Комету C/2009 P1 (Garradd) можна вважати першою кометою, для якої темпи виробництва всіх трьох основних летючих (H<sub>2</sub>O, CO, і CO<sub>2</sub>) були виміряні протягом значної частини шляху її проходження через внутрішню частину Сонячної системи. Ці спостереження дають неоціненний ключ до розуміння газоутворення та газопродуктивності. На відстані 3.5 а.о. комета C/2009 P1 мала найвище співвідношення пилу до газу з тих, які коли-небудь спостерігалися. Це значення може зрівнятися лише з відповідним значенням у кометі Хейла-Боппа. Порівняння вимірювань та спостережень показали, що в діапазоні від 3 а.о. до 2 а.о. досить значне протяжне джерело в комі почало продукувати воду [3,4,5]. Цим джерелом, ймовірно, є крижані зерна [2]. Інші летючі, які спостерігались в комі, вказують на досить складний механізм газоутворення. Газопродуктивність комети комета C/2009 P1 (Garradd) була складною і істотно змінювалася протягом всього часу спостережень. Відтак важливим є детальне вивчення кривої блиску комети C/2009 P1 (Garradd).

Загалом в роботі використано 9099 спостережень комети протягом періоду з 27.09.2008 по 26.02.2014. На рис. 1 наведено криву блиску комети C/2009 P1 (Garradd) в координатах час-зоряна величина. На рис.2 наведені криві блиску в координатах (lg r, m<sub>Δ</sub>) до перигелію (a) та після (b), а також апроксимуючі криві розраховані за формулою

Орлова. Спостереження, які були отримані протягом однієї доби, усереднювалися. Відтак, фотометричні параметри кривої блиску комети розраховувалися методом найменших квадратів у відповідності до формули Орлова. Отримані наступні значення: до перигелію  $H_0$  становить  $7.32 \pm 0.25$ , а  $n$  – відповідно  $5.43 \pm 0.42$ ; після перигелію  $H_0$  становить  $6.29 \pm 0.49$ , а  $n$  – відповідно  $9.02 \pm 0.98$ .

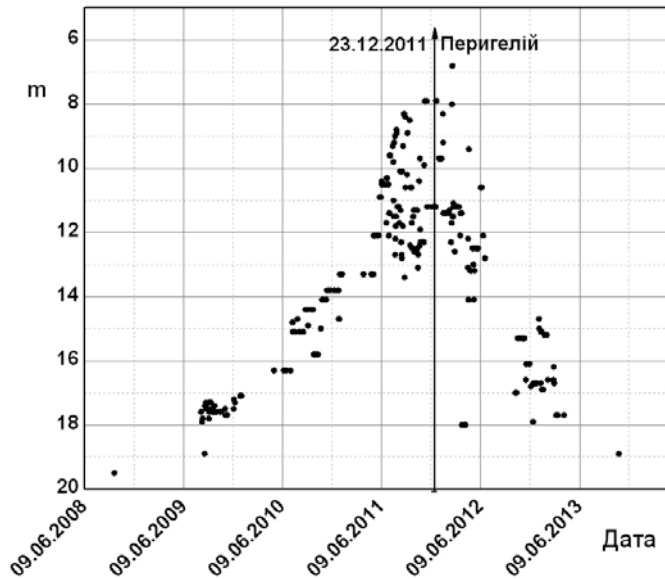


Рис. 1. Крива блиску комети C/2009 P1 (Garradd)

З кривих рис.1 та 2 можна бачити, що поблизу перигелію активність комети зростає: блиск комети зазнає суттєвих коливань. Очевидно, що в цей час в кометі починають діяти механізми, які спричиняють посилене газовиділення. Різде послаблення блиску після зростання вказує на вичерпність джерел газовиділення. Отже, аналіз кривої блиску поблизу перигелію свідчить про те, що, дійсно, поблизу перигелію можливим механізмом підсилення газовиділення можуть бути крижані зерна (крижані уламки), які дають додатковий тимчасовий приріст в блиску комети. Питання про те, що спричинює "викид" ядром таких крижаних зерен залишається відкритим.

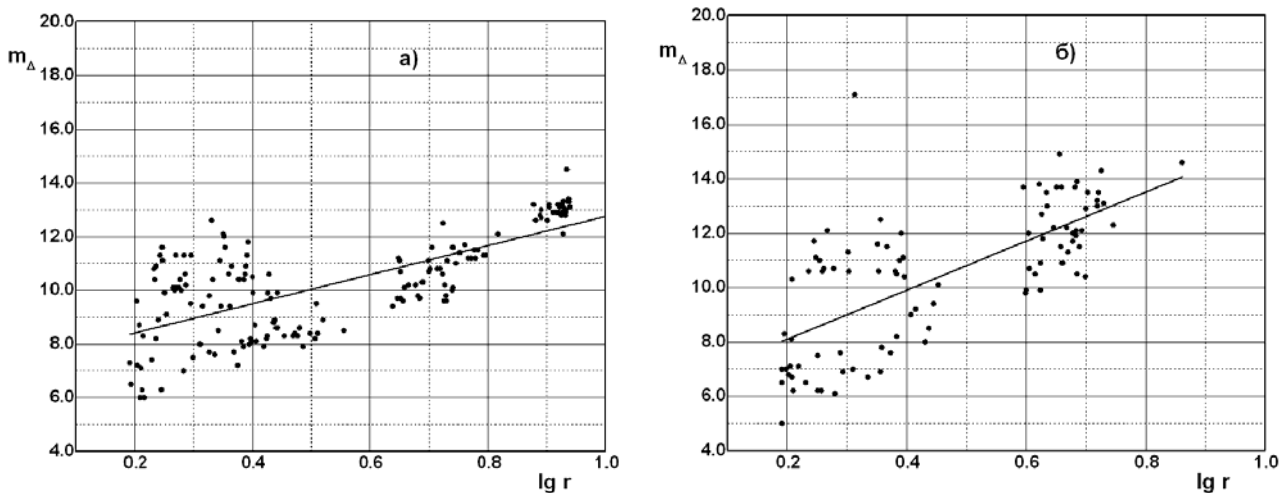


Рис. 2. Крива блиску комети C/2009 P1 (Garradd): а) – до перигелію, б) – після перигелію

Однією з можливих причин могла б бути сонячна активність. Але, на жаль, розраховані коефіцієнти кореляції між зміною блиску комети та змінами в проявах сонячної активності, а саме: чисел Вольфа, площ сонячних плям, потоків протонів та електронів (рис.3), вказують на відсутність впливу сонячної активності на поведінку комети C/2009 P1 (Garradd).

Коефіцієнти кореляції розраховувалися за методикою, яку запропонував О. Добровольський [1]. Причому коефіцієнти кореляції розраховувалися з урахуванням того, що той чи інший прояв сонячної активності досягає комети протягом певного проміжку часу (бралось від 0 до 28 діб).

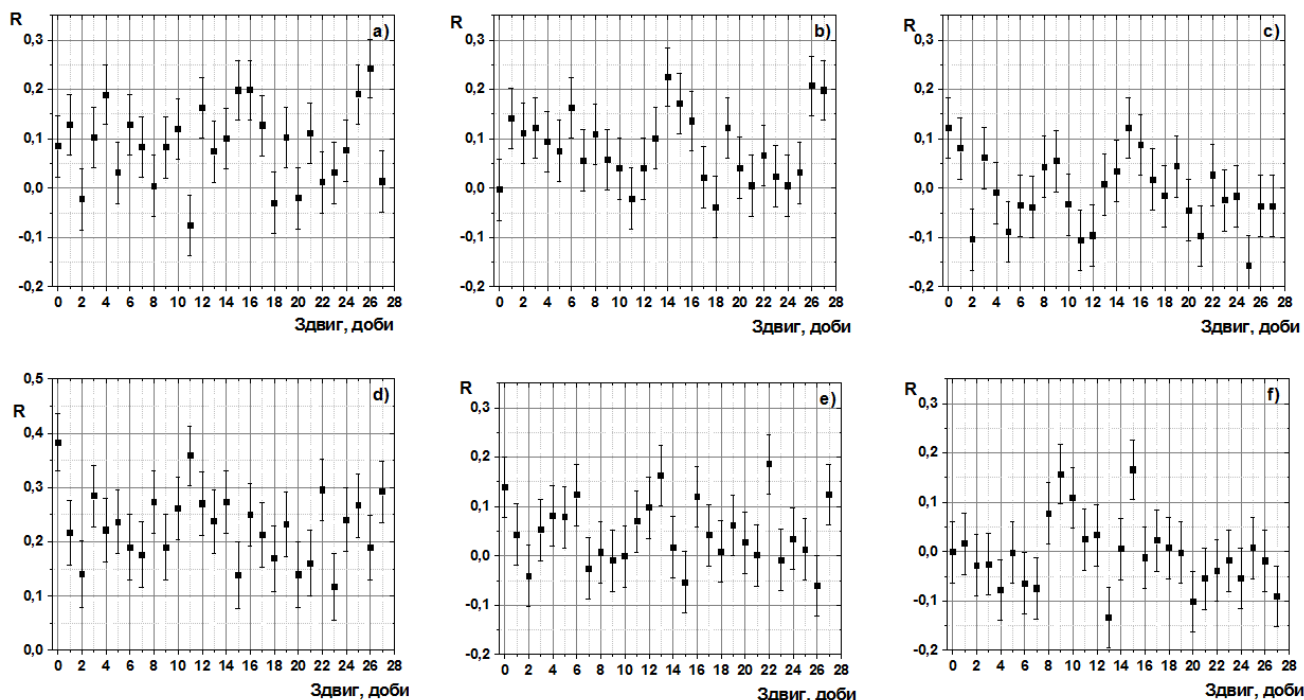


Рис.3. Залежність коефіцієнтів кореляції  $R$  між флуктуаціями блиску комети C/2009 P1 (Garradd) та проявами сонячної активності з часовим зміщенням: а) – числа Вольфа, б) – площа сонячних плям, добовий потік протонів/см<sup>2</sup>ср; с) – з енергією більше 1 MeV, d) – з енергією більше 10 MeV, e) – з енергією більше 100 MeV, f) – добовий потік електронів/см<sup>2</sup>ср з енергією більше 0.6 MeV

## ВИСНОВКИ

В роботі досліджувалась активність комети C/2009 P1 (Garradd) та її зв'язок проявами сонячної активності. Отримані наступні значення фотометричних параметрів: до перигелію  $H_0$  становить  $7.32 \pm 0.25$ , а  $n$  – відповідно  $5.43 \pm 0.42$ ; після перигелію  $H_0$  становить  $6.29 \pm 0.49$ , а  $n$  – відповідно  $9.02 \pm 0.98$ . Зв'язок між зміною блиску комети та проявами сонячної активності не встановлено. Підтверджено, що можливим джерелом активності комети C/2009 P1 (Garradd) поблизу перигелію є крижані зерна.

### Список використаних джерел

1. Добровольский, О.В. Кометы [Текст]: монография. – М.: Наука, 1966. – 288 с.
2. Bodewits, D. EPOXI observations of Comet 2009/P1 (Garradd) during the period from 27.09.2008 to 02.26.2014. The light curve of the comet C/2009 P1 (Garradd) is constructed. The photometric parameters are calculated. Obtained the following values of the photometric parameters:  $H_0$  before perihelion is  $7.32 \pm 0.25$ , and  $n$  respectively  $5.43 \pm 0.42$ ; after perihelion  $H_0$  is  $6.29 \pm 0.49$ , and  $n$  respectively  $9.02 \pm 0.98$ . It can be seen from the curve that near perihelion comet activity increased: brightness of the comet undergoes significant fluctuations. Obviously, at this time effective mechanisms are started in comet that cause increased outgassing. The sharp weakening of the comet's brightness after growth indicate that this gas sources is temporal. This suggests that near perihelion possible mechanism of amplification of the gas can be icy grains (ice fragments) that give additional temporary increase in brightness of the comet. The correlation coefficients between the change brightness of the comet and changing manifestations of solar activity, namely Wolf numbers, sunspot areas, streams of protons and electrons are calculated. Correlation coefficients were calculated by the method proposed by O. Dobrovolsky. Correlation coefficients were calculated taking into account the fact that a particular manifestation of solar activity reaches the comet over a period of time (been taken from 0 to 28 days). The relationship between the change in brightness of the comet and manifestations of solar activity is not installed. **Надійшла до редколегії 26.06.14**
3. Combi, M.R. Water production rate of Comet C/2009 P1 (Garradd) throughout the 2011–2012 apparition: Evidence for an icy grain halo [Текст] / M.R. Combi, J.T.T. Mäkinen, J.-L. Bertaux, E. Quémerais, S. Ferron, N. Fougere // Icarus. – 2013. – Volume 225, Issue 1 – P. 740-748.
4. Paganini, L. The chemical composition of CO-rich Comet C/2009 P1 (Garradd) at  $R = 2.4$  and  $2.0$  AU before perihelion [Текст] / L. Paganini, M. J. Mumma, G. L. Villanueva, M. A. DiSanti, B. P. Bonev // ApJ. – 2012. – 748. – P.13-19.
5. Villanueva, G.L. A multi-instrument study of Comet C/2009 P1 (Garradd) at 2.1 AU (pre-perihelion) from the Sun [Текст] / G.L. Villanueva, M.J. Mumma, M.A. DiSanti, B.P. Bonev, L. Paganini, G.A. Blake // Icarus. – 2012. – Volume 220, Issue 1. – P. 291-295.

И. Лукьяник, канд. физ.-мат. наук  
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

## АКТИВНОСТЬ КОМЕТЫ C/2009 P1 (GARRADD)

В работе проводится исследование кривой блеска кометы C/2009 P1 (Garradd). Использованы 9099 наблюдений кометы в период с 27.09.2008 по 26.02.2014. Рассчитаны фотометрические параметры. Исследуется связь с солнечной активностью. Сделаны выводы относительно источников газообразования около перигелия этой кометы.

Ключевые слова: кометы, кривая блеска, C/2009 P1 (Garradd), солнечная активность.

I. Luk'yanyk, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## ACTIVITY OF THE COMET C/2009 P1 (GARRADD)

Each comet has individual characteristics that are important for building models of the Solar system, and most comets. In this paper presents the results of treatment of 9099 observations of comet C/2009 P1 (Garradd) during the period from 27.09.2008 to 02.26.2014. The light curve of the comet C/2009 P1 (Garradd) is constructed. The photometric parameters are calculated. Obtained the following values of the photometric parameters:  $H_0$  before perihelion is  $7.32 \pm 0.25$ , and  $n$  respectively  $5.43 \pm 0.42$ ; after perihelion  $H_0$  is  $6.29 \pm 0.49$ , and  $n$  respectively  $9.02 \pm 0.98$ . It can be seen from the curve that near perihelion comet activity increased: brightness of the comet undergoes significant fluctuations. Obviously, at this time effective mechanisms are started in comet that cause increased outgassing. The sharp weakening of the comet's brightness after growth indicate that this gas sources is temporal. This suggests that near perihelion possible mechanism of amplification of the gas can be icy grains (ice fragments) that give additional temporary increase in brightness of the comet. The correlation coefficients between the change brightness of the comet and changing manifestations of solar activity, namely Wolf numbers, sunspot areas, streams of protons and electrons are calculated. Correlation coefficients were calculated by the method proposed by O. Dobrovolsky. Correlation coefficients were calculated taking into account the fact that a particular manifestation of solar activity reaches the comet over a period of time (been taken from 0 to 28 days). The relationship between the change in brightness of the comet and manifestations of solar activity is not installed.

Keywords: comets, comet light curve, C/2009 P1 (Garradd), solar activity.

Наукове видання



# ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

## АСТРОНОМІЯ

Випуск 1(51)

Друкується за авторською редакцією

Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "Київський університет"

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



Формат 60x84<sup>1/8</sup>. Ум. друк. арк. 7,1. Наклад 300. Зам. № 213-6890.  
Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А1.  
Підписано до друку 26.02.14

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