

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

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

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

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

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

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В. М. Івченко, д-р. фіз.-мат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	В. М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук (заступник відповідального редактора); О. В. Федорова, канд. фіз.-мат. наук (відповідальний секретар); Б. І. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук; В. І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук; В. І. 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; К. І. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук.
Адреса редколегії	04053, Київ-53, вул. Обсерваторна, 3, Астрономічна обсерваторія ☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06, адреса електронної пошти: visnyk@observ.univ.kiev.ua
Затверджено	Вченою радою Астрономічної обсерваторії 15.11.11 (протокол № 10)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/9 від 08.09.99
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КІ № 251 від 31.10.97
Засновник та видавець	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
Адреса видавця	01601, Київ-601, 6-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43 ☎ (38044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28

Кудря Ю., Юдко О. Причини відхилень від залежності Таллі-Фішера галактик з каталогу 2MFGC.....	4
Хміль С. Рухома гравітаційна лінза у Всесвіті, що розширюється	9
Андрук В., Іванов Г., Яценко А., Головня В., Їжакевич О., Пакуляк Л., Шатохіна С. Астрометрія платівок ПША, оцифрованих двома типами сканерів. Розділення зображень зір двох експозицій.	11
Парновський С. Часоподібні сингулярності в загальній теорії відносності	14
Кац А., Конторович В. Вибухоподібна еволюція галактик на значних червоних зміщеннях та проблема прихованої маси	16
Бердіна Л., Мінаков А., Вакулік В. Структура контурів інтенсивності зображень джерела в гравітаційних полях галактики і мікролінз.....	19
Пасечник М., Чорногор С. Динамика атмосфери активної області во время двух хромосферных выбросов	22
Сухоруков А., Щукіна Н. Сонячний вміст кремнію в наближенні ЛТР в одновимірних моделях	26
Цап Ю., Исаева Е. Межпланетные ударные волны и ускорение солнечных космических лучей.....	29
Криводубський В., Єфіменко В. Дослідження і прогнозування сонячної активності в астрономічній обсерваторії Київського університету впродовж трьох сонячних циклів (1968–2011 рр.)	32
Мельник О., Елиїв А. Темна матерія у парах галактик KPG84 та KPG431	35
Цап Ю., Копылова Ю. Минутные колебания магнитного поля в фотосфере Солнца по наблюдениям на SOT/Hinode.....	45
Осика О., Лозицький В., Курочка Е. Еволюція локальних магнітних полів у сонячному спалаху 19 липня 2000 р.	48
Клещонок В., Вербінська В. Телевізійні спостереження покрить Місяцем тісних подвійних зір	50
Логинов А., Криводубський В., Сальников Н., Черемных О. О пространственно-временной структуре глобальных течений на Солнце	54
Ропотенко К. Квант площі та ентропія чорної діри	57
Чурюмов К., Клещонок В., Баранський О., Пономаренко В. Спостереження пилових джетів в кометі 81P/Вілда 2	59

CONTENTS

Kudrya Ju., Yudko O. The causes of deviations from the Tully-Fisher dependency of the 2MFGC catalogue galaxies	4
Khmil S. A moving gravitational lens in an expanding Universe.....	9
Andruk V., Ivanov G., Yatsenko A., Golovnya V., Yizhakevich O., Pakuliak L., Shatokhina S. Astrometry of PSA plates digitalized by two kinds of scanners. Separation of images of the stars from two exposures	11
Parnovsky S. Time-like singularities in general relativity	14
Kats A., Kontorovich V. Explosive galaxy evolution at high redshifts and hidden mass problem	16
Berdina L., Minakov A., Vakulik V. Intensity contours structure of the source image in the gravitational fields of galaxy and microlens.....	19
Pasechnik M., Chornogor S. Atmosphere active area dynamics during the two chromospheric ejections	22
Sukhorukov A., Schukina N. Solar silicon plenty within the LTE approximation in one-dimensional models	26
Tsap Ju., Isaeva E. Interplanetary shock waves and solar cosmic rays acceleration.....	29
Kryvodubsky V., Efimenko V. Research and forecasting of the solar activity during the three solar cycles (1968–2011) in the Astronomical Observatory of Kiev University	32
Melnyk O., Elyiv A. Dark matter in the galaxy pairs KPG84 and KPG431	35
Tsap Ju., Kopylova Ju. Minute oscillations of a magnetic field in the Solar photosphere from the OT/Hinode observations	45
Osyka O., Lozitsky V., Kurochka E. Evolution of local magnetic fields in solar flare of July 19, 2000	48
Kleschonok V., Verbinska V. Television observations of the occultation of close binary stars by Moon	50
Loginov A., Krivodubskij V., Salnikov N., Cheremnykh O. On spatial-temporal structure of the Sun global flows.....	54
Ropotenko K. Area quantum and black hole entropy	57
Chiurumov K., Kleschonok V., Baransky O., Ponomarenko V. Observations of the dust jets in 81P/Wild 2 comet.....	59

ПРИЧИНИ ВІДХИЛЕНЬ ВІД ЗАЛЕЖНОСТІ ТАЛЛІ-ФІШЕРА ГАЛАКТИК З КАТАЛОГУ 2MFGC

Проаналізовано можливі причини великих відхилень від залежності Таллі-Фішера та нефізично великих пекулярних швидкостей галактик з каталогу 2MFGC. Розроблені рекомендації щодо вдосконалення методики визначення пекулярних швидкостей.

The possible reasons of the large deviations from Tully-Fisher relation as well as of non-physical large peculiar velocities of the galaxies from catalog 2MFGC are analysed. The recommendations for improvement of the peculiar velocities determination method are made.

Вступ. Дослідження великомасштабних не-Габблівських потоків галактик та відповідного розподілу речовини у Всесвіті потребують незалежної від червоного зміщення оцінки відстаней для великих та глибоких вибірок рівномірно розподілених по небу галактик з однорідними масивами даних. Найбільш масовий метод таких оцінок для спіральних та неправильних галактик дає залежність Таллі-Фішера (ТФ) [33] між світністю або лінійним діаметром галактики та її швидкістю обертання, мірою якої найчастіше використовують ширину радіолінії 21 см.

При використанні ТФ-залежності дослідники зазвичай уникали включати у вибірки спіралі, що спостерігаються з ребра, мотивуючи це тим, що для них є неточними оцінки внутрішнього поглинання. Караченцев [16] показав, що цей фактор не є домінуючим у розсіянні на ТФ-діаграмі, та обґрунтував можливість використання вибірок галактик "з ребра" для досліджень потоків галактик. На даний час за участі співробітників Астрономічної обсерваторії Київського університету з метою проведення таких досліджень створено три каталоги плоских галактик "з ребра": FGC, Flat Galaxy Catalogue [20], RFGC, Revised Flat Galaxy Catalogue [18] та 2MFGC, 2MASS selected Flat Galaxy Catalog [26]. Каталог 2MFGC, що складений на основі огляду 2MASS [31] та каталогу протяжних 2MASS-джерел XSC [14], містить 18020 галактик, які відбиралися автоматизованим способом за відношенням інфрачервоних (ІЧ) розмірів $b/a < 0.3$, що приблизно відповідає оптичному відношенню осей $a/b > 6$. На відмінність від каталогів FGC та RFGC каталог 2MASS лише частково проходив візуальний контроль експертів та може містити, як виявилось, об'єкти, які за формою є далекими від плоских галактик "з ребра".

На даний час для більш ніж 3000 галактик каталогу 2MFGC є відомими ТФ-дані: ширини радіолінії 21 см або оптичні швидкості обертання та червоні зміщення, а також ІЧ 2MASS-величини. Для цієї вибірки були визначені параметри великомасштабного руху [5, 3], які виявилися близькими до попередніх визначень для RFGC-галактик на основі оптичних діаметрів [2, 17, 6] та 2MASS-величин [21].

ТФ-залежність на основі ІЧ-величин дослідники широко використовують, починаючи з робіт Ааронсона та інш. [7–9]. Головна її перевага перед оптичною залежністю полягає у меншому розсіянні. При цьому використовувалися дані "глибокої" ІЧ-фотометрії (у I-, H-смугах). Однак для 2MASS-фотометрії ця перевага втрачалася через короткий час експозиції, коли погано детектується більш слабка блакитна периферія дискових галактик. Внаслідок цього ІЧ кутові діаметри (на відмінність від оптичних діаметрів каталогів FGC та RFGC) взагалі виявилися непридатними для ТФ-залежності, а прийнятним виявилось використання з 2MASS-даних видимих J, H, K-величин. Такий підхід дав задовільні результати. Але суттєвим недоліком використання даних для 2MFGC-галактик виявилася велика кількість (до 12 %) галактик, які відкидалися з опрацювання за формальними критеріями великих відхилень на ТФ-діаграмі та через неправдоподібно великі пекулярні швидкості. З 3074 об'єктів з відомими ТФ-даними лише для 2724 з них були визначені в остаточному варіанті відстані та пекулярні швидкості [3].

Метою даної роботи є аналіз причин таких відхилень для 350 відкинутих галактик та розробка на основі результатів аналізу рекомендацій щодо вдосконалення методики опрацювання спостережних ТФ-даних.

Аномально великі відхилення від ТФ-залежності та пекулярні швидкості. Методика визначення параметрів колективного руху для вибірки 2MFGC-галактик з використанням багатопараметричного узагальнення ТФ-залежності описана у [3, 22]. Введення в ТФ-залежність абсолютної J-величини від логарифма ширини лінії також додаткових регресорів має за мету її підправлення за ефекти впливу різних фізичних умов та зменшує на 14 % розкид залежності. За додаткові регресори приймалися: логарифм відношення діаметрів, середня поверхнева яскравість у J-смузі, показник кольору (J–K) та індекс концентрації. Разом з основним регресором та вільним членом ми мали 6-параметричну регресію. Для повної вибірки $N=3074$ при опрацюванні даних за даною методикою був отриманий [3] досить великий розкид точок на ІЧТФ-діаграмі, $\sigma_{TF} = 0.^m76$. Тому з опрацювання були виключені ті галактики, які відхиляються від 6-параметричної регресії більше, ніж на $3\sigma_{TF}$, а також ті галактики, чиї пекулярні швидкості у системі фонових мікрохвильового випромінювання (ЗК-системі) перевищували за модулем 3000 км/с, вважаючи, що такі відхилення не обумовлені фізичними причинами. Провівши послідовно декілька ітерацій виключення (до збіжності процесу) була отримана вибірка з $N=2724$ галактик, яка характеризується розкидом $\sigma_{TF} = 0.^m47$. (Для порівняння: найбільша на даний час

вибірка з ТФ-даними SFI++ з I-величинами при аналогічному опрацювання дає $\sigma_{TF} = 0.^m40$ [22]). Таким чином, виключення 3074–2724=350 галактик (приблизно 11 %), розкид на ІЧТФ-діаграмі був зменшений у 1,6 раза та досяг того значення, яке вважається типовим та обумовленим фізичними причинами.

Далі будемо скорочено називати "відхилянтами" галактики за їх відхиленням від ТФ-залежності, більше ніж на 3σ , "бігунами" – за значенням пекулярної швидкості, більшою за 3000 км/с за модулем, "відхилянтами-бігунами" – за обома властивостями одночасно. Виявилось, що кількість "відхилянтів" є 114, "бігунів" – 197, "відхилянтів-бігунів" – 37 штук. Всього у трьох списках – 348 галактик. Зауважимо, що 2 галактики помилково мали подвійне входження у каталог 2MFGC та у вибірку галактик з ТФ-даними, тому 3074 – 2724 – 2 = 348. Кожна з 348 відкинутих галактик

підлягала візуальному контролю з метою знаходження можливих морфологічних пекулярностей або ознак явної взаємодії, які могли би пояснити відхилення, контролю даних про променеві швидкості та ширини лінії 21 см або оптичних швидкостей обертання. Для візуального контролю використовувалися DSS-зображення у базі даних Європейської Південної обсерваторії (ESO Digitised Sky Survey, <http://archive.eso.org/dss/dss>) або Інституту космічного телескопа імені Габбла (<http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss>) та, за наявності, зображення зі Слоанівського цифрового огляду неба SDSS (<http://cas.sdss.org/dr7/en/tools/chart/navi.asp>). Контроль даних проводився за позагалактичними базами даних NED (<http://nedwww.ipac.caltech.edu/> та HyperLEDA <http://leda.univ-lyon1.fr/>). У ряді випадків дані контролювалися за оригінальними роботами, на які є посилання в цих базах даних. Далі ми перераховуємо можливі причини відхилень та кількості об'єктів, які ймовірно мають відхилення за даною причиною. Зауважимо, що для конкретної галактики можуть бути декілька причин, тому сума наведених кількостей більша за 348. Описуючи положення галактики на ТФ-діаграмі, будемо говорити, наприклад, що галактика має швидкість обертання у 1,5 рази більшу або світність у 4 рази меншу, маючи на увазі відхилення від піку статистичного розподілу при сталому значенні аргумента (логарифму ширини лінії 21 см W_{50}) або сталому значенні функції (абсолютної величини).

Помилки у спостережних даних. Були знайдені у файлі даних, що опрацьовувався, помилки у ширинах та червоних зміщеннях. Вони виникли головним чином внаслідок надання переваги вимірюванням у певних роботах за наявності суттєво відмінних альтернативних вимірювань. У разі конфлікту даних з можливих їх сполучень ми приймали як найбільш правильний той варіант, який більше підходив для ТФ-залежності. Ми враховували також можливість фотометричних помилок. Всього помилки даних представляються наявними у 114 випадках (31 "відхилянт" + 52 "бігуни" + 31 "відхилянт-бігун"). У 29 (9 + 11 + 9) випадках найбільш ймовірною причиною відхилень є **ненадійні визначення ширин** внаслідок складного профілю лінії або інших причин. Яскравим прикладом є 2MFGC2502, для якої ширина $W_{50} = 164$ км/с взята з роботи [15]; вона в 2,8 рази менша для даної світності. В примітках в NED (з більш пізньої роботи) значиться, що "галактика не має спіральної структури, обертання відбувається навколо великої осі, криву обертання неможна вивести". Інший приклад: 2MFGC7577 – блакитна галактика, в LEDA швидкість обертання наводиться з великою похибкою $V_{rot} = 55 \pm 31.5$ км/с. У 19 (3 + 8 + 8) випадках **ненадійними представляються радіальні швидкості**. Наприклад для "відхилянта" 2MFGC9053 згідно приміткам в NED є дві групи визначень: ~2600 км/с, що було прийнято у нашому файлі даних, та ~6400 км/с, що ще більше віддаляє від залежності. Так само, для "бігуна" 2MFGC7680 є два суттєво різних визначення геліоцентричної променевої швидкості V_h , але жодне не підходить для даного великого значення ширини, яке підтверджується декількома спостереженнями. Алгоритм обчислення зоряних величин для XSC-об'єктів [14] ніби дозволяє уникати великих **фотометричних помилок** для переважної більшості галактик. В найгірших випадках припускається систематична похибка у потоці в 20 %. Це означає похибку у 0,2–0,24 зоряних величин, що складає приблизно половину стандартного відхилення на ТФ-залежності (для почищеної вибірки). Ми вважаємо, що похибки такого порядку можуть виникнути, наприклад, коли на галактику проектується яскрава зоря. При цьому потрібно екстраполювати розподіл поверхневої яскравості на область зорі, що в разі асиметричного зображення галактики може спричинити відчутну помилку фотометрії. Можна очікувати також фотометричні помилки у зоні Молочного Шляху за рахунок помилкових визначень фону або невизначеності у поглинанні при великому його значенні. У сукупності з іншими причинами галактика з великою фотометричною похибкою може мати достатньо велике відхилення на ТФ-залежності або велику пекулярну швидкість. За нашими оцінками фотометричні похибки можуть бути відчутними для 27 (8 + 17 + 2) об'єктів. Приклади: на периферію несиметричного "бігуна" 2MFGC09937 проектується дві яскраві зорі; до шести зір проектується на "відхилянта" 2MFGC15480; для "відхилянта" 2MFGC2502 поправка за поглинання є 1.25 mag у J-фільтрі, що може спричинити і велику похибку у поглинанні.

Плутанина об'єктів. У список "бігунів" потрапила 2MFGC5476, яка у каталозі була неправильно ототожнена з близькою (0',263) сусідкою ESO309-G006 і, отже, їй приписані ТФ-дані сусідки. У список "бігунів-відхилянтів" потрапила 2MFGC7265, яка в базах ототожнюється з блакитним карликовим супутником NGC2820A великої ТФ-нормальної галактики з ребра NGC2820=2MFGC7269. Список визначень ширини лінії для NGC2820A більше підходить до "патрона", а не супутника, а одне з визначень ширини для великої галактики – 87 км/с – більше підходить до карлика. **Заміна даних частково або повністю вирішує проблему.** У попередніх випадках була підтверджена правомірність вилучення даних. Але для 36 (11 + 14 + 11) об'єктів ревізія спостережних даних призвела до зняття або пом'якшення проблеми відхилень. Приклад: у список "відхилянтів" потрапив об'єкт 2MFGC11723=11725 (подвійне входження в каталог). В нашому файлі значення ширини $W_{50} = 149$ км/с взяті зі статті [23]. Більш пізні вимірювання HIPASS [13] дали $W_{50} = 312$ км/с, що пересуває галактику точно в середину "роя" точок на ТФ-діаграмі.

Галактика видна не під кутом 90 градусів. Критерій відбору галактик до каталогу 2MFGC був сформульований таким чином, щоби у вибірку попали плоскі дискові системи, які спостерігаються під кутом i , близьким до 90° . Однак, в силу морфологічних особливостей автоматизований критерій відбору "пропустив" у каталог слабконахилені спіралі (галактики майже "пласом"). Наприклад, виявилось, що достатньо часто галактика майже "пласом" приймалася за галактику "з ребра", якщо вона мала подовжений контрастний бар (або інший контрастний елемент), який орієнтований у картинній площині. ІЧ-зображення формується головним чином баром з його старим зоряним населенням, і галактика з відношенням осей $b/a \sim 1$ у синьому фільтрі може мати відношення ІЧ-осей $b/a < 0.3$ і галактика потрапляє у каталог 2MFGC (бар імітує галактику).

Вимірюана швидкість обертання таких галактик відрізняється від справжньої швидкості згідно формули $W = W_{obs} / \sin i$. При опрацювання даних для всіх об'єктів приймалося $i = 90^\circ$, чим галактика на ТФ-діаграмі пересувалася в бік меншого значення аргумента на $\Delta \log W = |\log(\sin i)|$

Приклади: "відхилянти" 2MFGC6642, 2MFGC7577 та 2MFGC15483 в LEDA мають нахил $11,8^\circ$, 30° та $44,9^\circ$ відповідно; "бігун" 2MFGC14733=ESO184-0080 має нахил $50,6^\circ$; "відхилянт-бігун" 2MFGC16469 – $47,2^\circ$.

Ми прийняли, що розкид головного "рою" ТФ-залежності є приблизно 0,2 вздовж осі абсцис (логарифмів ширини), і несуттєвою вважали похибку до чверті цього значення, що дає граничне значення нахилу 63° . У 43 (23 + 19 + 1) випадках виявилися менші кути нахилу.

Морфологічні та фізичні особливості. У 17 (5 + 10 + 2) випадках виявлена **несиметрична, неправильна форма без близьких сусідів**. Неправильність морфології можливо визначається або поглинутим супутником, або взаємодією з темними сусідами. Приклади: "відхилант" 2MFGC15806 (непомітні ядро та балдж, несиметрична витягнута структура, південна половина помітно більш тонка за північну), "бігун" 2MFGC15128 (несиметричний туманний шлейф); "відхиланти-бігуни" 2MFGC139=KUG0008+355 (асиметричні рукава, ексцентрично розташоване ядро, ніби "півгалактики") та 2MFGC8906 (довгий хвіст від одного рукава). Найбільші пекулярності у "відхилантів-бігунів" (2MFGC139, 2MFGC8906). За пекулярності ми вважали наявність **потужних зон зореутворення та областей III**. Відомо, що значна частина галактик Маркаряна із зореутворенням відхиляється від ТФ-залежності, побудованої за нормальними галактиками, у В та К-сму-гах [11, 12]. За нашими підрахунками активність зоре-утворення може бути причинами відхилень у 11 (9 + 2 + 0) випадках. Приклад: 2MFGC135 – галактика з потужним зореутворенням (згідно з однією з приміток, це не Sc-галактика, як прийнято в NED та LEDA, а сплюснена зона зореутворення). До речі, для цієї близької галактики в NED наводяться 4 суттєво різні визначення відстані за ТФ-залежністю: від 1 Мпк [35] до 9 Мпк [32].

Три **Сейфертівські галактики** потрапили до списку "відхилантів". 1) 2MFGC2138=NGC1055 (Sy2) за даної світності має у 1,4 рази більшу швидкість, або за даної швидкості меншу в чотири рази світність. 2) 2MFGC9679=NGC4235 (Sy1) – має або у 2 рази меншу швидкість обертання, або у 10 разів більшу світність. 3) 2MFGC10101=NGC4700 (Sy2) – або у 2 рази меншу швидкість, або у 15 разів вищу світність.

Відзначимо, що у двох з трьох випадків Сейфертівські галактики мають більшу світність, ніж більшість звичайних галактик, що представляється логічним та підтверджується, наприклад, у [12]. Третя (2MFGC2138) галактика має достатньо інших пекулярностей, які можуть бути причиною відхилення у протилежному напрямі від "рою": є близький сусід – більш відома "класична" Сейфертівська галактика NGC1068=M77, потужна пилова смуга, нахил 62.5° (за даними LEDA).

Блакитні (компактні) галактики. Всього до цього класу ми віднесли 28 (18 + 6 + 4) галактик. Приклади: найслабкіша у вибірці N=348 галактика 2MFGC1138 ($M_J = -14.4$ mag) типу Im; відома блакитна компактна галактика 2MFGC09396 = Holm 309c = Haro 05, яка також входить в каталог подвійних галактик Караченцева [1] (N311), тобто цей об'єкт вважався двома галактиками, має у 2 рази меншу швидкість обертання.

Лінзоподібні галактики. Всі 63 лінзоподібні галактики (S0, S0/a) нашої вибірки N=3074 або попадають у головний "рій" точок ТФ-діаграми, або систематично відхиляються від "рою" в бік менших швидкостей обертання та більших J-світностей у порівнянні з рештою спіральних галактик. При цьому 12 (8 + 3 + 1) лінзоподібних галактик попали у наші списки "відхилантів" та "бігунів".

Суттєва відмінність ТФ-залежності для S0-галактик від залежності для спіралей відзначалася в роботі [27]. Крім того, автори цієї роботи стверджують, що співвідношення фундаментальної площини, характерне для еліптичних галактик, є більш точним для S0-галактик, ніж ТФ-залежність. В літературі обговорюється проблема походження лінзоподібних галактик та їх генеалогічний зв'язок зі спіралями. Так Ван ден Берг [35], наприклад, звертає увагу на те, що S0-галактики у середньому слабкіші за еліптичні та ранні спіралі типу Sa. Вони не зшиваються гладко з сусідами на Габблівській послідовності та на цій підставі не можуть бути проміжним типом. Він висловлює гіпотезу, що S0-галактики насправді є еліптичними, але вони еволюціонували у такому оточенні, що загубили частину (більш ніж половину) своєї світної речовини.

На нашій діаграмі спостерігається протилежна ситуація – лінзоподібні галактики в цілому більш яскраві для даної швидкості обертання, ніж спіральні. Можливо, що наша вибірка S0-галактик не є представницькою всієї їх множини. Через таку неузгодженість та через те, що S0-галактики є швидше еліптичними, ніж спіральними, ми вважаємо, що з вибірки треба вилучити всі галактики типів S0 та S0/a.

Ми перевірили також положення на ТФ-діаграмі **галактик пізніх (магеланових) типів** та неправильних галактик. Такого асиметричного положення, яке демонструють лінзоподібні галактики, немає. Пізні галактики вносять лише додаткову дисперсію на слабкому кінці діаграми.

Карлики або невеликі спіралі, багаті газом. Багатьма авторами відзначалося, що ТФ-залежність має злам або плавну зміну нахилу у тому місці, де відбувається перехід до карликових систем [24, 25, 29]. Цей злам означає, що при даній швидкості обертання карликові галактики мають систематично меншу світність, ніж це визначається продовженням ТФ-залежності, побудованої за нормальними спіралями, у область малих швидкостей обертання. Причину зламу вбачають у тому, що карликові галактики містять велику порцію газу. Якщо враховується маса газу з прийняттям форми ТФ-залежності з масою, тобто, як залежність повної баріонної маси від швидкості обертання, то говорять про баріонну ТФ-залежність. Є вказівки на те, що врахування в галактиках маси газу покращує ТФ-залежність [24, 25, 29]. Більше того, покращує ТФ-залежність також врахування неслітної баріонної матерії (темні тіла, пил) [29].

У нашому випадку 2MFGC-галактик також має місце зміна нахилу ТФ-залежності при переході до карликових систем, що сприймається як нелінійність ТФ-залежності. При цьому 30 (26 + 4 + 0) галактик потрапили в наш список відхинутих галактик з цієї причини.

Типовим прикладом є "відхилант" – блакитна карликова галактика 2MFGC9652. Однак вона знаходиться на продовженні головного "тіла" залежності, якщо врахувати зміну нахилу на слабкому кінці. Наявність у вибірці карликових систем вимагає коригування методики опрацювання (врахування нелінійності або перехід до баріонної ТФ-залежності).

Потужні пилові смуги виявлені у 9 (3 + 5 + 1) випадках. Для 7 галактик з них недооцінюється світність, можливо саме через поглинання пилом. Прикладом є "бігун" 2MFGC12336. Однак, дві галактики зі смугами відхилені від "рою" в бік більших світностей: Сейфертівська галактика 2MFGC9679 та член тісного триплету 2MFGC7142. Для них поглинання пилом не є визначальним у відхиленні.

Дифузна структура, низька поверхнева яскравість, зовнішнє кільце. Такі пекулярності виявлені у 5 випадках (4+1+0): 2MFGC4870, 2MFGC6813, 2MFGC6642, 2MFGC6813, 2MFGC13442, 2MFGC11367.

Галактики з полярними кільцями. У список "відхилантів" потрапила відома галактика 2MFGC1291=

=NGC660 (PRC C-13 зі списку галактик з полярними кільцями [36]). Другою галактикою, яку ми віднесли до даного типу відхилянтів є близька галактика 2MFGC12346=NGC5907, полярна петлеподібна структура якої була відкрита при застосуванні спеціальної техніки опрацювання зображення та інтерпретується як результат припливного зруйнування карликового супутника [30]. Відзначимо, що відносно оптичної ТФ-залежності у варіанті лінійний діаметр – ширина лінії 21 см (для RFGC-галактик) суттєвих відхилень для цієї галактики не виявлено [19].

Відомо, що галактики з полярними кільцями суттєво відхиляються від ТФ-залежності, побудованої за звичайними спіралями [10]. Ширина лінії 21 см виявляється більшою, ніж очікується для спостережної ІЧ-світності, яка обумовлена центральними частинами ма-сивного компонента. Зараз вважається, що більшість гігантських галактик (якщо не всі) оточені поточом невеликих супутників. Це означає, що і у інших галактиках можуть бути знайдені такі гігантські дуги, які утворює Sgr I в нашій Галактиці та як у випадку NGC5907.

Відзначимо, що у список "відхилянтів" потрапила ще одна галактика зі списку галактик з полярними кільцями роботи [37] – карлик 2MFGC1206=NGC625=PRC C-11. Однак її положення на ТФ-діаграмі (точно на продовженні в область карликів ТФ-залежності основної маси галактик) свідчить, що полярне кільце не є головною причиною відхилення.

Галактика Вольфа-Райє 2MFGC9663 потрапила у список "відхилянтів".

До **артефактів** ми віднесли два випадки, коли за галактику приймалася пара галактик, які утворюють подовжену структуру. Пара еліптичних галактик 2MFGC07114=LSBC F564 - V01 (південна – NED01, північна – NED02) =AGC191077 потрапила у список "бігунів". Внаслідок малого розділення в 0,3 кутові мінуту пара сприймається як один НІ-об'єкт навіть на телескопі Аресибо. Об'єкт 2MFGC14160 потрапив до списку "відхилянтів". В нього швидкість обертання приблизно у 1.6 раза менша, або світність у 6 разів більша, ніж за ТФ-залежністю. На червоних DSS-зображеннях вона виглядає як пара спіралей, кожна з яких є продовженням іншої. В NED на січень 2011 р. цей об'єкт класифікувався як S+S та LIRG. Зауважимо, що основне ім'я цього об'єкту – саме за каталогом 2MFGC. Бажаємо більш детально дослідити цей об'єкт.

Взаємодія. Можлива взаємодія (без явних пекулярностей) перевірялася порівнянням променевих швидкостей сусідів (за наявності їх у базах NED та LEDA) та оцінкою відстаней до них у картинній площині. Порівнювалися також лінійні розміри та світності сусідів. У силу невизначеності пекулярних швидкостей однозначного висновку про силу взаємодії зробити неможливо на основі інформації з баз даних.

До цієї категорії ми віднесли 35 (8 + 23 + 4) об'єктів. Приклади. 1) "Бігун" 2MFGC17171 добре сидить на ТФ-залежності, знаходиться в групі: принаймні 3 порівняння за світністю галактики знаходяться у області з радіусом 5 кут.мінут. 2) "Бігун" 2MFGC5524 з радіальною швидкістю $V_h = 4113$ км/с має сусіда 2MASX J06563214+1425257 з $V_h = 4049$ км/с на кутовій відстані 7 мінут. Спроектована відстань 120 кпк, радіальна відстань 890 кпк (у припущенні нульової відносної пекулярної швидкості), повна відстань 900 кпк.

Яву взаємодію без морфологічних особливостей ми виявили у 19 (4 + 12 + 3) випадках. Приклади. 1) "Відхилянт" 2MFGC2042=UGC2067 правильної форми взаємодіє з UGC2065, що знаходиться на відстані 80 кпк. Можливо взаємодіє також з більш далеким сусідом UGC2069. 2) Відхилянт 2MFGC12066 - член фізичної пари 451 Караченцева [1]. 3) Відхилянт 2MFGC9609=UGC7211 знаходиться у тісному триплеті з NGC7206 та NGC7202. 4) "Бігун" 2MFGC1214 взаємодіє з MCG-02-05-009 та NGC624 (група HIPASS J0 135-09). 5) "Відхилянт-бігун" 2MFGC137=UGC10789 NED01 взаємодіє з UGC10789 NED02, в NED класифікується як пара галактик. 6) "Відхилянт-бігун" 2MFGC12489 явно взаємодіє у триплеті з CGCG049-171 та CGCG049-170.

Яву взаємодію з пекулярною морфологією було виявлено у 21 (9 + 10 + 2) випадку. Приклади. 1) У "відхилянти" потрапили дві галактики 2MFGC16399=UGC11797 та 2MFGC16402=UGC11798, з'єднані між собою мостом, обидві мають несиметричні форми, особливо у блакитному зображенні, разом з UGC11801 утворюють триплет. 2) "Відхилянт-бігун" 2MFGC17772=Arp295a (південний компонент пари Arp295)=VV34b. Блакитні хвіст та міст до Arp295b. Для 2MFGC17772 надто мала швидкість обертання для даної світності. Можливо, що обертання галактики загальмоване сусідом. 3) Несиметричний "бігун" 2MFGC6402=UGC4185 входить до триплету спіралей "з ребра" разом з 2MFGC6404=UGC4186 та 2MFGC6403=UGC4105NOTES01. Цікаво, що 2MFGC6404 також входить до нашої вибірки, але чудово сидить на ТФ-залежності. Для третьої спіралі ТФ-даних немає.

Велика пекулярна швидкість далеких об'єктів. За нашими підрахунками серед 348 відкинутих об'єктів є 85 (24.4 %, 0 + 84 + 1) "бігунів" на великих червоних зміщеннях. Лише один з них відхиляється на ТФ-залежності більше ніж на $3\sigma_{TF}$. Для більшості з цих галактик не помічено значних морфологічних відхилень, взаємодії та інших причин, про які йшлося вище. З 84 "бігунів" лише для 19 оцінювалася від'ємна пекулярна швидкість.

Відомо, що відстані, що визначені за ТФ-залежністю, підлягають виправленню за ефект Малмквіста [37]. При розгляді однорідного ефекту Малмквіста очікувана (найбільш ймовірна) "справжня" відстань r визначається за виведеною за звичайною двопараметричною ТФ-залежністю відстанню r_{TF} таким співвідношенням: $r = r_{TF} \cdot 10^{3.5(0.2\ln 10\sigma)^2}$, де σ - стандартне відхилення на ТФ-залежності. Як видно звідси, "справжні" відстані в середньому більші за виведені, тому врахування однорідного ефекту Малмквіста зменшить додатні пекулярні швидкості $V_{pec} = V_{3K} - H_0 r$ (тут V_{3K} - радіальна швидкість в 3К-системі, H_0 - стала Габбла). В нашому випадку $\sigma = 0.47$, тоді пекулярні швидкості зменшуються на величину $0.4H_0 r_{TF}$. Врахування неоднорідного ефекту Малмквіста, спричиненого нелокальним ефектом неоднорідного розподілу вздовж променя зору галактик, більш складне.

У нашій методиці опрацювання замість звичайної двопараметричної регресії використовується її 6-параметричне узагальнення. У [22] показано, що відстані до 2MFGC-галактик ближчі за значенням до відстаней тих саме галактик у каталозі SFI++, отриманих з врахуванням ефекту Малмквіста, ніж отриманих без його врахування. Отже, використання 6-параметричної ТФ-залежності частково підправляє відстані за ефект Малмквіста. Але, як свідчить велика кількість "бігунів" на великих відстанях з великими додатними пекулярними швидкостями, ця компенсація є неповною, і корекцію за ефект Малмквіста треба проводити явно.

Припустимо, що вказана корекція проведена. Але і тоді на великих відстанях поява "бігунів" більш ймовірна, ніж для близьких галактик. Дійсно, відомо, що в цьому випадку лог-нормальний розподіл є хорошим наближенням розподілу помилок визначення відстаней для багатьох індикаторів, зокрема для ТФ-залежності [37]. Внаслідок наближеної рівності відношення пекулярної швидкості $\lg r / r_{TF, Malm} \approx -\lg e \cdot (V_{pec} / V_{3K})$ до променевої розподілено приблизно нормально.

Це означає, що великі пекулярні швидкості як наслідок помилок вимірювання з'являються частіше для великих червоних зміщень. Тому наше обрізання вибірки за граничною пекулярною швидкістю $V_{pec} = 3000$ км/с призводить до появи великою кількості фальшивих "бігунів" при відносно малих похибках спостережних величин.

Приклади. 1) Найбільша за модулем від'ємна пекулярна швидкість, $V_{pec} = -5714$ км/с, визначена для 2MFGC17439 з $V_h = 11960$ км/с. 2) Найбільша додатня $V_{pec} = 7388$ км/с визначена для однієї з найдаліших галактик у вибірці 2MFGC17929 з $V_h = 21465$ км/с. 3) 2MFGC10425 має $V_h = 19403$ км/с, добре сидить на ТФ-залежності, правильної морфології, оцінка її пекулярної швидкості: $V_{pec} = 4500$ км/с. Найчастіше велика додатня пекулярна швидкість не набагато перевищує 3000 км/с (наприклад, для 2MFGC1673 $V_{pec} = 3105$ км/с; для 2MFGC9173 $V_{pec} = 3075$ км/с тощо).

Контрольна вибірка. Аналіз 348 "відхилянтів" та "бігунів" показав значну частину галактик, які не варто включати у вибірку за їх пекулярними властивостями. В ідеальному випадку потрібен візуальний контроль морфології, оцінки ступеня можливої взаємодії та контроль даних для всіх галактик вибірки $N=3074$. Ця робота є трудомістка, потребує багато часу, і виконати її поки виявилось неможливим. Тому, для того, щоби скласти уявлення про ступінь "забрудненості" повної вибірки $N=3074$ було вирішено утворити контрольну вибірку галактик, які найкращим чином задовольняють ТФ-залежності і мають мінімальні пекулярні швидкості, та провести аналогічні дослідження для галактик цієї вибірки. Було підібрано таке значення відхилення, що кількість "найкращих" на ТФ-залежності була рівно 100. Також була підібрана мінімальна пекулярна швидкість (за модулем), щоби кількість "найповільніших" в 3К-системі об'єктів також була 100. Перетином цих двох множин є 82 галактики.

Виявилось, що навіть серед 82 "еталонних" галактик є 8 об'єктів з неправильною морфологією. З них найбільш цікавим є 2MFGC00997 – артефакт – складна комбінація з далекої галактики NGC469 та скупчення Abell 175. У двох випадках бар або інша контрастна частина імітує всю галактику (2MFGC7418, NGC4508); є структура, схожа на плярне кільце (2MFGC10941, з можливою взаємодією з UGC8558), несиметричні блакитні об'єкти (2MFGC1682, 3832, 11821, 17990), два з яких під кутом, далеким від 90 градусів. Крім того, серед 82 є 5 (2MFGC1931, 6626, 9213, 14622, 14856) з доведеною взаємодією, яка, однак, не заважає галактиці "правильно" обертатися. Решта 69 галактик з 82 мають правильну морфологію та не взаємодіють.

Отже 9.8 % - оцінка нижньої границі частини галактик з неправильною морфологією та 6.1 % - оцінка нижньої границі частини взаємодіючих галактик у еталонній вибірці. Тепер можна (грубо) спрогнозувати, скільки таких галактик лишилися у вибірці. Серед відкинутих об'єктів з неправильною морфологією – 76 з 348, тобто 21.8 %. Для решти галактик процент (із загальних міркувань) має бути якимось середнім, візьмемо для простоти середнє арифметичне – 15.8 %; тоді $(2724-82) \times 0.158 \approx 400$ галактик з морфологічними пекулярностями. Взаємодіючих в виборках "відхилянтів" та "бігунів" – 35 з 348, 10.1 %. Середній процент – 8.1 %, тобто ~ 200 взаємодіючих з 2642 галактик, що лишилися непроконтрольованими. Отже, включення в каталог близько 600 галактик з 3074 (~ 20 %) є сумнівним. Якщо говорити про весь каталог 2MFGC, то відсоток "проблемних" об'єктів має бути ще більшим, оскільки ТФ-дані є зазвичай у більш світних об'єктів.

Висновки. В даній роботі були проаналізовані причини сильних відхилень від залежності Таллі-Фішера та появи нефізично великих пекулярних швидкостей для 348 галактик з каталогу 2MFGC, які були відбраковані за результатами обчислень у роботі [3]. Серед інших причин відзначені такі:

- помилки у швидкостях обертання та променевих швидкостях, фотометричні помилки;
- пекулярні форми з явними ознаками взаємодії або без таких ознак;
- явна взаємодія у парі, групі з відносно правильною морфологією;
- належність раннім типам S0-S0/a, які ймовірно генетично не пов'язані зі спіральними галактиками;
- наявність багатих газом карликових галактик, які відхиляються від ТФ-залежності нормальних спіралей;
- малий нахил галактик, в більшості випадків через наявність контрастного бару у картинній площині;
- потужні смуги поглинання у великих спіралях.

Аналіз відхилень показав, що автоматичний відбір галактик у каталог 2MFGC на основі їх ІЧ-розмірів привів до "забруднення" вибірки плоских галактик "з ребра" достатньо великою кількістю (~ 20 %) сторонніх об'єктів (пересічених галактик, що спостерігаються "пласом"; галактик зі значними морфологічними особливостями, які відхиляються від ТФ-залежності; взаємодіючих галактик, обертання яких є аномальним тощо). Акуратний підхід до визначення параметрів колективного руху 2MFGC-галактик вимагає чищення від цих сторонніх об'єктів всієї вибірки 2MFGC-галактик з ТФ-даними. Бажано також не вносити у вибірку лінзоподібні галактики.

За результатами аналізу зроблено також висновок про необхідність вдосконалення методики опрацювання даних, яка використовувалася у роботах [3, 22], а саме необхідно:

- використовувати морфологічно однорідні вибірки галактик;
- враховувати ефект Малмквіста;
- провести ревізію деяких корекцій спостережних величин;
- враховувати велику частину газу у карликових системах (баріонна ТФ-залежність);
- використовувати, можливо, нелінійне узагальнення багатопараметричної регресії.

Досвід роботи з вибірками плоских галактик показує, що параметри їх дипольного руху достатньо впевнено визначаються незалежно від варіацій складу вибірок, використання оптичних чи ІЧ-даних, способів редукцій спостережних даних, особливостей методики опрацювання тощо. Однак старші порядки розкладу поля швидкостей галактик (квадру-

польний та октупольний) чутливі до таких варіацій. Зокрема зауважимо, що октупольне наближення поля пекулярних швидкостей містить інформацію про космологічний параметр уповільнення [4]. Його коректне визначення за пекулярними швидкостями галактик можливе лише для однорідних "чистих" глибоких вибірок. Як підтвердження цього, у [28] показано, що зашумленість спостережних ТФ-даних для RFGC-галактик призводить до суттєвої відмінності оцінки параметра уповільнення від того значення, що визначене за вимірюваннями відстаней до наднових та за анізотропією мікрохвильового фону. Те ж саме стосується і використання вибірок 2MFGC-галактик: отримання космологічної інформації на основі галактик цього каталогу вимагає чистоти вибірки та ретельного обґрунтування особливостей опрацювання ТФ-даних. Деякі з рекомендацій щодо цього виведені в даній роботі.

1. Караченцев І.Д. Двойные галактики. М. – 1987. 2. Караченцев І.Д., Караченцева В.Е., Кудря Ю.Н., Парновский С.Л. Коллективные движения галактик из каталога FGC на масштабах 100 Мпк. // Астрон. журн. – 2000. – Т.77, №3. – С. 175–187. 3. Караченцев І.Д., Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Митронова С.Н. Пекулярные скорости 3000 спиральных галактик из каталога 2MFGC // Астрофизика – 2006. – Т.49, №4. – С.527–540. 4. Кудря Ю.М., Александров О.М. Релятивистская полиномиальная модель великомасштабного ruchu галактик // Вісник Київського університету. Астрономія. – 2003. – Вип. 39–40. – С.116–120. 5. Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Караченцев І.Д. и др. Коллективные движения спиральных галактик в объеме $z = 0.03$ // Письма в Астрон. журн. – 2006. – 32, № 2. – С. 83–94. 6. Парновский С.Л., Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Караченцев І.Д. Коллективное движение плоских галактик на масштабах 100 Мпк в квадрупольном и октупольном приближениях // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т.27, №12. – С.890–900. 7. Aaronson M., Huchra J. P., Mould J.R. The infrared luminosity // HI velocity-width relation and its application to the distance scale // Astrophys. J. – 1979. – V. 229. – P. 1–13. 8. Aaronson M., Huchra J. P., Mould J. R. et al. The velocity field in the Local Supercluster // Astrophys. J. – 1982. – V. 258. – P. 64–76. 9. Aaronson M., Mould J. R., Huchra J. P. A distance scale from the infrared magnitude / HI velocity-width relation. I. The calibration // Astrophys. J. – 1980. – V. 237. – P. 655–665. 10. Arnaboldi M., Iodice E., Bournaud F. et al. Polar Ring Galaxies and the Tully-Fisher relation: implications for the dark halo shape // IAU Symposium. – 2004. – N.220. – P.405–410. 11. Coziol R., Considere S., Davoust E., Contini T. The formation of bars and disks in Markarian starburst galaxies // Astron. Astrophys. – 2000. – V.356. – P.102–107. 12. Davoust E., Contini T. Starbursts in barred spiral galaxies VI. HI observations and the K-band Tully-Fisher relation // Astron. Astrophys. – 2004. – V.416. – P. 515–527. 13. Doyle M.T., Drinkwater M.J., Rohde D.J. et al. The HIPASS catalogue. III. Optical counterparts and isolated dark galaxies // MNRAS. – 2005. – V. 361. – P.34–44. 14. Jarrett, T.H., Chester, H., Cutri, R. et al. 2MASS Extended Source Catalog: Overview and Algorithms // Astron. J. – 2000. – V.119. – P. 2498–2531. 15. Hauschildt M. The Perseus supercluster at low galactic latitudes // Astron. Astroph. – 1987. – V.184. – P. 43–56. 16. Karachentsev I.D. Thin edge-on galaxies as a tool for the investigation of large-scale streaming motions in the Universe // Astron. J. – 1989. – Vol. 97. – P.1566–1575. 17. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. A list of peculiar velocities of galaxies from the RFGC catalogue. // Bull. Spec. Astrophys. Obs. – 2000. – V.50. – P.5–38. 18. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. The Revised Flat Galaxy Catalogue // Bull. Spec. Astrophys. Obs. – 1999. – V. 47. – P. 5–185. 19. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. A list of peculiar velocities of RFGC galaxies // Bull. Spec. Astrophys. Observ. – 2000. – V. 50. – P. 5–38. 20. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Parnovsky S.L. Flat Galaxy Catalogue // Astronom. Nachrichten – 1993. – V. 314, №3. – P.97–222. 21. Kudrya Yu. N., Karachentseva V. E., Karachentsev I. D., Mitronova S. N., Jarrett T. H., Huchtmeier W. K. The bulk motion of flat edge-on galaxies based on 2MASS photometry // Astron. Astroph. – 2003. – V.407, N 3. – P.889–898. 22. Kudrya Yu.N., Karachentseva V.E., Karachentsev I.D., Mitronova S.N., Huchtmeier W.K. Distances and peculiar velocities of spiral galaxies in the 2MFGC and SFI++ samples // Астрофизика. – 2009. – Т.52, Вып.3. – С.367–382. 23. Mathewson D.S., Ford V.L. Parameters of 2447 southern spiral galaxies for use in the Tully-Fisher relation // Astroph. J. – 1996. – P.97–102. 24. McGaugh S., de Blok E. The Baryonic Fraction Distribution and the Tully-Fisher Relation // astro-ph/9711119. 25. McGaugh S.S., Schombert J.M., Bothum G.D., de Blok W.J.G. The Baryonic Tully-Fisher Relation // Astroph. J. – 2000. – V.533. – P.L99–L102. 26. Mitronova, S.N., Karachentsev, I.D., Karachentseva, V.E. et al. The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog // Bull.Spec.Astrophys. Obs.– 2003. – V. 57. – P.5–163. 27. Neistein E., Maoz D., Rix H.-W., Tonry J. A. Tully-Fisher relation for S0-galaxies // Astron.J. – 1999. – V.117. – P.2666–2675. 28. Parnovsky S. L., Parnowski A. S. Large-scale collective motion of RFGC galaxies in curved space-time // Astrophysics and Space Science. – 2011. – V. 331. – P. 429–440. 29. Pfenniger D., Revaz Y. The Baryonic Tully-Fisher relation revisited // Astron. Astroph. – 2005. – V.431. – P.511–516. 30. Shang Z., Zheng Z., Brinks E. et al. Ring structure and warp structure of NGC5907: interaction with dwarf galaxies // Astroph. J. – 1998. – V.504. – L23–L26. 31. Skrutskie M.F., Cutri R.M., Stiening R. et al. The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // Astron.J. – 2006. – V. 131. – P. 1163–1183. 32. Springob C. M., Masters K. L., Haynes M. P., Giovanelli R., Marinoni C. Erratum: "SFI++ II: A New I-Band Tully-Fisher Catalog, Derivation of Peculiar Velocities and Data Set Properties" (2007, ApJ, 172, 599) // Astroph. J. Suppl. – 2009. – V. 182. – P. 474–475. 33. Tully R.B., Fisher R. A new method of determining distances to galaxies // Astron. Astroph. – 1977. – V.54. – P.661–673. 34. Tully R. B., Rizzi L., Shaya E. J. et al. The Extragalactic Distance Database // Astroph. J. – 2009. – V.138. – P.323–331. 35. Van den Bergh, S. What are S0 galaxies? // Astroph. J. – 2009. – V.694. – P. L120–L122. 36. Whitmore B., Ray A.L., McElroy D.B. et al. New observations and a photographic atlas of polar-ring galaxies // Astron. J. – 1990. – V.100. – P.1489–1522, 1721–1755. 37. Willick J.A., Courteau S., Faber S. et al. Measurement of Galaxy Distances // In "Formation of Structure in the Universe". Ed. A. Dekel and J. P. Ostriker. Cambridge, 1999. – P. 213–217 (arXiv:astro-ph/9610200).

Надійшла до редколегії 30.03.11

УДК 524.8

S. Khmil, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.

A MOVING GRAVITATIONAL LENS IN AN EXPANDING UNIVERSE

Подано вираз для додаткового зсуву в спектрі зображення за рахунок руху гравітаційної лінзи, що узагальнює результати, знайдені для плоского простору-часу. Показано, що фонова кривина Всесвіту підсилює ефект. Величина підсилення чутлива до вмісту Всесвіту і до того, як окремі матеріальні складові розподілені вздовж променя зору. Для дискретних джерел (галактик, квазарів) підсилення мале, але у випадку космічного мікрохвильового фону воно може досягати кількох сотень, що варто враховувати при пошуках спостережних прояв екзотичних об'єктів, наприклад, космічних струн.

An expression for the additional shift in the image spectrum due to gravitational lens motion is given, which generalizes earlier results found for flat space. It is shown that the background curvature enhances the effect. This enhancement is sensitive to the content of the Universe and to how its constituents are distributed along the line of sight. For discrete sources (galaxies, quasars) the enhancement is small but for the microwave background it can reach some hundreds, which should be taken into account when looking for observational evidence of exotic objects, e.g., cosmic strings.

It is known that gravitational lens motion induces a difference of shifts in image spectra. In particular, this causes brightness perturbations of the cosmic microwave background (hereafter CMB). The effect was firstly discussed by several authors for usual gravitational lenses (see, for example, [1, 3, 5]) and for cosmic strings [6, 9, 10]. In all the papers mentioned above, the universe was treated as Minkowskian and, therefore, possible effects of background curvature were not taken into account. Moreover, this approach is often used in investigations of the effect up to now. Avoiding this limitation, here we give an expression for the relative shift variation in an image spectrum due to lens motion and discuss some applications.

Let α be a bending angle of the light ray in the gravitational-lens rest frame. If we assume, as usual, that α is small, then we may consider the effect in a linear approximation. Let $\mathbf{n}$ denote a unit tangent vector to the light ray in the absence of lensing. After passing the lens, the light ray becomes rotated about an axis whose unit vector is $\mathbf{s}$ in the lens rest frame. Now let us assume that the lens has a peculiar velocity $\mathbf{v}$, then in any other frame of reference the mentioned spatial rotation induces appearance of an additional shift in the source spectrum Δz_S . It turns out that a general expression for this spectral shift, which also takes into consideration peculiar velocities of the source and the observer, can be obtained using rather

elementary geometrical grounds. The only limitation is that the background space-time curvature introduces no shear into a light bundle. This condition is valid in all homogeneous and isotropic cosmological models and therefore is not a problem. Detailed preliminary analysis with necessary justifications and computations can be found in [2]. For purposes of clarity, here we restrict our consideration to the case when the source and the observer have no peculiar velocities. The corresponding expression for a relative change of the source redshift z_S is then

$$\frac{\Delta z_S}{1+z_S} = A\alpha \frac{\mathbf{n} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{s})}{c\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (1)$$

with

$$A = \frac{D_{OL} + (a_L/a_O)D_{LS}}{D_{OS}}. \quad (2)$$

Here D_{OS} , D_{OL} , and D_{LS} are the angular diameter distances from the observer to the source, to the lens, and from the lens to the source, respectively; a_L and a_O are the cosmological scale factors at the corresponding instants of time; c is the speed of light. Note that D_{LS} is calculated using only the cosmological redshift of the lens z_L , as if it rested in the cosmological frame of reference.

As we see from Eqn. (1), for given bending angle α and lens velocity $\mathbf{v}$, the effect depends mainly on the relative orientation of the vectors $\mathbf{v}$, $\mathbf{n}$, and $\mathbf{s}$. An influence of space-time geometry is described by a so-called geometric factor A defined by Eqn. (2). It is easy to see that Eqn. (1) gives also the temperature discontinuity of the CMB in view of the equality (see any book on cosmology, for example, [11])

$$\frac{\Delta T_S}{T_S} = -\frac{\Delta z_S}{1+z_S}. \quad (3)$$

In the flat space-time, we have $a_L = a_O$ and $D_{OL} + D_{LS} = D_{OS}$, implying that $A \equiv 1$. Thus, we come to known results. For example, if $v \ll c$ then we can obtain a particular expression for the CMB brightness perturbations due to lens motion [5]. In the case of a straight cosmic string (for a review see [12] and references therein) with the angle deficit $\delta = \alpha$ and the unit vector along the string $\mathbf{s}$, we find the formula derived independently in [10, 9].

Since we have assumed z_L to be the cosmological redshift of the lens, obviously $z_L \leq z_S$. According to (2), in an expanding universe $A = 1$ only if the lens is near the source ($z_L = z_S$) or the observer ($z_L = z_O = 0$). In a general case, when $0 < z_L < z_S$, the geometric factor A is greater than unity, so the background curvature of the expanding universe enhances the effect. Evidently, for any fixed source redshift z_S there exist such z_L at which A has a maximum.

As an illustration, in Fig. 1 we have plotted the geometric factor against the lens redshift z_L for several values of the source redshift z_S in the standard Λ CDM cosmology ($\Omega = 1$, $\Omega_\Lambda = 0.73$). It is clear that for discrete sources, such as galaxies and quasars, the geometric factor correction is rather small. Namely, for $z_S \leq 10$ we have $1 < A(z_L) \leq 2.2$. However, for the CMB ($z_S \sim 10^3$) the geometric factor reaches about 10^2 at its maximum. For example, at $z_S = 1000$ and $z_L = 1.64$ we get $A = 126$. Note that for $z_S \gg 1$, the geometric factor has a maximum $A_{\max} \sim 0.12 z_S$ at $z_L \approx 1.6$.

As to cosmic strings, the study of CMB temperature fluctuations could put an upper limit on the value of an angle deficit $\delta = 4G\mu/c^2$ (here G is the gravitational constant, μc^2 is the string tension). According to Eqns. (1) – (3), this upper limit should then be lowered by A^{-1} , i.e. by one or even two orders, depending on the localisation of the string. Unfortunately, now there is no direct observational evidence of existing such objects [11]. Current estimates of the upper limit on the unitless parameter $G\mu/c^2$ derived from various investigations vary from $\sim 2 \times 10^{-6}$ to $\sim 2 \times 10^{-7}$ (see, e.g., [8, 4, 7]).

The geometric factor is almost insensitive to the Hubble constant because, according to (2), it depends on ratios of the angular diameter distances. However it is sensitive to the matter distribution in the universe through the density parameters Ω , Ω_m , Ω_Λ . If the universe is homogeneous on average, then it can be shown that the geometric factor is systematically less than its corresponding values in the homogeneous case. The dark energy described by the cosmological constant Λ also reduces the effect under consideration.

In conclusion, we discuss briefly a spectral shift due to time delay between images. This effect occurs even if the source, the lens, and the observer have no peculiar velocities. But its value is quadratically dependent on the bending angle α while the effect due to relative motion is linearly dependent on it. Because $\alpha \ll 1$, it can be shown that even in view of relativistic factors, either both the effects are negligible or the effect due to relative motion is much greater than the one due to time delay in all the cases of practical interest.

Thus, the value of the geometric factor A depends sufficiently on the large-scale structure of the universe, in particular, on how cosmological constituents are distributed along the line of sight. We suppose that high-sensitive observations of the CMB perturbations near gravitational lenses on a scale of the order of bending angle would allow us to receive, in principle, some information about matter distribution parameters. Indeed, although peculiar velocities of galaxies are not greater than

a few hundred kilometers per second, and a typical bending angle for known lensing systems is about 10 arcsec , at the maximum of the geometric factor $\sim 10^2$ the effect has the value $\sim 10^{-5}$, which is comparable with contemporary accuracy of measurements of the small-scale CMB fluctuations. Cosmic strings, whose peculiar velocities are expected to be relativistic, would be the most suitable objects for such observations, but, at present, we have no unambiguous observational arguments of their existence. In any case, however, we may argue that results obtained here will be useful in the near future for analysis and interpretation of observations of gravitational lenses and CMB fluctuations.

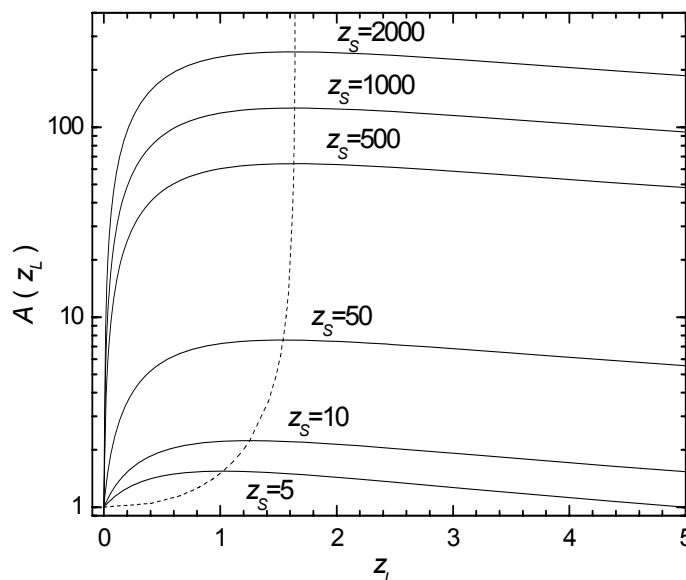


Fig. 1. Geometric factor A as a function of the lens redshift z_L for several fixed values of the source redshift z_s . Dashed curve with a vertical asymptote is a locus of maxima of $A(z_L)$.

1. Митрофанов І.Г. Влияние искривления лучей в гравитационном поле на фоновое излучение // Письма в Астрон. журн. – 1981. – Т. 7, № 2. – С. 73–75.
2. Хміль С.В. Движущаяся гравитационная линза во Вселенной Фридмана // Письма в Астрон. журн. – 1988. – Т. 14, № 12. – С. 1086–1092.
3. Birkinshaw M., Gull S.F. A test for transverse motions of clusters of galaxies // Nature. – 1983. – Vol. 302, No. 5906. – P. 315–317.
4. Fraisse A.A., Ringeval C., Sperge D.N. et al. Small-angle CMB temperature anisotropies induced by cosmic strings // Phys.Rev. – 2008. – Vol. D78. – DOI 043535 (arXiv:astro-ph/0708.1162).
5. Gurvits L.I., Mitrofanov I.G. Perturbation of the background radiation by a moving gravitational lens // Nature. – 1986. – Vol. 324, No. 6095. – P. 349–350.
6. Kaiser N., Stebbins A. Microwave anisotropy due to cosmic strings // Nature. – 1984. – Vol. 310, No. 5976. – P. 391–393.
7. Morganson E., Marshall P., Treu T. et al. Direct observation of cosmic strings via their strong gravitational lens effect: II. Results from the HST/ACS Image Archive // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2010. – Vol. 406, No. 4. – P. 2452–2472.
8. Pogosian L., Tye S.-H., Wasserman I. et al. Observational constraints on cosmic string production during brane inflation // Phys. Rev. – 2003. – Vol. D68. – DOI 023506 (arXiv:hep-th/0304188v3).
9. Vachaspati T. Gravitational effects of cosmic strings // Nucl. Phys. – 1986. – Vol. B277. – P. 593–604.
10. Vilenkin A. Looking for cosmic strings // Nature. – 1986. – Vol. 322, No. 6080. – P. 613–614.
11. Weinberg S. Cosmology. – N.Y.: Oxford Univ. Press, 2008. – XVII+593 p.
12. Zakharov A. Lensing by exotic objects // Gen. Relativ. Gravit. – 2010. – Vol. 42, No. 9. – P. 2301–2322.

Надійшла до редколегії 29.06.11

УДК 521.96

В. Андрук, інж., Г. Іванов, канд. фіз.-мат. наук, А. Яценко, д-р фіз.-мат. наук,
В. Головня, інж., О. Їжакевич, інж., Л. Пакуляк, канд. фіз.-мат. наук, С. Шатохіна, асп.

АСТРОМЕТРІЯ ПЛАТІВОК ПША, ОЦИФРОВАНІХ ДВОМА ТИПАМИ СКАНЕРІВ. РОЗДІЛЕННЯ ЗОБРАЖЕНЬ ЗІР ДВОХ ЕКСПОЗИЦІЙ

В даній роботі коротко розглянуто питання поділу на дві експозиції за астрометричними та фотометричними критеріями зареєстрованих на астронегативах зір. Також демонструються фотометричні зв'язки двох експозицій для двох типів сканерів (Epson Expression 10000XL та Microtek SkanMaker 9800XL TMA) в режимах сканування з просторовим розрізненням: 300, 600, 900, 1200, 1600 та 2400 dpi.

In this paper we briefly discuss the problem of selection of stellar images with different photographic expositions. The photometric connections between two photographic expositions are demonstrated for two different scanners are present (Epson Expression 10000XL and Microtek SkanMaker 9800XL TMA) for scan resolution of: 300, 600, 900, 1200, 1600 and 2400 dpi.

Вступ. Станом на 2011 р. в ГАО НАНУ є два типи сканерів, які дозволяють оцифровувати платівки розміром до 30x30 см, що свого часу були експоновані за програмою фотографічного огляду північного неба ФОН. На сканері Microtek SkanMaker 9800XL TMA за період 2008–2009 рр. оцифровано понад 900 платівок (з 2010 р. оцифровка астронегативів виконується на сканері Epson Expression 10000XL) для двох положень платівок – 0 та 90 градусів. Всього за програмою планується відсканувати і обробити понад 2000 астронегативів (або понад 4000 сканів). Обробка сканів з метою отримання прямокутних координат X , Y , інструментальних зоряних величин, діаметрів зареєстрованих об'єктів тощо виконується в програмному середовищі LINUX/MIDAS/ROMAFOT [3] на основі програми, створеної в відділі астрометрії ГАО НАНУ. В роботі [1] викладені основні етапи процесу обробки оцифрованих платівок з автоматичним виключенням фотометрич-

ного рівняння поля. Оскільки платівки експонувались з двома експозиціями – довгою m_1 (16–20 хв.) та короткою m_2 (35–60 сек), то виникає потреба в коректному поділі зареєстрованих об'єктів (зір) стосовно експозицій на два типи.

В даній роботі процедура розділення за астрометричними і фотометричними критеріями розглянута для обох сканерів в режимах сканування з просторовим розрізненням 300, 600, 900, 1200, 1600 та 2400 dpi.

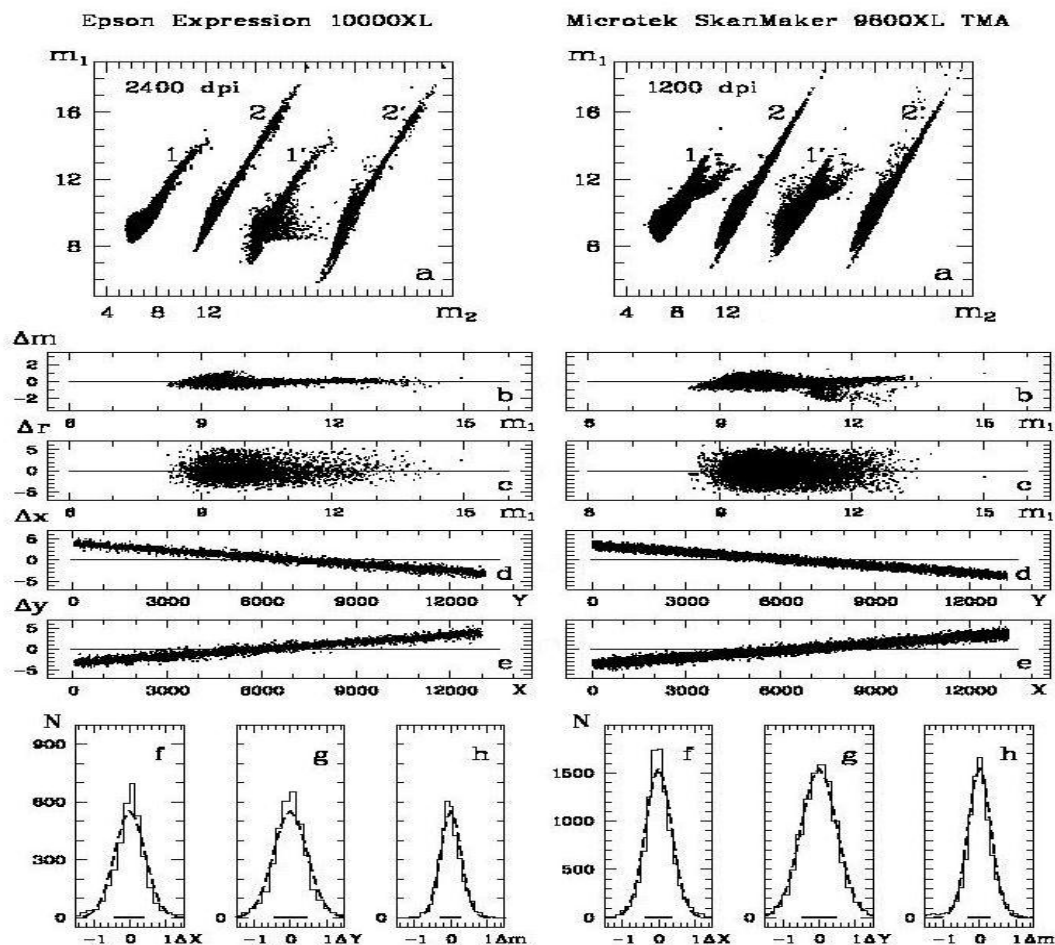


Рис. 1. Етапи поділу зір за двома експозиціями

Поділ об'єктів за двома експозиціями. Поділ об'єктів (зір) за двома експозиціями розглянемо на прикладі тестової платівки № 219 програми ФОН [2]. На лівій та правій частині рис.1 демонструються хід виконання розділення зображень зір на дві експозиції на різних етапах процесу для сканерів Epson Expression 10000XL та Microtek ScanMaker 9800XL TMA. Для першого та другого сканерів роздільна здатність складає 2400 та 1200 dpi, в обох випадках аналізуються ділянки платівок розміром біля 13000x13000 пкл. Середня відстань dX , dY між центрами зображень зір двох експозицій по обох координатах X та Y для вказаних режимів сканування дорівнює 63 та 31.5 пкл. Відхилення ΔX , ΔY від середніх значень dX , dY по полю платівок значні і пов'язані з поворотом систем прямокутних координат зір однієї експозиції відносно іншої. Цей результат демонструється на панелях d) та e) відповідно. Відмітимо, що величина кутів повороту між ΔX від Y , ΔY від X залежить від часових кутів експонування платівок. Тому на першому етапі поділу астрометричні ($dX \pm \Delta X$, $dY \pm \Delta Y$) та фотометричні ($dm \pm \Delta m$) допуски значні, що і відмічено позначенням 1' на верхніх панелях a). Після корекції за функціональні залежності фотометричних різниць Δm від m_1 (панелі b)), астрометричних різниць ΔX від Y , ΔY від X (панелі d), e)) для двох експозицій результати відмічено значком 1. Видно, що співвідношення інструментальних зоряних величин двох експозицій m_1 та m_2 має нелінійний вид, а у випадку сканера Microtek ScanMaker 9800XL TMA для довгої експозиції характеристична крива для яскравих зір матиме ділянки насичення та соляризації. Після математичної обробки інструментальних фотометричних величин з використанням інформації про співвідношення діаметрів зареєстрованих об'єктів були отримані лінеаризовані залежності, що позначені як 2 та 2' для випадків 1 та 1'. На панелях c) подано залежність відстаней між зорями Δr від m_1 , а на панелях f), g), h) – гістограми реальних та теоретичних розподілів для різниць ΔX , ΔY , Δm (неперервні та штрихові лінії відповідно).

Сканування з різною роздільною здатністю. На рис.2 показано фотометричний зв'язок для зображень зір довгої m_1 та короткої m_2 експозицій сканів з різною роздільною здатністю: 300, 600, 900, 1200 і 1600 dpi (зліва направо). Верхня частина рисунка відноситься до сканера Epson Expression 10000X, нижня – до сканера Microtek ScanMaker 9800XL TMA. Знову ж таки відмітимо, що загалом зв'язок інструментальних зоряних величин двох експозицій m_1 та m_2 має нелінійний вид, а у випадку сканера Microtek ScanMaker 9800XL TMA для довгої експозиції характеристична крива для яскравих зір матиме ділянки насичення та соляризації (відгалуження зір вправо). В табл.1 подано дані стосовно точності інструментальних зоряних величин σ_m , прямокутних координат σ_x , σ_y (в пкл/''') та кількості

зір короткої експозиції N , що були визначені при скануванні з різною роздільною здатністю для обох сканерів згідно рис.2. За аналізом даних табл.1 можна зробити висновок, що астрометрія та фотометрія зір зі сканера Epson Expression 10000X буде мати більш високу точність, ніж у випадку сканера Microtek ScanMaker 9800XL TMA. Оптимальним режимом сканування платівок є режим з просторовою здатністю 1200 dpi, який і прийнятий за основу для оцифрування астронегативів програми ФОН.

Таблиця 1

Результати сканування з різною роздільною здатністю

	300 dpi	600 dpi	900 dpi	1200 dpi	1600 dpi
N	919	4793	6056	8235	6134
σ_m	0.18	0.22	0.24	0.22	0.22
σ_x	0.17/1.12	0.21/0.69	0.21/0.62	0.23/0.49	0.26/0.41
σ_y	0.18/1.17	0.22/0.73	0.22/0.63	0.25/0.54	0.28/0.46
N	1933	7642	10421	9717	6473
σ_m	0.22	0.34	0.40	0.35	0.36
σ_x	0.21/1.84	0.29/1.27	0.34/0.90	0.36/0.78	0.39/0.63
σ_y	0.23/2.04	0.35/1.52	0.45/1.18	0.49/1.07	0.60/0.98

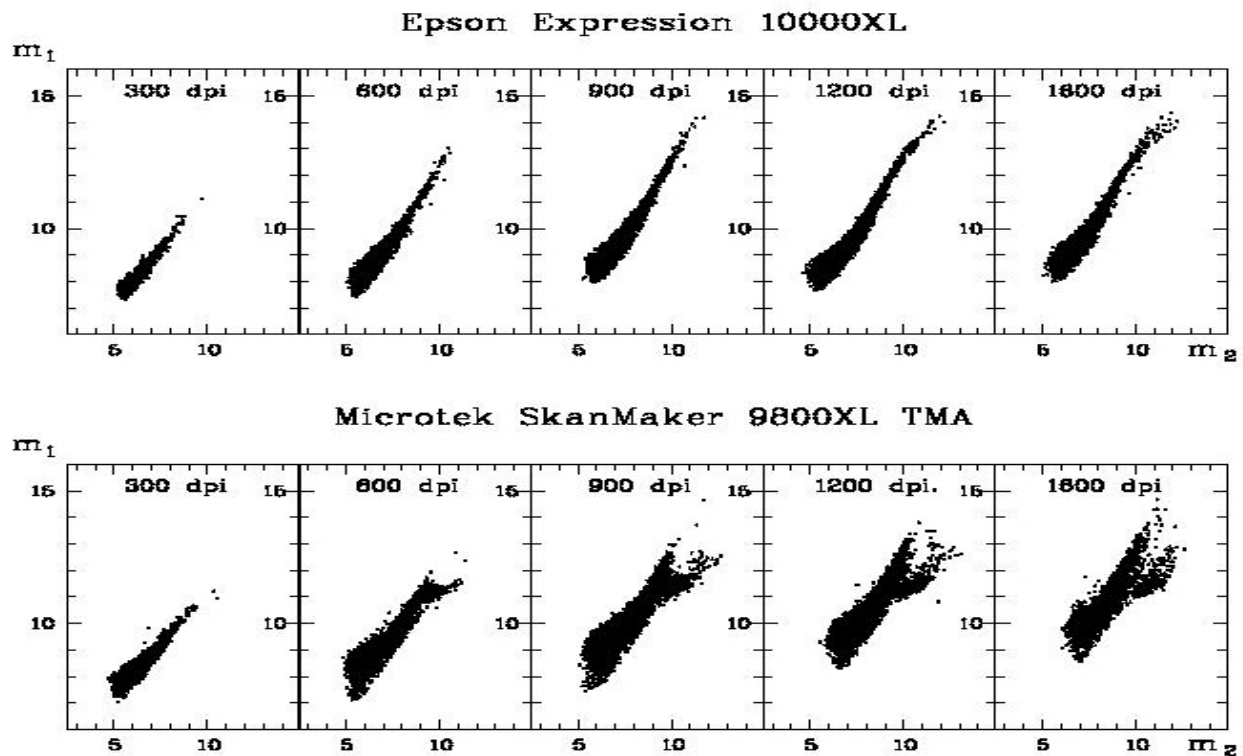


Рис. 2. Зв'язок інструментальних зоряних величин двох експозицій при скануванні з різною роздільною здатністю

Висновки. Основним результатом роботи є встановлення реального нелінійного зв'язку між шкалами інструментальних зоряних величин двох експозицій. Характеристична крива для зображень яскравих зір довгої експозиції може мати область насичення і соляризації. Зв'язок між шкалами інструментальних зоряних величин двох експозицій є нелінійним. Тому, використовувати фотометричні дані короткої експозиції для побудови характеристичної кривої зір довгої експозиції не коректно.

1. Андрук В.М., Бутенко Г.З., Яценко А.І. Фотометрія платівок, оцифрованих сканером Microtek ScanMaker 9800XL TMA // Кинематика и физика небес. тел. – 2010. – Т. 26, №3. – С. 76–82. 2. Кислюк В.С., Яценко А.І., Иванов Г.А., Пакуляк Л.К., Сергеева Т.П. ФОНАК: астро графический каталог программы ФОН // Кинематика и физика небес. тел. – 2000. – Т.16, №6. – С. 483–496. 3. ESO-MIDAS users guide. – Garching, 1994. – Vol.A, B, C.

TIME-LIKE SINGULARITIES IN GENERAL RELATIVITY

We present some results obtained from study the properties of naked time-like singularities in General Relativity and quantum effects in their vicinity.

Представлені деякі результати дослідження властивостей голих часоподібних сингулярностей в загальній теорії відносності та квантових ефектів у їх околі.

This is a brief review of the properties of the naked time-like singularities in the General Relativity, partially based on our results obtained from late 1970. First of all let us note that singularity in this paper means the part of space-time where some curvature invariants diverge not in the δ -function way. So, we drop out all pathological and directional singularities, as well as conical singularities. Some directional singularities will appear later, but only as a by-product. If an infinitely close to the singularity hypersurface is space-like, we deal with the space-like singularity, e.g. cosmological one or Schwarzschild singularity. If the hypersurface is time-like, the singularity is also time-like one. There are two possibilities. There is an even number of horizons around a time-like singularity, so time-like singularity is under these horizons. This object looks like a black hole. An example of such object is the Reisner-Nordström black hole with two horizons. Observer cannot see a singularity from the outside.

But if there is no horizon at all, this time-like singularity are called a naked singularity. There are a lot of exact solutions of the Einstein equations with such singularities. But there is the problem with this type of singularity. Distant observer can see it. It could inject radiation, matter and information. So one cannot set a Cauchy problem for our space-time (if there exists at least one naked singularity) without knowledge about the boundary condition on it. To discard this problem, Penrose proposed the so-called the Cosmic Censorship Principle [10]. It states that all singularities produced by a collapse must be inside the horizons. Theoretically, it tolerates naked singularities produced by the Big Bang. But during the inflation they must fly away from the visible part of the Universe. So we get the practical conclusion: there are no naked singularities in our Universe inside a cosmological horizon. Nevertheless the Cosmic Censorship Principle is just a hypothesis.

By now we have no real possibility to prove or disprove it by studying a process of the collapse. So we proposed to study the properties of the naked singularities in the General Relativity in order to get some conclusions in this connection. Some results are described below.

A note about the cosmological constant. Nowadays we believe in the existence of the cosmological constant or dark energy, which acts similarly to it. Its influence on a metric vanishes in the vicinity of time-like singularities. So, one can neglect cosmological constant when studying naked singularities.

We begin from types, examples and hierarchy of naked singularities. The simplest example with the metric depending only on one spatial coordinate x is the spatial Kasner solution [3]

$$ds^2 = -dx^2 + x^{2p_1} dt^2 - x^{2p_2} dy^2 - x^{2p_3} dz^2 \quad (1)$$

with one negative and two positive Kasner indices p_i satisfying conditions

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

In the paper [4] it was identified as the metric around the infinitely long straight thread with the constant linear mass density. Let us start from the Weil metric describing static axial-symmetric space-times:

$$ds^2 = e^v dt^2 - \rho^2 e^{-v} d\phi^2 - e^{\gamma-v} (d\rho^2 + dz^2), \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial v}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial z} = \rho \frac{\partial v}{\partial \rho} \frac{\partial v}{\partial z}, \quad \frac{\partial \gamma}{\partial z} = \frac{\rho}{2} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial \rho} \right)^2 - \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right].$$

Here a function $v(\rho, z)$ is a harmonic axial-symmetric function. In the conditional flat space with the cylindrical coordinate set ρ, ϕ, z it describes the Newtonian potential of some axial-symmetric mass distribution. If this source is the thread $\rho=0$ with the constant linear mass density μ , then one can get after the transformation $x = \rho^{\mu^2 - \mu + 1}$ the Kasner metric (1) with

$$p_1 = \frac{\mu}{\mu^2 - \mu + 1}, \quad p_2 = \frac{1 - \mu}{\mu^2 - \mu + 1}, \quad p_3 = \frac{\mu^2 - \mu}{\mu^2 - \mu + 1}. \quad (4)$$

But if $\mu > 1$, we get some problems. To solve them let's consider the case of the source in the form of a finite thread $\rho=0$ with the constant linear mass density μ and the length L . Using the oblate spheroid coordinate set v, u, ϕ , one can simply obtain the function $v=2\mu \ln(\tanh(v/2))$ and, after substitution into the Weil metric, get the Zipoy-Voorhees metric [11,12].

$$ds^2 = \text{th}^{2\mu} \frac{v}{2} dt^2 - \frac{L^2}{4} \text{th}^{-2\mu} \frac{v}{2} \text{sh}^2 v \left[\left(1 + \frac{\cos^2 u}{\text{sh}^2 v} \right)^{1-\mu^2} (dv^2 + du^2) + \cos^2 u d\phi^2 \right]. \quad (5)$$

Naked singularity corresponds to $v=0$. But what is the type of this singularity? Is it line, or point-like or something else? This problem was investigated in [13] by using diagrams, describing the simplest properties of the space-time. It was shown that case $\mu < 0$ corresponds to a point-like singularity with negative mass, case $0 < \mu < 1$ corresponds to a line-like singularity with positive mass. In the most complex case $\mu > 1$ we deal with the new type of singularity, which was named paradox-like in [14]. It has positive mass. If $\mu \geq 2$ there are two additional directional singularities on the "ends" $v=0$, $u=\pm\pi/2$. In this case space-time (6) has three different spatial infinities.

The metric (6) was generalized for the case $\mu \neq \text{const}$, but all generalized solutions are approximate ones near a singularity. If μ depends on z , we get Weil singularities [13], on z and t - "simple line sources" [2], on z , t , ϕ - generalized spatial Kasner metric [5]

$$ds^2 = -dx^2 + (x^{2p_1} l_{l_k} - x^{2p_2} m_l m_k - x^{2p_3} n_l n_k) dx^i dx^k. \quad (6)$$

All these solutions are approximate at $x \rightarrow 0$ or $r \rightarrow 0$. Their properties were analyzed in [13]. It was shown that all types of naked singularities described by these solutions are point-like singularity with negative mass or line-like with positive mass or paradox-like. But point-like singularities repulse collapsing matter and cannot be formed by collapse. Paradox-like singularities must have a linear density exceeding the critical value and also cannot be formed by collapse. Only line-like singularities could be considered as a candidate to break the Cosmic Censorship Principle.

But all these solutions are not enough general. The general solution of Einstein equations near time-like singularity was found and analyzed in the paper [9]. It is an oscillating solution (naturally, approximate one) very similar to the well-known Belinsky-Khalatnikov-Lifshitz (BKL) solution near space-like singularities [1]. In order to get a general solution near the arbitrary singularity it has to be matched with BKL solution. This was done in the paper [5].

An influence of non-gravitational fields was analyzed in the papers [14, 9] and some other ones. Only scalar fields can "kill" a general oscillatory metric. In this case the generalized spatial Kasner metric (6) with all positive indices is the most general solution near a naked singularity. In the case of real collapse we have to take into account quantum effects. If a classical collapse leads to the formation of the naked singularity, it could cause a strong radiation due to the quantum pair's production and changing of a vacuum polarization. Its backreaction could slow the collapse in such a way, that it forms a black hole instead of naked singularity. So we need to calculate the mass loss due to quantum radiation during a formation of the naked singularity. A simple model with massive shell, shrinking up to the Planck length was used. Conclusions: mass loss is very small at the formation of the linear singularity [7], but very large at the formation of the Reisner-Nordström singularity with $Q > M$ [8].

Also the already formed naked singularities could be "dressed up" due to quantum radiation and its backreaction. E.g. naked Kerr singularity with $a > M$ acts in the same way [15]. We have the Kerr metric with mass M and angular momentum $J = Ma$. If $a > M$ it describes the naked singularity. Quantum particles production near it leads to loss of the angular momentum J and its mass M . The ratio a decreases faster than M , so the naked Kerr singularity can turn into a rotating black hole. Estimation of a the time of "dressed up" in the Planck units is

$$T_{\text{dress}} \approx 50 M \alpha^9 \exp\left(2\alpha^2\right) \ln\left(\frac{M^2}{\alpha}\right), \quad \alpha = \frac{a}{M} > 1. \quad (7)$$

During the time since the Big Bang, the singularities with solar mass can "dress up" if $1+\varepsilon < \alpha < 4$, where $\varepsilon \approx 10^{-20}$.

Coming back to the Cosmic Censorship Principle we get some brief conclusions. Some types of naked singularities cannot be formed by a collapse. Point-like singularities repulse collapsing matter. Paradox-like singularities must have a linear density exceeding the critical value. General oscillatory singularities must have a strong influence of the quantum effects. We cannot estimate it, but it is possible that it formation is also forbidden due to these effects. But line-like singularities have no such problems. So, in order to prove or disprove The Cosmic Censorship Principle one has to study a collapse with the formation of a line-like naked singularity.

1. Belinsky V. A., Khalatnikov I. M., Lifshitz E. M. Oscillatory approach to a singular point in relativistic cosmology // Adv. Phys. – 1970. – Vol. 19, № 80. – P. 525.
2. Israel W. Line sources in general relativity // Phys. Rev.D – 1977 – Vol.15 – P. 935–941.
3. Kasner E. Geometrical theorem on Einstein's cosmological equations // Am. J. Math. – 1921. – Vol. 43. – P. 217.
4. Parnovsky S., Khalatnikov I. On the motion of particles in the field of a naked Kasner-type singularity // Physics Lett. – 1978. – Vol.66A, – P. 466–468.
5. Parnovsky S.L. Gravitation fields near the naked singularities of the general type // Physica – 1980. – Vol.104A. – P. 1423–1437.
6. Parnovsky S.L. A general solution of gravitational equations near their singularities // Clas. and Quant. Gravit. – 1990. – Vol.7. – P. 571–575.
7. Parnovsky S.L. Quantum particle production in the formation of naked Kasner-type singularities // Physics Lett. – 1979. – Vol.73A, №3. – P. 153–156.
8. Parnovsky S.L. Can Reisner-Nordström singularities exist? // Gen. Rel. and Grav. – 1981. – Vol.13, №9. – P.853–863.
9. Parnovsky S.L., Gaydamaka O.Z. A generalization of the Zipoy-Voorhees metric in the presence of a conformally invariant scalar field // УФЖ – 2004. – Т.49, №3. – С. 205–209.
10. Penrose R. Gravitational collapse: the role of general relativity // Riv. Nuovo Cim. -1969 – Vol.1. – P.253–276.
11. Voorhees E. H. Static axially symmetric gravitational fields // Phys. Rev. D. – 1970. – Vol. 2, N. 10. – P. 2119–2122.
12. Zipoy D. M. Topology of some spheroidal metrics // J. Math. Phys. – 1966. – Vol.7, №. 6. – P. 1137–1143.
13. Парновский С.Л. Тип и структура времениподобных сингулярностей в общей теории относительности: от гамма-метрики до общего решения // ЖЭТФ – 1985. – Т.88, №6. – С.1921–1938.
14. Парновский С.Л. Влияние электрического и скалярного полей на свойства времениподобных особенностей // ЖЭТФ – 1988. – Т.94, №12. – С.15–22.
15. Парновский С.Л. Квантовое излучение голых сингулярностей керровского типа // ЖЭТФ – 1981. – Т.80, №4. – С.1261–1270.

Надійшла до редколегії 29.06.11

EXPLOSIVE GALAXY EVOLUTION AT HIGH REDSHIFTS AND HIDDEN MASS PROBLEM

The "sudden" appearance of massive galaxies at the redshift $z = 6$ discovered in ultradeep Hubble and Subaru fields and observation of the secondary ionization final stage at the same time period can be explained by explosive evolution due to galaxy mergings in the presence of a hidden mass in galaxies.

"Раптове виникнення" масивних галактик на червоному зміщенні $z = 6$, знайдене в надглибоких полях Хаббла й Субару, та спостереження заключного етапу вторинної іонізації в той же період часу можна пояснити вибуховою еволюцією галактик за рахунок злиттів у присутності схованої маси в галактиках.

Information presented in [1, 6] concerning detection of "sudden" appearance of massive galaxies at the redshift $z = 6$ in ultradeep Hubble and Subaru fields (see also [3] and corresponding literature and discussion in review [4]), and observation of the secondary ionization final stage at the same time period [5], as well as the quasars appearance epoch [13], for our opinion can argue for the explosive galaxy evolution while merging, see papers [2, 9] and review [7].

It was long thought that the galaxies tend to evolve in a purely individual fashion after their formation (from protogalaxy clouds) due to development of the gravitational instability. The observational data obtained over the past three decades, in particular, the data provided by the space Hubble telescope and the largest ground-based instruments, clearly demonstrate the crucial role of the merging process in the cosmogony of galaxies. A comprehensive overview presented by Kenneccutt, Schweizer and Barnes [8], dedicated to the interaction and merging of galaxies as well as to the star formation induced by these phenomena (there are more than 1000 citations and 200 illustrations), allows us to omit a detailed description of the corresponding bibliography and observational arguments.

Such rapid evolution of the massive galaxy number at $z = 6$ redshift discovered in the last years via analysis of the ultradeep Hubble and Subaru field may be explained by the explosive evolution of galaxy merging process in the presence of a hidden mass in galaxies. Reconstructing of the star formation rate gives possibility to discuss the data of the reionization process in this epoch, which confirms the explosive character of the evolution. The merging processes occur in cold dark matter in which the Jeans length is short, although the evolution takes place in the hot Universe.

In the 1990s the Roman and Kharkov (Ukraine) groups [2, 9, 10–12] demonstrated that the kinetic "phase transition" [14,15] may hold in the system of galaxies. This transition shows up as the self-accelerating process of massive galaxy formation through merging of the small mass galaxies: specifically, this is an epoch of galaxy origin. In other words, the process of mergings in the gravitational interaction is of "explosive character". The explosive behavior of coalescences is closely related to the dependence of coalescence probability upon the galaxy masses. To be more exact, the explosive evolution and the corresponding phase transition are attributed to a more rapid increase in probability than the first degree of mass [15, 9]. In modern cosmological theories of hierarchical clustering [16, 17] this situation is either ignored or is not taken into account completely: as result the distributions are self-similar and any redshift is no select.

An attempt can be made to regard the "sudden" occurrence of galaxies at $z = 6$ as the observational evidence of "explosive" evolution. This particular phenomenon is precisely what the present paper is devoted to. We restrict here ourselves by a differential version of equations, which describe this process.

Explosive galaxy evolution. Consider solutions of the Smoluchowski kinetic equation (KE) [15]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} f(M, t) &= I_{st}, \\ I_{st} &= \iint dM_1 dM_2 \left\{ W_{M|M_1, M_2} f_1 f_2 - W_{M_1|M_2, M} f_2 f - \right. \\ &\quad \left. - W_{M_2|M, M_1} f f_1 \right\}, \\ W_{M|M_1, M_2} &= U(M_1, M_2) \delta(M - M_1 - M_2), \\ U(M_2, M_1) &= U(M_1, M_2), \\ f &= f(M, t), \quad \text{etc.} \end{aligned} \tag{1}$$

In the case when the main contribution to the collision integral follows from small masses of order of M_* we have (cf. [9, 10]):

$$U(M, M_2) = \frac{C}{2} M^\mu \quad \text{for} \quad M_2 \ll M. \tag{2}$$

Expanding the integrand for $M_2 \ll M$ we arrive to KE in the differential form, cf. [9],

$$\frac{\partial}{\partial t} f(M, t) + c \Pi \frac{\partial}{\partial M} [M^\mu f(M, t)] = 0, \quad \Pi = \int dM_2 M_2 f(M_2, t), \tag{3}$$

where Π is the total mass of interacting galaxies, the number galaxy flux along the mass spectrum is $J(M, t) = C \Pi M^u f(M, t)$. We suppose that the main contribution to the integrals follows from the region $M_2 \ll M$, so the upper limit (M) in the corresponding integrals is omitted.

The solution of Eq. (3) can be received by the method of characteristics and is

$$f(M, t) = \left[(u-1)M^{u-1}\tau(t) + 1 \right]^{-\frac{u}{u-1}} f_0 \left\{ M \left[(u-1)M^{u-1}\tau(t) + 1 \right]^{-\frac{1}{u-1}} \right\}, \quad (4)$$

where $\tau(t)$ is to be found from the equation

$$\frac{1}{C} \frac{d\tau}{dt} = \Pi(t) = \int_0^M dM M \left[(u-1)M^{u-1}\tau + 1 \right]^{-\frac{u}{u-1}} f_0 \left\{ M \left[(u-1)M^{u-1}\tau + 1 \right]^{-\frac{1}{u-1}} \right\}. \quad (5)$$

Here $f_0(M) = f(M, t=0)$ is the initial mass distribution. For $u=2$ (galaxy merging in the small mass region) we have

$$f(M, t) = \frac{1}{[M\tau(t) + 1]^2} f_0 \left\{ \frac{M}{M\tau(t) + 1} \right\},$$

$$\frac{1}{C} \frac{d\tau}{dt} = \int_0^M dM \frac{M}{[M\tau(t) + 1]^2} f_0 \left\{ \frac{M}{M\tau(t) + 1} \right\}. \quad (6)$$

Let us illustrate the solution by example of the delta-function initial distribution, $f_0\{M\} = N_0 \delta(M - M_*)$, which can be easily analyzed completely. The solution is

$$f(M, t) = \frac{N_0}{[M\tau + 1]^2} \delta \left\{ \frac{M}{M\tau + 1} - M_* \right\}, \quad \frac{1}{CN_0} \frac{d\tau}{dt} = \frac{M_*}{1 - M_*\tau}. \quad (7)$$

Performing simple integration we obtain

$$\tau - M_* \frac{\tau^2}{2} = CN_0 M_* t. \quad (8)$$

Evidently, the galaxy mass evolves as $M = M(t) \equiv \frac{M_*}{1 - M_*\tau(t)}$ and it turns infinity at $\tau(t_{cr}) = 1/M_*$. For $\tau \leq M_*^{-1}$

Eq. (8) possesses only single root, $M_*\tau(t) = 1 - \sqrt{1 - 2CN_0 M_*^2 t}$ and we obtain for the critical time t_{cr} :

$$t_{cr} = (2CN_0 M_*^2)^{-1}. \quad (9)$$

That is the final form of the solution describing the explosive evolution in this case is

$$f(M, t) = N_0 \delta\{M - M(t)\}, \quad M(t) = M_* / \sqrt{1 - t/t_{cr}}. \quad (10)$$

The very long time of the explosive evolution (9) in this case (longer than Hubble time, see estimation below) results from the absence of galaxies with large enough masses in the initial distribution (estimations for clusters and groups see in [11]). Thus, consider more appropriate for comparison with observations the power-law initial distributions.

Power-law initial distribution. Let

$$f_0\{M\} = KM^{-\alpha} \theta(M - M_*) \theta(M_{**} - M), \quad \alpha \geq 2. \quad (11)$$

For the case of interest $u=2$ the corresponding solution is

$$f(M, t) = KM^{-\alpha} [M\tau + 1]^{\alpha-2} \theta \left[M - \frac{M_*}{1 - M_*\tau} \right] \theta \left[\frac{M_{**}}{1 - M_{**}\tau} - M \right], \quad (12)$$

$$\frac{1}{C} \frac{d\tau}{dt} = \Pi = \int_0^1 dM M [M\tau + 1]^{-2} f_0 \left\{ \frac{M}{M\tau + 1} \right\}. \quad (13)$$

Below we suppose $M_{**} \gg M_*$. As one can see the τ critical value, τ_{cr} , is $\tau_{cr} = 1/M_{**}$. For the time small as compared with that relating to the explosive evolution the solution can be transformed as

$$f(M, t) = KM^{-\alpha} \theta \left[M - \frac{M_*}{1 - M_*\tau} \right] \theta \left[\frac{M_{**}}{1 - M_{**}\tau} - M \right], \quad M\tau \ll 1. \quad (14)$$

Let the initial distribution power index $\alpha = 3$. Then Eq. (13) results in

$$\frac{1}{CK} \frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{M_*} - \frac{1}{M_{**}} + \tau \ln \left(\frac{1 - M_*\tau}{1 - M_{**}\tau} \right).$$

For estimations limit ourselves with small time intervals, $M_{**}\tau \ll 1$. Then $\frac{1}{CK} \frac{d\tau}{dt} = (M_{**} - M_*) \left[\frac{1}{M_*M_{**}} + \tau^2 \right]$ and, neglecting the quadratic in τ term, we obtain $t_{cr} \approx \frac{M_*}{M_{**}} \frac{1}{CK}$.

Taking into account the relation $K \equiv M_* \Pi = 2N_0 M_*^2$ rewrite the critical time expression as (the dimensionless coefficient ξ results from comparison with the numerical solution of the integral equation, [12, 11]):

$$t_{cr} = \frac{\xi}{CKM_{**}} = \frac{\xi}{2CN_0 M_* M_{**}}. \quad (15)$$

As one can see the critical time increases as compared with that given by Eq. (9). This is due to existence of large masses in the initial distribution. The most interesting case for the evolution time decrease corresponds to $\alpha = 2$. Then the solution is

$$f(M, t) = KM^{-2} \theta \left[M - \frac{M_*}{1 - M_*\tau} \right] \theta \left[\frac{M_{**}}{1 - M_{**}\tau} - M \right], \quad (16)$$

$$\frac{1}{C} \frac{d\tau}{dt} = \Pi = K \int_a^b dM/M = K \left(\ln \frac{M_{**}}{M_*} + \ln \frac{1 - \tau M_*}{1 - \tau M_{**}} \right); \quad a = \frac{M_*}{1 - \tau M_*}, \quad b = \frac{M_{**}}{1 - \tau M_{**}}. \quad (17)$$

Here, as before, $\tau_{cr} = 1/M_{**}$ and for $M_{**}\tau \ll 1$ we obtain: $\Pi \approx K \ln(M_{**}/M_*)$, $\tau = CKt \ln(M_{**}/M_*)$. From the concentration definition,

$$N_0 = \int_{M_*}^{M_{**}} dM \cdot f_0(M) = K \left(\frac{1}{M_*} - \frac{1}{M_{**}} \right),$$

we get $K \approx N_0 M_*$. Consequently, the critical time is

$$t_{cr} = \frac{\xi}{2CN_0 M_* M_{**} \ln(M_{**}/M_*)}. \quad (18)$$

Taking into account that $C = G^2/v^3$, where G is the gravitational constant and v denotes characteristic random relative velocity of galaxies, and the evolution law of the form $\frac{1}{v^2} \sim \frac{1}{z+1} \sim a(t) \sim t^{2/3}$ we receive $t_{cr} \approx 0.05 t_H$, that corresponds to $z \approx 6$ (for $M_* \sim 10^6 M_\odot$, $M_{**} \sim 10^9 M_\odot$, $N_0 M_* \sim 0.25\rho$, where $M_\odot$ is the solar mass, ρ is the average mass density of the Universe at $z=6$, $\xi = 2 \cdot 10^{-2}$, t_H is the Hubble time).

Conclusion. The galaxy merger process at the gravitational interaction possesses the “explosive character” due to the coalescence probability dependence on the galaxy masses such, that the probability grows with mass faster than its first power. As a result, there arises the critical time moment that corresponds to the epoch of the massive galaxies for-

mation. The estimates include not only the masses but also the interaction of the dark matter that may be investigated using this process. The Lynden-Bell violent relaxation also may play a nontrivial role in this interaction, [4, 17]. See also new results on the role of mergings in galaxy evolution in [18].

1. Bouwence R. J. & Illingworth G. D. Rapid Evolution in the Most Luminous Galaxies During the First 900 Million Years // *Nature*. – 2006. – Vol. 443. – P. 189–193.
2. Cavaliere A., Colofrancesco B. & Menci N. The merging runaway // *Astrophys. J.* – 1991. – Vol. 376, №2. – P. L37–41.
3. Dunlop J., et al. A systematic search for very massive galaxies at $z > 4$ // *MNRAS*. – 2007. – Vol. 376. – P. 1054–1064.
4. Ellis R. & Silk J. New frontiers in cosmology and galaxy formation: challenges for the future. In: *Structure formation in Astrophysics*, Ed. G. Chabrier, Cambridge: CUP. – 2008; astro-ph/0712286.
5. Fan X., et al. Constraining the evolution of the ionizing background and the epoch of re-ionization with $z \sim 6$ quasars // *Astron. J.* – 2006. – Vol. 132. – P. 117–136.
6. Iye M., et al. A galaxy at a redshift $z = 6.96$ // *Nature*. – 2006. – Vol. 443. – P. 184–188.
7. Kats A., Kontorovich V. Hidden mass and explosive galaxy evolution // *Problems of Atomic Science and Technology*. – 2010. – №4(68). – P. 137–142 (in Russian). <http://ri.kharkov.ua/decameter/staff/vkont>
8. Kennicutt R., Schweizer P. & Barnes J. *Galaxies: Interactions and Induced Star Formation*. Saas-Fee Advance Course, Vol. 26, Springer. – 1998. – 404 p.
9. Kontorovich V., Kats A., Krivitsky D. "Explosive" evolution of galaxies in a model of coalescence events and epoch of quasar formation // *JETP Lett.* – 1992. – Vol. 55, №1. – P. 1–6.
10. Kontorovich V., Krivitsky D. & Kats A. "Explosive" evolution of galaxies (an analogue of collapse) and appearance of quasars in the merger model // *Physica D*. – 1995. – Vol. 87. – P. 290–294.
11. Kontorovich V., Krivitsky D. Merger of galaxies in clusters: Monte Carlo simulation of mass and angular momentum distribution // *Astron. & Astrophys.* – 1997. – Vol. 327. – P. 921–929.
12. Krivitsky D. Numerical solution of Smoluchowski Kinetic Equation // *J. Phys. A*. – 1995. – Vol. 28. – P. 2025.
13. Schmidt M., Schneider D. & Gunn J. Evolution of the luminosity function from quasars // *Astron. J.* – 1995. – Vol. 110. – P. 68–77.
14. Stockmayer W. Theory of molecular size distribution and gel formation in branched-chain polymers // *J. Chem. Phys.* – 1943. – Vol. 11, №2. – P. 45–55.
15. Voloshchuk V. Kinetics of Coagulation, Gidrometeoizdat, Leningrad, 1984, 284 p. (in Russian)
16. White S. Formation and Evolution of Galaxies: Les Houches Lectures. astro-ph/9410043.
17. White S. Violent relaxation in hierarchical clustering. astro-ph/9602021.
18. Minor mergings as a driver of galaxy evolution. Special Session in JENAM-2011. St-Peterburg, 2011.

Надійшла до редколегії 29.06.11

УДК 524.7

L. Berdina, асп., A. Minakov, д-р фіз.-мат. наук, проф., V. Vakulik, канд. фіз.-мат. наук

INTENSITY CONTOURS STRUCTURE OF THE SOURCE IMAGE IN THE GRAVITATIONAL FIELDS OF GALAXY AND MICROLENS

In the approximation of Sobolev method and paraxial optics, analysis of the focusing effect of a complex gravitational lens formed by the gravitational fields of a macrolens - galaxy and a microlens - star was performed. The problem solving at an arbitrary location of the microlens in the line of the path source - macrolens - observer was found. Intensity contours of images were constructed and magnification factor of a complex lens was calculated. It is shown that the microlens has the most influence on the focusing effect when it is located on the path macrolens - observer.

У наближеннях методів Соболева і параксильної оптики проведено аналіз ефекту фокусування складної гравітаційної лінзи, утвореної полями тяжіння макролінзи – галактики і мікролінзи – зірки. Знайдено рішення задачі при довільному розташуванні мікролінзи уздовж траси джерело – макролінза – спостерігач. Побудовано ізофоти зображень і пороховано коефіцієнт підсилення складної лінзи. Показано, що найбільший вплив на ефект фокусування мікролінза чинить у тому випадку, коли вона знаходиться на ділянці траси макролінза - спостерігач.

Introduction. In problems connected with the radiation propagation in near space and cosmic space, there are situations when medium inhomogeneities have several spatial scales. It can be inhomogeneities in the Earth atmosphere, solar corona, pulsars in globular clusters. In all these cases, it must be considered both rays refraction caused by large-scale structures and scattering of waves by small-scale inhomogeneities. Another example is the focusing of quasar radiation in the gravitational field of a massive galaxy inside of which microlenses are located. Within the framework of the method of thin phase screen, combined effect of gravitational fields of microlens and all galaxies on the source radiation can be accounted by introduction two independent phase correctors. One of them is connected to a microlens and the second one to the macrolens. It is assumed that the two phase correctors can be combined into one. This approximation does not take into account the effect of gravitational field of the global structure on the "local" radiation focusing in the microlens gravitational field. The presence of different scales in the focusing properties of systems may lead to effects which cannot be tracked in the approximation of the combined phase screens. In the present work, the problem has been solved when two screens are not combined in one plane and are separated by some distance. And small-scale inhomogeneities randomly located in the line of the radiation propagation path.

Analysis of radiation focusing as the approximation of Sobolev method. At the analysis of radiation focusing in the gravitational field of the galaxy with microlens, two cases were considered. At first, solution was obtained for the case when the microlens is located between source and galaxy mass centre, and then when the microlens is between galaxy centre and observer. The radiation propagation through the gravitational field of the galaxy and the microlenses is shown schematically on fig. 1. In present consideration, microlens is situated between the galaxy center and the observer.

Superpose the coordinate system origin with the centre of mass of a macrolens, and dispose the OZ axis through the point of observation P . Extended source of radiation S is given in the plane $z = -Z_s$. Microlens is located in the plane $z = Z_m$ at some distance $\vec{P}_m$ from the OZ axis.

Sobolev method allows to obtain a solution of the wave equation written for a medium with a refractive index in a form of Kirchhoff formula for free space. At this, a field in an arbitrary point of space is expressed through the initial distribution of field over the surface surrounding the point [1].

As the approximation of Sobolev method and paraxial optics, the propagation path of radiation $-Z_s \leq z \leq Z_p$ is divided into three regions: 1 - source - macrolens ($-Z_s \leq z \leq 0$); 2 - macrolens - microlens ($0 \leq z \leq Z_m$); 3 - microlens - observer ($Z_m \leq z \leq Z_p$).

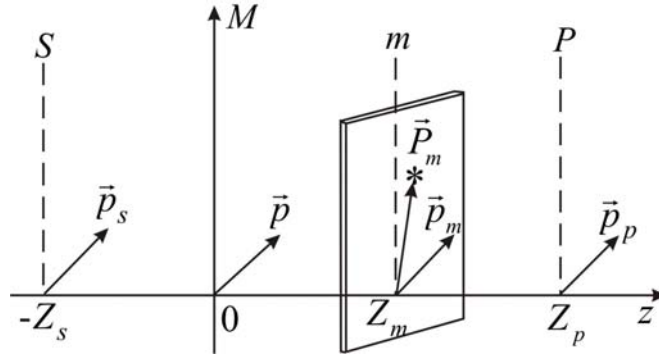


Fig. 1. Relative position of radiation source S , macrolens GL and observer P .

Similar procedure is performed for the case when microlens is located between the source and the galaxy mass centre. Such dividing into stages will allow to avoid the cases of ray crossing for each region. This opens up the way to create the desired solution of field by successive transfer of the field value $U(z, \vec{p})$ with the screen on the screen [2].

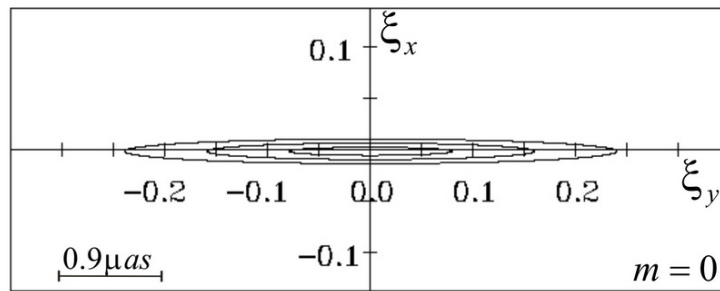


Fig. 2. Distribution of the intensity in a source macro image unperturbed by microlens (values on the axes multiplied by 10^{-5}).

Also, we can obtain for each region the mutual-coherence function (MCF) which is defined as statistically average from the product of fields in the mutually spaced points of the plane:

$$\Gamma(0; \vec{p}', \vec{p}'') = \langle U(0, \vec{p}') U^*(0, \vec{p}'') \rangle \approx \frac{k^2}{4\pi^2 (0 - Z_s)^2} \iint d\vec{p}'_s d\vec{p}''_s \Gamma_s(Z_s; \vec{p}'_s, \vec{p}''_s) \exp \{ ik (\psi(\vec{p}'_s, \vec{p}') - \psi(\vec{p}''_s, \vec{p}'')) \}.$$

Where $\Gamma_s(Z_s; \vec{p}'_s, \vec{p}''_s)$ is the initial MCF in the plane $z = Z_s$, which in the superposed points is by definition equal: $\langle U_s(Z_s, \vec{p}'_s) U_s^*(Z_s, \vec{p}''_s) \rangle$. $\psi(\vec{p}_s, \vec{p})$ is eikonal calculated by integration of the medium refractive index in the line of the direct ray connecting points $(Z_s, \vec{p}_s)$ and $(0, \vec{p})$. Thereby, MCF in the point of observation can be obtained by successive transfer solution with the plane on the plane [2], provided that there is a medium with index of refraction between them.

The source model is specified in a form of incoherently radiating surface elements:

$$\langle U_s(\vec{p}'_s) U_s^*(\vec{p}''_s) \rangle = I_s(\vec{p}'_s) \delta(\vec{p}'_s - \vec{p}''_s),$$

where $I_s(\vec{p}_s)$ is a deterministic model law of intensity distribution over a surface. To further simplify calculations, we consider the Gaussian distribution law [2]:

$$I_s(\vec{p}_s) = (I_0 / 2\pi R_s^2) \cdot \exp \left\{ -(\vec{p}_s - \vec{P}_s)^2 / 2R_s^2 \right\},$$

where $\vec{P}_s$ is the offset from the centre of brightness distribution, I_0 is the intensity of the whole source surface, and R_s is the effective radius of the source.

MCF in a microlens plane should be noted separately. In solving the problem we take into account that effective influence of a microlens gravitational field on propagating radiation occurs within a region that is small as compared to the galaxy dimension. Therefore the microlens can be considered approximately as a relatively "thin" phase corrector (microcorrector) embedded in the extended "environment" of the galaxy. An additional phase incursion due to the microlens gravitational field can be taken into account at the microcorrector output, if we write the microcorrector transmission function [2].

Knowing MCF in the observation plane one can calculate the average intensity in the observation point:

$$I_p(\bar{\psi}) = \left(k^2/4\pi^2\right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\bar{\rho}_p \Gamma(Z_p; \bar{\rho}_p) \exp\{ik\bar{\psi}\bar{\rho}_p\}$$

and the magnification factor of image brightness:

$$q(\bar{\psi}_s, \bar{\psi}_m) = \left((Z_p + Z_s)^2/l_0\right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} I_p(\bar{\psi}; \bar{\psi}_s, \bar{\psi}_m) d\bar{\psi}$$

Numerical simulation. For the numerical analysis, it is necessary to specify the parameters of models. As an example, we chose the gravitational lens systems Q2237+0305 ("The Einstein Cross") [3-5]. The radiation source in the system is a quasar with redshift $z_s \approx 1.69$. The macrolens is a massive spiral galaxy which has redshift $z_d \approx 0.039$. The galaxy consists of a compact spherical nucleus and an extended disk [4]. Four images are formed in the form of a cross under the influence of gravitational field of a galaxy. These images are situated in immediate proximity to galaxy center. To simplify, we confine to only one spherical component of the mass connected with the galaxy nucleus.

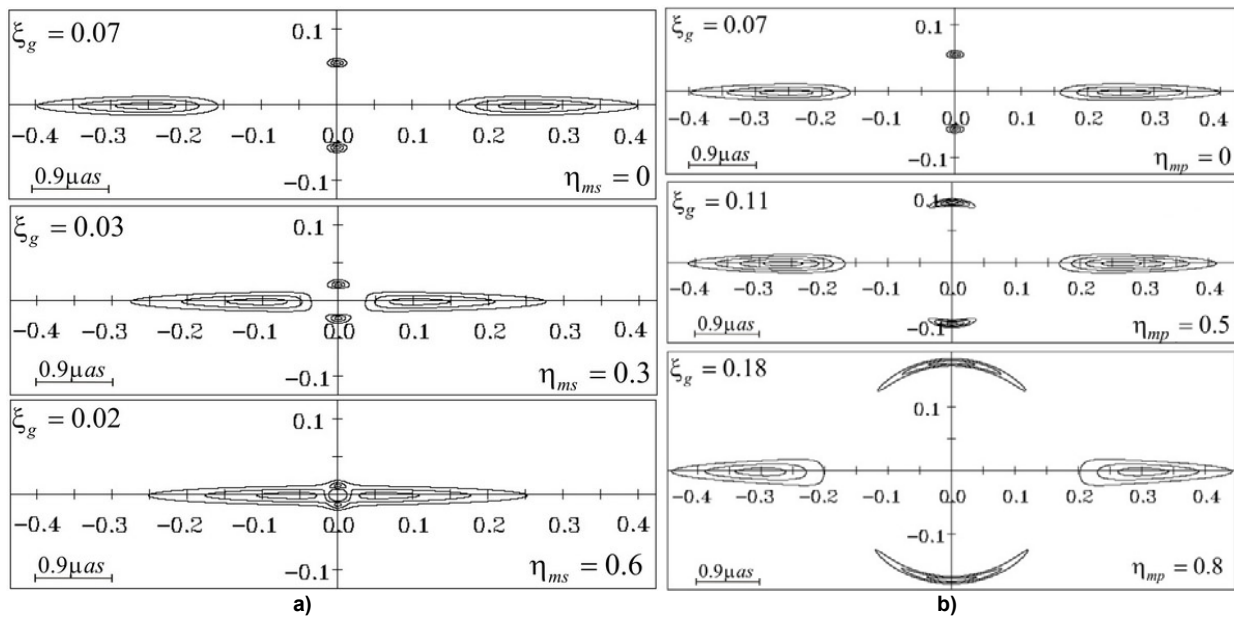


Fig. 3. Distribution of the intensity in visible image of a source for different positions of a microlens between:
a) - source and galaxy centre; b) - galaxy centre and observer (values on the axes multiplied by 10–5).

The angular size of the radiation source is $\Psi_0 = 0.04\mu\text{as}$ [3]. The unperturbed shift of the source brightness center $\bar{\psi}_s$ for Q2237+0305 at different model approximation of galaxy was estimated as $0''.1 \div 0''.01$ [5]. We chose the most maximum shift of source for the results visualization $\psi_s = 0''.1$.

Angular radius of the galaxy Einstein ring estimated from observational data: $\Psi_G \approx 0''.9$ [4]. According to observed data, microlensing effect is caused by bodies with a relatively "small" masses [6]. Choosing $M_g \approx 0.01M_\odot$, we obtain value of angular radius of the microlens Einstein ring, located in the galaxy plane: $\Psi_g(0) \approx 7\mu\text{as}\sqrt{M_g/M_\odot} \approx 0.7\mu\text{as}$ [3].

The interaction of the gravitational fields of micro- and macro lenses will be demonstrated by example of deformation of the images isophots. Spherically symmetric macrolens creates two macro images for selected shift of source brightness.

We considered the microlens influence only on first - "direct" macro image. The results are given in relative units: $\bar{\xi} = \bar{\psi}/\Psi_G$, $\xi_g = \Psi_g/\Psi_G$. The structure of the intensity contours of macro images unperturbed by microlens is presented on fig. 2. That means that we can see one of macro images created only by the gravitational field of galaxy.

In the sequel, the position of microlens in a plane $z = -Z_m$ will be projected into the macro image centre at the different distances from the galaxy center. Intensity contours of images visible from the observation point at various microlens positions between the centre galaxy and the source is shown on fig. 3a. ($\eta_{ms} = Z_m/Z_s$). One can see that the microlens effect on unperturbed macro image (fig.2) is appeared in the split into four micro images. These micro images are formed near the microlens Einstein ring. The microlens influence is practically disappeared when microlens approaches the source. It is the effect of macro images.

We can obtain the most valuable information about focusing effect from magnification factor of the whole lens. The dependence of the magnification factor of a complex system on different microlens position into a galaxy is presented on fig. 4. Values on the axis are normalized to the magnification factor of macro images created by galaxy. From this figure we

noticed that the microlens influence is almost perceptible when microlens approaches a source.

We can obtain the most valuable information about focusing effect from magnification factor of the whole lens. The dependence of the magnification factor of a complex system on different microlens position into a galaxy is presented on fig. 4. Values on the axis are normalized to the magnification factor of macro images created by galaxy. From this figure we noticed that the microlens influence is almost perceptible when microlens approaches a source.

The results for second case is illustrated on fig. 3b when microlens is located between the macrolens centre and observer ($\eta_{mp} = Z_m/Z_p$). Again, microlens is placed directly in the plane passing through the center of the galaxy on the first graph. And then microlens is removed in the direction to the observer. From this figure we noticed that isophots structure is changed besides splitting of macro image. Isophots structure are approached the image of the microlens Einstein ring closer and closer with increasing Z_m . But when we shift the microlens in the direction of the observer microlens effect on the total magnification becomes more and more evident. This circumstance is also confirmed by the structure of the intensity contours what it's already seen on fig 3b. By moving the microlens, we projected it on the micro image centre. In this case, microlens influence is maximum. The magnification factor of microlens can be estimated as ratio of solid angle of micro image and source [7]: $q_m \approx \Psi_g / \sqrt{q_1} \Psi_0$. It's necessary to consider the value q_m as maximum value of magnification by microlens.

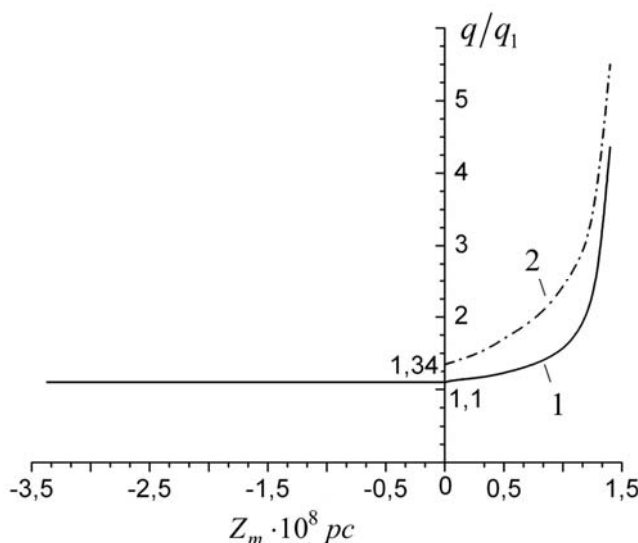


Fig. 4. Magnification factor of complex lens (1) and magnification factor of microlens (2), normalized to magnification factor of macro image

Conclusion. Based on the analysis and results of numerical estimation, we conclude that the degree of influence of the microlens-stars situated inside a macrolens-galaxy. The microlens has the most influence on the focusing effect when it is located on the path macrolens - observer. This fact must be taken into account at the processing of observational data of the microlensing effect.

1. S. Sobolev. Equations of Mathematical Physics. — Moscow, 1966.
2. L. Berdina, A. Minakov. Focusing of quasar radiation in the gravitational field of a microlens-star situated inside a macrolens-galaxy. I. Construction of solution on the basis of Sobolev formula // Radio Physics and Radio Astronomy. — 2010. — Vol. 15, №3 — P. 271 — 284.
3. M. Jaroszynski, J. Skowron. Microlensing of Q2237+0305: Simulations and statistics // Acta Astronomica, — 2006. — Vol. 56. — P. 171–182.
4. A. Minakov, V. Shalyapin. An estimation of the gravitational lens 2237+0305 // Pis'ma v Astronomicheskii Zhurnal. — 1991. — Vol. 17, № 4.— P. 331–340.
5. R. Schmidt, R. Webster, G. Lewis. Weighing a galaxy bar in the lens Q2237+0305 // MNRAS. — 1998. — Vol. 295. — P. 488–496.
6. A. Cherepashchuk. Gravitational microlensing effect and dark mass problem // SOZH. — 1998. — Vol. 3. — P. 92 — 99.
7. P. Blioh, A. Minakov. Gravitational lenses. Kyiv, 1989.

Надійшла до редколегії 01.07.11

УДК 523.9-377

М. Пасечник, канд. фіз.-мат. наук, С. Чорногор, канд. фіз.-мат. наук.

ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ВО ВРЕМЯ ДВУХ ХРОМОСФЕРНЫХ ВЫБРОСОВ

Исследовано поле лучевых скоростей движения плазмы нижней атмосферы на участке одной из первых активных областей NOAA 11024 южного полушария Солнца нового 24-го цикла солнечной активности во время двух хромосферных выбросов. Наблюдения были проведены 4 июля 2009 г. на франко-итальянском телескопе THEMIS (Испания, о. Тенерифе). Скорость подъема движения хромосферного вещества в первом выбросе достигала - 44 км/с, а во втором - -75 км/с.

The line-of-sight velocity field of plasma motion in the lower atmosphere of one of the first the active region NOAA 11024 at the new solar activity cycle onset phase during two chromospheric ejections are investigated. Observations on July 4, 2009 with the Franco-Italian telescope THEMIS (Spain, Tenerife) were conducted. The chromospheric line-of-sight velocities in the first surge reached - 44 km/s, while the second - -75 km/s.

Введение. Наблюдаемые в активных областях (АО) хромосферные выбросы плазмы типа сердечей относятся к короткоживущим (10–20 мин.) протуберанцам. Они возникают снизу — в хромосфере, и связаны со вспышками или активными солнечными пятнами. Скорости выбросов составляют от 50 до 200 км/с, $n \sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$. По мере продвижения вверх они расширяются и охлаждаются. Многие из них возвращаются по тем же траекториям, по которым происходил их подъем. Динамические модели хромосферных выбросов представлены в работах [2–5]. В некоторых статьях рассматривается связь сердечей с микровспышками (бомбы Эллемана) [7]. В последнее время появились работы, в которых на основе многоволновых наблюдений подтверждается, что сердечки формируются в результате магнитных пересоединений, во время которых происходит превращение магнитной энергии токового слоя в кинетическую энергию движения плазмы [1, 7, 8].

Одной из важных составляющих таких исследований является изучение поля лучевых скоростей ($V_{\text{луч}}$) АО на фотосферном и хромосферном уровнях и сравнение их с процессами в более высоких слоях атмосферы Солнца. Детальный анализ движений вещества в АО является важным фактором для понимания физических процессов, которые происходят в АО во время формирования выбросов.

Наблюдательный материал и его обработка. В нашей работе исследована структура поля хромосферных и фотосферных лучевых скоростей на участке одной из первых активных областей NOAA 11024 южного полушария Солнца нового 24-го цикла солнечной активности. Наблюдения одновременно в нескольких участках спектра были проведены Е. В. Хоменко 4 июля 2009 г. (09:30:53 – 09:49:34 UT) на франко-итальянском телескопе THEMIS Института астрофизики на Канарах (Испания, остров Тенерифе). Спектры получены с интервалом ~3 секунды. Участок АО, вырезанный щелью спектрографа, включал две поры и два флоккула. За время наблюдений в хромосфере АО развились два выброса плазмы.

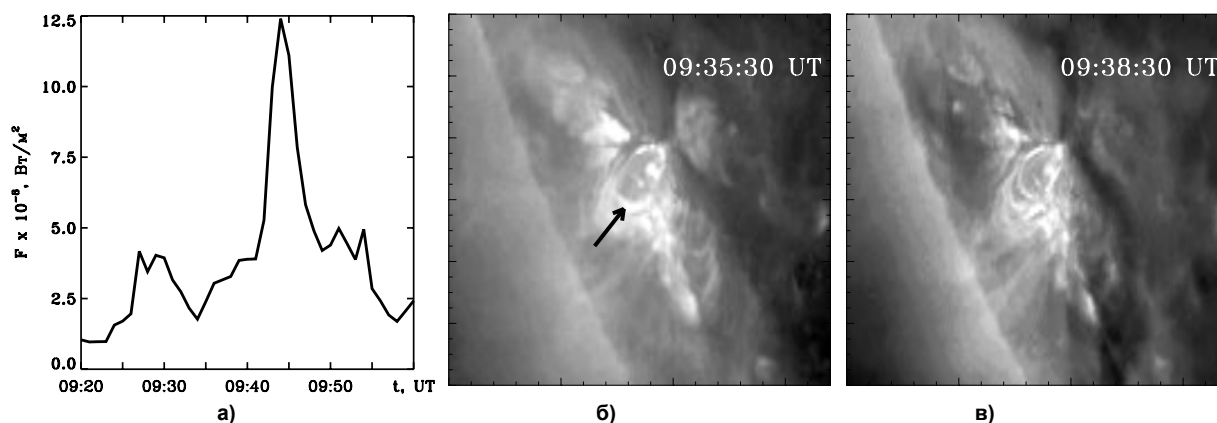


Рис. 1. а) временной ход мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 0.1–0.8 нм по данным спутника GOES; б) и в) УФ-изображения активной области NOAA 11024 по данным спутника STEREO-A (стрелкой указана петля, заполняющаяся разогретой плазмой)

Магнитограмма активной области NOAA 11024 по данным SOHO/MDI показывает, что группа пятен АО была би-полярной с вкраплениями небольших пятен и пор противоположной полярности, что говорит о всплывании новых трубок магнитного поля. Важной характеристикой, которая дает информацию о физических процессах в атмосфере АО, является изменение интенсивности ее излучения в мягком рентгеновском диапазоне. Оно описывает тепловую фазу энерговыделения. На рис. 1а представлен временной ход мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 0.1–0.8 нм по данным спутника GOES. В период наблюдений АО были зарегистрированы слабые (балла А4 и В1) всплески интенсивности излучения с максимумами в 09:26 и в 09:43 UT. Это указывает на то, что происходили магнитные пересоединения, т.е. произошла субвспышка [1]. На рис. 1б и в даны изображения активной области NOAA 11024 в ультрафиолетовом (УФ) излучении по данным спутника STEREO-A в моменты, близкие к максимумам развития выбросов. Видна система корональных магнитных петель, заполненных горячей плазмой.

На рис. 2а приведен участок спектра, включающий линию $\text{H}\alpha$, в синем крыле которой виден темный выброс, указанный стрелкой (1-й выброс), на рис. 2в то же самое для 2-го выброса. Выбросы развивались возле небольшой эмиссии (основание корональной петли в хромосфере). Для исследования изменений $V_{\text{луч}}$ вдоль участка АО, занятого выбросами, были сделаны разрезы вдоль спектра, шаг между разрезами соответствовал расстоянию на поверхности Солнца 160 км. На этом же рисунке приведены профили линии $\text{H}\alpha$, полученные для разных моментов наблюдений для 1-го и 2-го выбросов. Видно, что профили сильно изменяются со временем. Многие профили для 2-го выброса состоят из двух компонент. Это значит, что распределение скорости в выбросе сильно отличалось от распределения скорости в хромосфере.

Лучевые скорости определялись по доплеровским смещениям центров линий в спектрах относительно их положений в лабораторном спектре с использованием близлежащих теллурических линий. При этом учитывались поправки за вращение Земли вокруг своей оси и вокруг Солнца, вращение Солнца и гравитационное смещение. Лучевая скорость в хромосфере вычислялась по линии $\text{H}\alpha$. Для определения лучевых скоростей движения плазмы фотосферы использовались 3 линии нейтрального железа ($\lambda\lambda$ 630.15, 630.249, 630.346 нм), высоты образования которых в спокойной фотосфере – 489, 381 и 140 км и линия титана (λ 630.375 нм) — высота образования 180 км. Ошибка определения хромосферной скорости составляет 0.3 км/с, а фотосферной – 0.1 км/с.

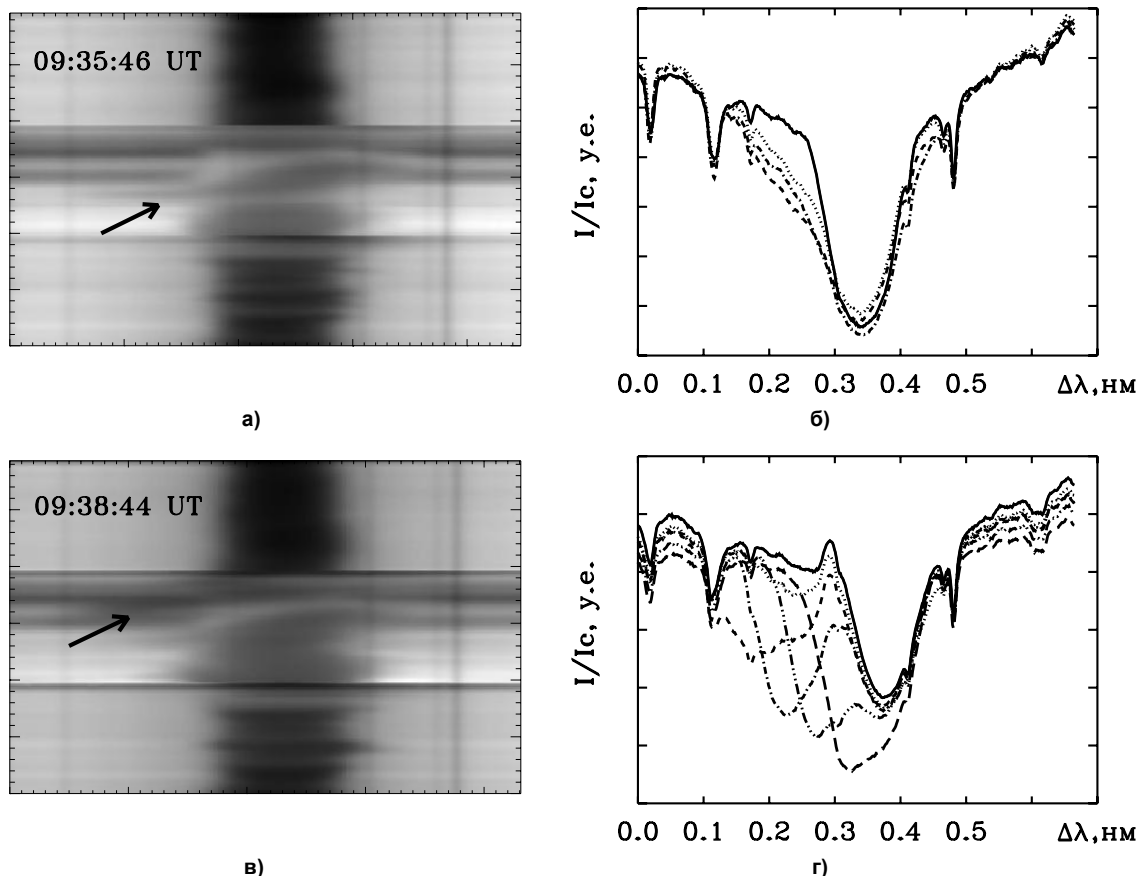


Рис. 2. $H\alpha$ -спектры, стрелками показаны выбросы (левые панели) и профили линии $H\alpha$ (правые панели), полученные для разных моментов наблюдений для первого (а и б) и второго (в и г) выбросов.
На рис. б: сплошная линия – 09:34:57 UT, пунктирная – 09:35:08 UT, штриховая – 09:35:17 UT, штрих-пунктирная – 09:35:26 UT; на рис. г: сплошная линия – 09:35:32 UT, пунктирная – 09:37:11 UT, штриховая – 09:37:42 UT, штрих-пунктирная – 09:38:44 UT, три пунктира-штрих – 09:39:43 UT, длинные штрихи – 09:40:38 UT

Лучевые скорости. На участке АО без активных образований хромосферное вещество двигалось к наблюдателю с $V_{\text{луч}} = -0.6 \div -2.5$ км/с, $V_{\text{луч}}$ на разных уровнях фотосферы изменялась от -1.5 км/с до 0.8 км/с.

Первый выброс. На рис. 3 приведены изменения лучевой скорости по площади во время 1-го выброса, которые произошли в области выброса (панель а), в хромосфере (панель б) и в разных слоях фотосферы (панель в). На панелях а и б: кружки – скорости в центральной части выброса, плюсы и треугольники – на расстоянии 490 км по разные стороны от центральной части, квадраты – на расстоянии 810 км; на панели в: кружки – скорости на высоте 140 км, звездочки – 180 км, квадраты – 381 км, треугольники – 489 км. Отрицательные значения лучевой скорости соответствуют смещениям линий в коротковолновую часть спектра и движениям по направлению к наблюдателю. Из рис. 3а видно, что наибольшие изменения скорости движения хромосферного вещества произошли в центральной части выброса. Максимальное значение $V_{\text{луч}} = -44$ км/с было достигнуто в 09:35:40 UT. Так же видно, что скорость уменьшалась от центра выброса к его периферии от -44 км/с до -13 км/с. Подобные изменения скорости в сердце получены в работе [6]. На некоторых спектрограммах выброс виден до 0.2 нм от центра линии $H\alpha$. Это значит, что в нижней хромосфере $V_{\text{луч}}$ в выбросе достигали 130 км/с.

В области хромосферы (рис.3б) перед выбросом изменялось направление движения – на краю выброса опускание с $V_{\text{луч}} = 0.8$ км/с сменилось подъемом с $V_{\text{луч}} = -1.2$ км/с. На спектре (рис. 2а) в линии $H\alpha$ видны наклонные детали, что говорит о вращении вещества. Во время максимума выброса скорость подъема увеличилась до -4.4 км/с.

На уровне фотосферы происходил подъем вещества. В верхних слоях (489 и 381 км) средняя скорость подъема составляла -0.7 км/с, а в средних слоях около -1 км/с. После того как скорость в выбросе достигла максимума (09:35:40 UT) скорость во всех слоях фотосферы начала уменьшаться и стала примерно одинаковой -0.4 км/с.

Второй выброс. Изменения скорости в области 2-го выброса приведены на рис. 4. На панелях а и б: кружки – скорости в центральной части выброса, квадраты и треугольники – на расстоянии 650 км по разные стороны от центральной части, ромбы – на расстоянии 130 км, плюсы – на расстоянии 1950 км; на панели в: то же самое, что на рис. 3в. В центральной части выброса вначале, примерно в течение 50 сек, скорость росла медленно. Резкое увеличение скорости началось в 09:37:34 UT ($V_{\text{луч}} = -46$ км/с), а в 09:37:50 UT она достигла своего максимального значения -73 км/с. На расстоянии 650 и 1300 км от центральной части увеличение скорости от -44 км/с до -56 км/с произошло раньше в 09:37:32 UT. В 09:37:36 UT от выброса отделился фрагмент, в котором скорости были большими, чем в выбросе, и достигали 75 км/с. Профили линии $H\alpha$ на спектрах, полученных в это время, стали более сложными (на рис. 2г профиль, полученный в 09:37:42 UT).

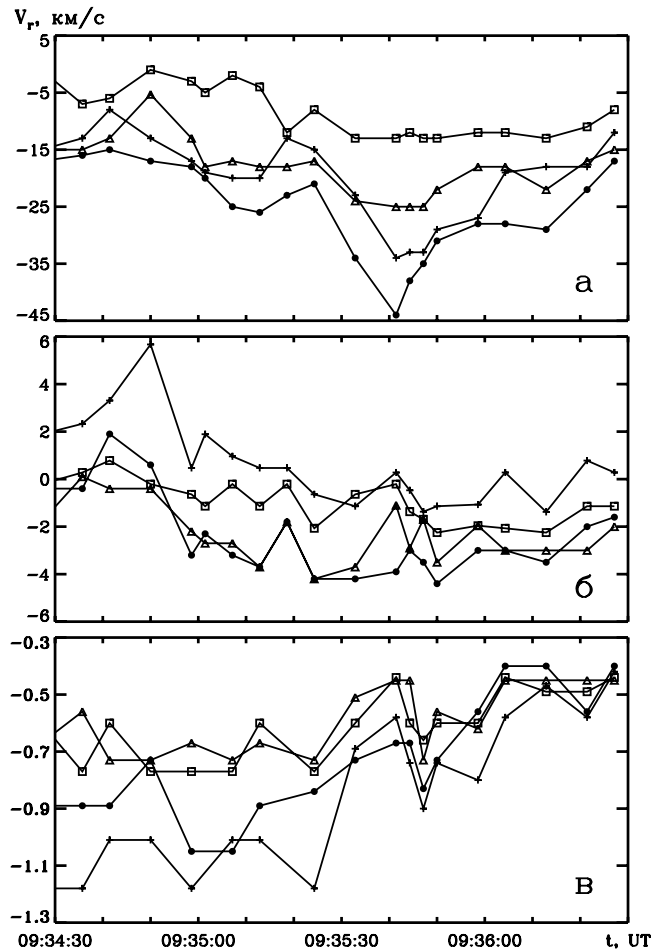


Рис. 3. Изменения лучевых скоростей во время первого выброса: а) в области выброса; б) в хромосфере; в) в фотосфере в центральной части выброса на разных высотах.

После достижения максимума $V_{\text{луч}}$ как в выбросе, так и в его фрагменте, скорости уменьшались, а в промежутке времени 09:38:32 – 09:38:53 UT фрагмент соединился с выбросом. На расстоянии 650 км от центра выброса до момента 09:38:47 UT скорость была меньше, чем в центральной части, а потом стала большей, т.е. произошло изменение направления максимальной скорости, вероятно, из-за перестройки магнитного поля. В конце выброса скорость подъема в его периферийной части начала резко уменьшаться, и чем дальше от центра, тем раньше происходило уменьшение $V_{\text{луч}}$.

В области хромосферы вещество двигалось от наблюдателя со скоростью от 4 км/с до 17 км/с. С момента наблюдения 09:37:50 UT (максимальная $V_{\text{луч}}$ в выбросе) скорость подъема начала уменьшаться в центральной части медленно, а чем дальше от нее, тем раньше и более резко происходило уменьшение $V_{\text{луч}}$, изменялось ее направление, а затем увеличивались скорости опускания.

В области фотосферы наблюдался подъем вещества. В верхней фотосфере скорость составляла около – 0.9 км/с. Наибольшие скорости отмечены на уровне 180 км до –2.3 км/с. Амплитуда колебаний скорости на уровне 140 км уменьшилась во время выброса.

Выводы. Сопоставление данных с космических спутников (GOES, SOHO, STEREO) и полученных нами изменений величины и направления лучевой скорости движения хромосферного (на уровне образования ядра линии H α) и фотосферного (140 – 490 км) вещества АО во время двух хромосферных выбросов позволило сделать такие выводы:

1. Во время выбросов изменения скорости произошли как в хромосфере, так и в фотосфере АО.
2. Максимальная скорость в 1-м выбросе $V_{\text{луч}} = -44$ км/с была достигнута в 09:35:40 UT, а во 2-м $V_{\text{луч}} = -73$ км/с – в 09:37:50 UT. В области выбросов скорости уменьшались от центра к периферии.
3. На уровне хромосферы во время выбросов увеличивалась скорость подъема вещества. Перед 1-м выбросом изменялось направление движения вещества, что говорит о его вращении. Во время 2-го выброса после его максимума резко изменялось направление скорости в его периферийной части.
4. На уровне фотосферы во время 1-го выброса скорость подъема уменьшалась, после достижения в нем максимальной скорости. Во время 2-го выброса изменения $V_{\text{луч}}$ произошли только в средних слоях фотосферы.
5. Выбросы хромосферного вещества произошли на стадии роста интенсивности мягкого рентгеновского излучения. Поэтому вероятно, что обнаруженные изменения лучевой скорости движения плазмы активной области были связаны с всплыванием новых магнитных потоков и процессами магнитного пересоединения.

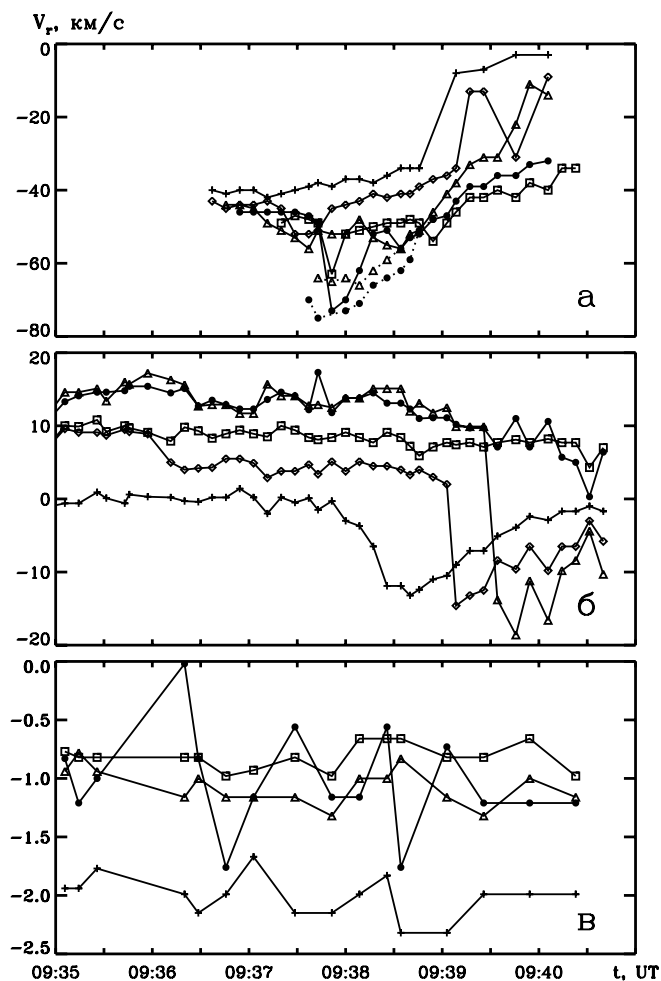


Рис. 4. То же, что и на рис. 3. во время второго выброса (пунктирные линии со значками – для фрагмента выброса)

1. Лившиц М.А. Солнечные вспышки: результаты наблюдений и газодинамические процессы // Плазменная гелиогеофизика / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. - С.60–81. 2. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. - М., 1985. 3. Сыроватский С.И., Сомов Б.В. Физика солнечных вспышек. Теория наблюдаемых проявлений вспышек // Итоги науки и техники. Астрон. - 1982. - Т.21. - С.221–237. 4. Canfield R.S., Reardon K.P., Leka K.D. et al. H α surges and X-ray jets in AR 7260 // Astrophys. J. - 1996. - Vol.464, N 2. - P.1016–1029. 5. Gaizauskas V. Magnetic reconnection as a driver of chromospheric surges // Solar Physics. - 1996. - Vol.169. - P.357–366. 6. Li K., Li J., Gu X., Zhong S. A quantitative analysis of the surge of March 19, 1989 // Solar Physics. - 1996. - Vol.168. - P.91–103. 7. Madjarska M.S., Doyle J.G., de Pontieu B. Explosive events associated with a surge // Astrophys. J. - 2009. - Vol.701. - P.253–259. 8. Priest E.R., Hood A.W., Bewsher D. The Nature of Blinkers and the Solar Transition Region // Solar Physics. - 2002. - Vol.205. - P.249–264.

Поступила в редколлегию 10.06.11

УДК 523.9-355 + 523.9-36

А. Сухоруков, асп., Н. Щукіна, д-р фіз.-мат. наук

СОНЯЧНИЙ ВМІСТ КРЕМНІЮ В НАБЛИЖЕННІ ЛТР В ОДНОВИМІРНИХ МОДЕЛЯХ

Визначено вміст кремнію в одновимірних напівемпіричних моделях атмосфери Сонця в наближенні ЛТР. Для моделі HOLMUL він дорівнює 7.594 ± 0.015 dex. Для сонячних сил осциляторів, за якими визначався вміст, доведені якість, легітимність та можливість прив'язки до експериментальних даних.

The LTE abundance of silicon was determined for one-dimensional semiempirical models of the solar atmosphere. The abundance value for the HOLMUL model is 7.594 ± 0.015 dex. Solar oscillator strengths, which were used for abundance determination, were shown to be of high quality, legitimate and able to be linked to the experimental ones.

Вступ. Дослідження сонячного спектру кремнію важливе по багатьом причинам. По-перше, кремній — один з найбільш поширених елементів у Всесвіті. За кількістю атомів він посідає 6-е місце.

По-друге, атоми та йони кремнію сильно поглинають випромінювання в ультрафіолетовому континуумі. Врахування поглинання кремнію важливе при моделюванні та дослідженні глибоких шарів фотосфери Сонця та зір пізніх класів.

По-третє, кремній — основний донор вільних електронів у верхніх шарах атмосфер зір різних класів на рівні із залізом та магнієм.

По-четверте, інфрачервоні лінії спектру кремнію достатньо чутливі до Зееманівського розщеплення та деполяризації Ханле під дією магнітного поля [18]. Завдяки достатньо сильному сигналові у Стокс-компонентах, ці лінії можна використовувати для дослідження фізичних процесів у різних магнітних структурах на Сонці. Зокрема, дуже зручною є лінія

Si I 10827 Å, що близька до відомої лінії He I 10830 Å. Спостерігаючи обидві ці лінії одночасно на одному детекторі, можна досліджувати вертикальне поширення хвиль в сонячних плямах, оскільки перша лінія формується на висоті приблизно 500 км (верхні шари фотосфери), а друга — на висоті поза 2000 км (середні та верхні шари хромосфери) [12].

По-п'яте, кремній традиційно використовується як реперний елемент для прив'язки шкал сонячного та метеоритного вмісту елементів. Реперний елемент обраний так, що елементи з більшими атомними номерами не еволюціонували на Сонці з моменту конденсації протопланетної хмари Сонячної системи. Таким чином, відношення їхніх вмістів до вмісту кремнію — самоузгоджені та практично сталі величини. Для 40 важких елементів після кремнію їхній метеоритний вміст узгоджується із сонячним при вимірювання у хондритах класу CI [16].

Вміст кремнію вперше визначено в 1929 році [19], а остання робота з цього приводу вийшла в 2008 році [21]. Надійні результати почали з'являтися з 1973 року [14], коли з'явилися достатньо потужні комп'ютери та чисельні методи для розрахунку реалістичних моделей атомів та атмосфер. При цьому за останні 20 років визначені значення сонячного вмісту кремнію змінювались в межах 25 % [14, 5, 23, 21]. Через це шкала метеоритного вмісту елементів зсувалася на таку ж величину. Після завершення розрахунків вмісту елементів в наближенні локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) для тривимірних моделях Асплунда та ін. [6] виявилось, що отриманий вміст важких елементів на Сонці, — металевість, — зменшився приблизно в два рази ($Z/X = 0.0165$ замість $Z/X = 0.0275$) порівняно з попередніми загальноприйнятими результатами [3]. Це повністю заперечує результати геліосейсмології, оскільки швидкість звукових хвиль на Сонці надто чутлива до величини металевості і за останні роки вона визначається дуже точно [10, 7].

Ця розбіжність в першу чергу пов'язана з традиційною прив'язкою шкал вмісту до вмісту кремнію, що був зменшений на 0.04 dex [5]. Найбільш надійний спосіб розв'язку цієї проблеми — розрахунок вмісту кремнію в аналогічній тривимірній моделі, але вже при врахуванні реалістичних відхилень від ЛТР (так звана НЛТР). Для цього ми вирішили виконати повний цикл досліджень з ревізією попередніх результатів та ще додатково дослідити поляризацію в лініях Si I.

Повне дослідження спектру кремнію складається з наступних етапів: визначення вмісту в рамках ЛТР та НЛТР для одновимірних моделей атмосфери (ревізія попередніх результатів); визначення вмісту в рамках ЛТР (ревізія) та НЛТР (що буде визначено вперше) в тривимірній моделі атмосфери; врахування впливу магнітного поля моделі на профілі ліній та визначення його вмісту; дослідження поляризації в лініях; застосування до спостережень, діагностики, суміжних областей астрофізики. Нижче ми наводимо результати першого етапу досліджень.

Метод визначення вмісту. Як вхідні дані було використано 65 ліній Si I з монографії Гуртовенко та Костика [2]. Ці лінії мають наступні діапазони параметрів: довжини хвиль $\lambda 5500 \div 9900$ Å, потенціали збудження нижнього рівня $EPL = 4.93 \div 6.22$ eV, еквівалентні ширини $W = 3 \div 125$ mÅ. Сили осциляторів цих ліній астрофізичного походження, отримані підгонкою синтезованого сонячного спектру до атласу спостережень. З повного списку, що містить близько 90 ліній, ми виключили ті, що блендовані, дуже слабкі, мають недостовірний континуум. Інфрачервоні лінії поза $\lambda 10\,000$ Å не розглядались, оскільки для них немає надійних сил осциляторів. Три лінії Si II були вилучені через великі помилки у їхніх силах осциляторів (біля -0.1 dex, що призводить до небажано великих похибок вмісту $0.06 \div 0.12$ dex).

Ван-дер-Ваальсівська стала згасання ліній γ_6 , що дає найбільший внесок серед інших сталих згасання, обчислювалась за класичною теорією Унзольда [1] з поправковим множником $E = 1.5$.

Моделі HOLMUL, MACKKL та VAL,C [15, 17, 22] було обрано в якості одновимірних моделей сонячної атмосфери. Вони принципово відрізняються між собою наявністю хромосферного зростання температури та різної її величини в області температурного мінімуму. Це дозволяє оцінити похибку вмісту через неточності опису параметрів атмосфери.

Обрана величина мікротурбулентної швидкості дорівнює $V_{mi} = 1$ км/с. Макротурбулентна швидкість V_{ma} не використовувалась, оскільки вміст визначався шляхом обчислення еквівалентної ширини ліній. Спостережувані еквівалентні ширини ліній були запозичені з монографії Гуртовенко та Костика [2]. Вони виміряні з похибкою близько 3 %.

Профілі ліній Si I розраховувались в наближенні ЛТР шляхом формального розв'язку рівнянь переносу випромінювання в одновимірному, плоско-паралельному середовищі методом коротких характеристик [20]. Вміст визначався шляхом підгонки обчисленої еквівалентної ширини лінії до спостережуваної.

Для запобігання можливих прихованих похибок, що виникають при використанні сил осциляторів астрофізичного походження, ми перевірили сили осциляторів з монографії Гуртовенко та Костика.

Порівнюючи обидві сонячні шкали сил осциляторів, визначені за еквівалентною шириною та центральною глибиною ліній, ми визначили, що вони в середньому відрізняються на 0.055 dex, а величина різниці між ними явно залежить від еквівалентної ширини. Це свідчить про наявність НЛТР-ефектів, що мають вплив на центральну глибину ліній. В такому разі шкала, визначена за еквівалентними ширинами, краща.

Порівнюючи останню шкалу з експериментальними даними, визначено, що вона зсунута відносно експериментальних шкал Гарц [13] та Бекера та ін. [11] на -0.026 dex і $+0.073$ dex відповідно. Залежностей поправок $\delta \lg gf$ від параметрів ліній не спостерігалось, середня похибка їх менша 0.03 dex.

Отримано значення вмісту $A = 7.594 \pm 0.015$ dex для наступного фундаментального набору вхідних параметрів: модель атмосфери HOLMUL; сонячні сили осциляторів $\lg gf$ Гуртовенко та Костика, виправлені на $+0.073$ dex для прив'язки до експериментальної шкали Бекера та ін.; стала згасання ліній γ_6 за класичною формулою Унзольда з поправковим множником $E = 1.5$; мікротурбулентна швидкість $V_{mi} = 1$ км/с. Отримані значення вмісту в лініях з еквівалентною шириною зростають приблизно на 0.04 dex.

Похибки результатів. Отримана помірна залежність вмісту в лініях від еквівалентної ширини може бути пояснена як результат: а) нехтування НЛТР-ефектами; б) нехтування ефектами, що викликані неоднорідною структурою атмосфери (так звані, 3D-ефекти); в) похибками сталої згасання γ_6 ; г) похибками вимірювання еквівалентних ширин ліній; д) похибками мікротурбулентної швидкості; е) вибором моделі атмосфери. Перші два ефекти буде перевірено в наших наступних роботах.

Для оцінки решти похибок вільних параметрів моделювання та їх впливу на результат ми змінювали ці параметри в можливих діапазонах значень та обчислювали результуючу поправку до вмісту.

При оцінці наслідків неточностей сил осциляторів $\lg gf$ вміст було обраховано ще раз, але лише для 13 ліній, спільних для списків Гуртовенко та Костика і Бекера та ін. Зміщені на 0.073 dex сонячні сили осциляторів Гуртовенко та Костика дають $\langle A \rangle = 7.592 \pm 0.013 \text{ dex}$ без якої-небудь залежності вмісту від параметрів ліній. Експериментальні сили осциляторів Бекера та ін. дають те саме середнє значення $\langle A \rangle = 7.595 \pm 0.052 \text{ dex}$, але з більшою в 4 рази похибкою. В останньому разі спостерігається зростання значення вмісту від параметрів ліній λ , EPL , W . Це свідчить на користь вищої якості сонячних сил осциляторів.

Для оцінки похибки ван-дер-Ваальсівської сталої згасання γ_6 класичне наближення Унзольда з поправковим множителем $E = 1.5$ було замінено на наближення теорії Ансті, Барклема та О'Мари (АБО) [4, 8, 9]. Теорія АБО дає великий поправковий множник порядку $E = 2.5$. Від цього середня поправка до вмісту становить $\langle \delta A \rangle = 0.03 \text{ dex}$.

Оцінюючи вплив неточностей еквівалентних ширин ліній W , їх було змінено в межах 3 % (похибка вимірювання). Середня поправка до вмісту виявилась $\langle \delta A \rangle = 0.02 \text{ dex}$.

При зміні мікротурбулентної швидкості V_{mi} в її можливих межах від 0.8 км/с до 1 км/с вміст змінювався на $\langle \delta A \rangle = 0.007 \text{ dex}$. Це найменша похибка в цій роботі.

Якщо замість моделі HOLMUL обрати модель MACKKL, то значення вмісту буде $\langle A \rangle = 7.593 \pm 0.012 \text{ dex}$.

Для моделі VAL,C вміст становить $\langle A \rangle = 7.623 \pm 0.012 \text{ dex}$. Похибка в різних моделях виходить майже однаковою, але середнє значення для найбільш холодної моделі (VAL,C) на 0.04 dex більше.

Висновки. Ми відібрали 65 ліній Si I, за якими визначено вміст елементу. Цей список ліній переважає за обсягом попередні списки з аналогічною точністю атомних параметрів [14], що дає кращу статистичну достовірність результату. Також він переважає за якістю атомних параметрів (в основному, по силам осциляторів) попередні списки, що мали більше ліній, але атомні параметри їх були гірші за якістю [21].

Показано, що сонячні сили осциляторів Гуртовенко та Костика, за якими визначався вміст кремнію, мають внутрішню систематичну похибку меншу, ніж аналогічні експериментальні дані Гарца та Бекера і ін. Сонячні сили осциляторів також легко прив'язуються до експериментальних шляхом зсуву їхніх величин на фіксовану величину.

Недостовірності ван-дер-Ваальсівської сталої згасання γ_6 ліній вносять найбільшу похибку до середнього значення вмісту кремнію — більше 0.03 dex . Похибка вибору моделі атмосфери проявляє себе слабше, в середньому, менше 0.03 dex . Сумарний вплив похибок сталої згасання γ_6 , еквівалентної ширини W , мікротурбулентної швидкості V_{mi} та вибору моделі атмосфери становить близько 0.11 dex . Похибки за рахунок використання наближення ЛТР та нехтування ефектами, притаманними трьохвимірним моделям атмосфери, не враховувались і будуть оцінені в наступних наших роботах.

Отримане значення вмісту кремнію для моделі HOLMUL в наближенні ЛТР становить $\langle A \rangle = 7.594 \pm 0.015 \text{ dex}$, що узгоджується із попередніми результатами досліджень.

1. Аллен К. У. Астрофизические величины. — М., 1977. 2. Гуртовенко Э. А., Костык П. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. — К., 1989. 3. Anders E., Grevesse N. Abundances of the elements—Meteoritic and solar // *Geochim. Cosmochim. Acta*.—1989.—Vol. 53.—P. 197–214. 4. Anstee S. D., O'Mara B. J. Width Cross-Sections for Collisional Broadening of s–p and p–s transitions by Atomic Hydrogen // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—Vol. 276, N 3.—P. 859–866. 5. Asplund M. Line formation in solar granulation. III. The photospheric Si and meteoritic Fe abundances // *Astron. and Astrophys.*—2000.—Vol. 359.—P. 755–758. 6. Asplund M. New light on stellar abundance analyses: Departures from LTE and Homogeneity // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*—2005.—Vol. 43, № 1.—P. 481–530. 7. Bahcall J. N., Basu S., Pinsonneault M., Serenelli A. M. Helioseismological Implications of Recent Solar Abundance Determinations // *Astrophys. J.*—2005.—Vol. 618, № 2.—P. 1049–1056. 8. Barklem P. S., O'Mara B. J. The broadening of p–d and d–p transitions by collisions with neutral hydrogen atoms // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1997.—Vol. 290, № 1.—P. 102–106. 9. Barklem P. S., O'Mara B. J., Ross J. E. The broadening of d–f and f–d transitions by collisions with neutral hydrogen atoms // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1998.—Vol. 296, № 4.—P. 1057–1060. 10. Basu S., Antia H. M. Constraining Solar Abundances Using Helioseismology // *Astrophys. J. Lett.*—2004.—Vol. 606, № 1.—P. 85–88. 11. Becker U., Zimmermann P., Holweger H. Solar and meteoritic abundance of silicon // *Geochim. et Cosmochim. Acta*—1980.—Vol. 44.—P. 2145–2149. 12. Centeno R., Collados M., Trujillo Bueno J. Spectropolarimetric Investigation of the Propagation of Magnetoacoustic Waves and Shock Formation in Sunspot Atmospheres // *Astrophys. J.*—2006.—Vol. 640, № 2.—P. 1153–1162. 13. Garz T. Absolute oscillator strength of Si I lines between 2500 Å and 8000 Å // *Astron. and Astrophys.*—1973.—Vol. 26.—P. 471–477. 14. Holweger H. The solar abundance of silicon // *Astron. and Astrophys.*—1973.—Vol. 26.—P. 275–278. 15. Holweger H., Müller E. A. The photospheric barium spectrum: Solar abundance and collision broadening of Ba II lines by hydrogen // *Solar Phys.*—1974.—Vol. 39.—P. 19–30. 16. Lodders K. Solar system abundances and condensation temperatures of the elements // *Astrophys. J.*—2003.—Vol. 591, № 2.—P. 1220–1247. 17. Maltby P., Avrett E. H., Carlsson M., Kjeldeseth-Moe O., Kurucz R., Loeser R. A. New sunspot umbral model and its variation with the solar cycle // *Astrophys. J.*—1986.—Vol. 306, № 1.—P. 284–303. 18. Rüedi I., Solanki S. K., Livingston W., Harvey J. Interesting lines in the infrared solar spectrum. III. A polarimetric survey between $\lambda 1.05$ and $\lambda 2.50 \mu\text{m}$ // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1995.—Vol. 113.—P. 91–106. 19. Russell H. N. On the composition of the Sun's atmosphere // *Astrophys. J.*—1929.—Vol. 70.—P. 11–82. 20. Shchukina N., Trujillo Bueno J. The iron line formation problem in three-dimensional hydrodynamic models of solar-like photospheres // *Astrophys. J.*—2001.—Vol. 550, № 2.—P. 970–990. 21. Shi J. R., Gehren T., Butler K., Mashonkina L. I., Zhao G. Statistical equilibrium of silicon in the solar atmosphere // *Astron. and Astrophys.*—2008.—Vol. 486.—P. 303–310. 22. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1976.—Vol. 30.—P. 1–60. 23. Wedemeyer S. Statistical equilibrium and photospheric abundance of silicon in the Sun and in Vega // *Astron. and Astrophys.*—2001.—Vol. 373.—P. 998–1008.

МЕЖПЛАНЕТНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ И УСКОРЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Рассмотрена связь метровых (m II) и декаметровых-гектометровых (DH II) радиовсплесков II типа с солнечными протонными событиями (СПС). Анализ, включающий 87 СПС (1989–2005), показывает, что коэффициент корреляции между интенсивностью потока протонов и скоростью дрейфа m II- и DH II- всплесков не превышает 0.40. С увеличением скорости частотного дрейфа поток протонов увеличивался для m II-всплесков, а для DH II-всплесков - уменьшался. Полученные результаты свидетельствуют, что ускорение солнечных космических лучей межпланетными ударными волнами является малоэффективным.

The correlation between meter (m II) and decameter-hectometer (DH II) type II bursts with solar energetic particle (SEP) events has been considered. Analysis including 87 SEP events (1989–2005) shows that the correlation coefficient between the intensity of proton flux and the drift velocity for the type II radio bursts does not exceed 0.40 for 87 SEP events. The proton flux increases with increase of the frequency drift velocity for m II bursts while it decreases for DH II bursts. Obtained results suggest that the SEP acceleration by interplanetary shock waves is not effective.

Введение. Как известно, в годы максимума солнечной активности потоки солнечных космических лучей (СКЛ), состоящих на 90 % из протонов, составляют в среднем у Земли $\sim 10^5$ эрг/(см² год). Это заметно уступает потоку энергии галактических космических лучей $\sim 4 \cdot 10^5$ эрг/(см² год). Причем сильные вспышки могут давать поток протонов $\sim 10^3$ см⁻²·с⁻¹, что соответствует концентрации $\sim 10^{-7}$ см⁻³ [1]. Приведенные значения в 10^4 раз меньше потока энергии и в 10^8 меньше концентрации частиц солнечного ветра. Тем не менее, в ускоренных протонах может содержаться значительная доля энергии вспышки, а частицы с энергией $E_p = 2 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8$ эВ способны легко проникать не только через обшивки космических аппаратов, но и достигать поверхности Земли, выводя из строя некоторые чувствительные электронные приборы. Поэтому с момента открытия в 1946 г. Форбушом [2] СКЛ им уделяется особое внимание. Однако до сих пор так и не удалось окончательно выяснить, где и как происходит ускорение СКЛ.

В настоящее время считается, что СКЛ могут ускоряться либо в области вспышечного энерговыделения (в токовых слоях), либо на фронтах ударных волн, которые могут генерироваться как вспышками, так и корональными выбросами плазмы. Хотя полученные к настоящему времени результаты не позволяют сделать однозначный вывод о том, какой из сценариев является доминирующим, тем не менее имеющиеся данные убедительно свидетельствуют в пользу важной роли ударных волн [4, 5].

Наиболее надежным индикатором ударных волн в короне Солнца являются радиовсплески II типа. Считается, что за их генерацию ответственен плазменный механизм радиоизлучения (см., например, [3]). Ускоренные на фронте ударной волны неравновесные электроны возбуждают ленгмюровские волны L с частотой близкой к электронной плазменной f_p , которые трансформируются в электромагнитные T путем распада $L \rightarrow T(f_p) + S'$, (S' – ионно-звуковая волна) или слияния ($L + L' \rightarrow T(2f_p)$).

Длительное время из-за поглощения радиоволн земной атмосферой наблюдения радиовсплесков II типа ограничивались диапазоном метровых (m) длин волн, что соответствует высоте $R = (1.5 - 3)R_{sun}$. Однако с запуском спутника Wind в 1994 г. появилась возможность исследовать не только корональные, но и межпланетные ($R > 3 R_{sun}$) ударные волны, исходя из наблюдаемых особенностей радиоизлучения в декаметровом-гектометровом (DH) диапазоне.

Сравнительно недавно Кливер и др. [4] (см. также [5]) провели детальные исследования связи между потоками СКЛ и m II- и DH II-всплесками для 88 протонных событий (1996–2001 гг.). На основе полученных результатов был сделан вывод о том, что наиболее эффективно ускорение протонов с $E_p \approx 20$ МэВ происходит на фронтах ударных волн, распространяющихся на высотах, превышающих $3R_{sun}$. Но, на наш взгляд, этот вывод нельзя считать убедительным по следующим причинам.

Во-первых, статистические результаты сильно зависят от методики выборки СПС из-за накладки солнечных вспышек при сопоставлении их с потоками СКЛ в околоземном пространстве. В годы максимума солнечной активности эта неопределенность характерна приблизительно для половины всех зарегистрированных СПС. Во-вторых, авторами не учитывалось гелиодолготное ослабление потоков протонов, связанное с закрученностью в спираль Архимеда магнитных силовых линий Солнца в межпланетном пространстве. В-третьих, при интерпретации полученных результатов Кливером и др. [4] не принимался во внимание так называемый "синдром большой вспышки", согласно которому мощное вспышечное энерговыделение воздействует на все сопутствующие процессы, что не позволяет сделать однозначный вывод о причинной связи между различными явлениями.

Цель настоящей работы – пересмотреть с учетом изложенных выше замечаний результаты, полученные Кливером и др. [4], а также попытаться выяснить роль межпланетных ударных волн в ускорении энергичных протонов.

Исходные данные и их обработка. При проведении исследований мы воспользовались наблюдательными данными, доступными через Интернет. Независимая выборка включала 107 протонных вспышек за период с 1989 по 2005 г, из которых 87 сопровождалась радиовсплесками II типа в m- и DH-диапазонах. Анализировались оригинальные наблюдения, полученные с помощью наземной сети RSTN (Radio Solar Telescope Network) и космического аппарата WIND.

RSTN – это мировая сеть службы Солнца, созданная Исследовательской лабораторией BBC США (Air Force Research Laboratory) с целью мониторинга солнечных вспышек, шумовых бурь и других проявлений солнечной активности. Она включает систему антенн RIMS (Radio Interference Measurement Set), а также радиоспектрограф SRS (Solar Radio Spectrograph), размещенных в различных частях Земли. В сеть RSTN входят 4 наземные станции: Palehua (Гавайи), San Vito dei Normanni (Италия), Sagamore Hill (Массачусеттс, США), RAAF (Royal Australian Air Force) Learmonth (Западная Австралия), что позволяет проводить непрерывный мониторинг радиоизлучения

Солнца. В представленной работе привлекались данные измерений, полученные на SRS с временным разрешением около 3 с на частотах $f = 25\text{--}299$ МГц.

Эксперимент Waves/Wind [6] включает два радиометра, работающих в диапазонах 1.075–13.825 МГц и 20–1040 кГц, что соответствует расстояниям $(1\text{--}20)R_{\text{SUN}}$ и $20R_{\text{SUN}}\text{--}1$ AU. Скорость частотного дрейфа $V_{II} = df/dt$ в м- и DH-диапазонах длин волн принималась равной отношению наблюдаемого частотного диапазона к длительности всплеска.

Интегральные спектральные интенсивности потока протонов СКЛ с энергиями $E_p > 0.8\text{--}500$ МэВ регистрировались на спутниках серии GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite). Поток протонов определялся по максимальному значению интенсивности в различных спектральных интервалах. При этом для получения реальных значений потока протонов учитывалось гелиодолготное ослабление. Расчет реальных интенсивностей протонов I_p проводился по формуле Очелкова [7]

$$I_p = I_0 k(\lambda), \quad k(\lambda) = 10^{0.01 \cdot |\lambda - 45^\circ|}$$

где I_0 – наблюдаемая интенсивность, λ – гелиографическая долгота вспышки, $k(\lambda)$ – коэффициент ослабления (см. рис. 1).

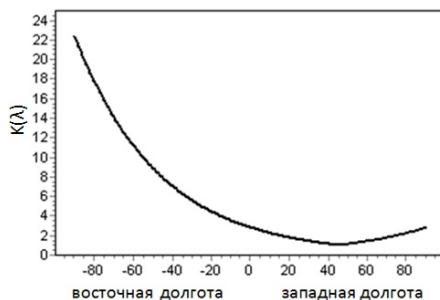


Рис. 1. Зависимость коэффициента ослабления потока протонов СКЛ от гелиодолготы [7]

Связь между частотой появления протонных событий и всплесками II типа. Следуя Кливеру и др. [4], мы построили зависимость числа протонных событий от солнечной гелиодолготы (рис. 2). В отличие от соответствующего рисунка в работе [4], где на всех гелиодолготах вероятность появления СПС для DH II-всплесков приблизительно в 2 раза выше, чем для m II-всплесков, рассматриваемая корреляция в обоих диапазонах на различных долготах оказалась приблизительно одинаковой.

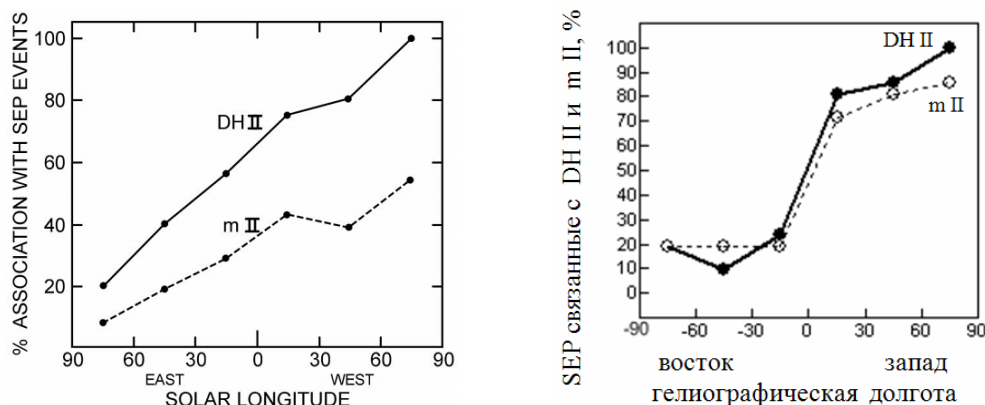


Рис. 2. Количество протонных событий в %, связанных с m II- и DH II-всплесками в зависимости от гелиографической долготы: слева - по данным из работы Кливера и др. [4]; справа - по нашим данным

Существенную разницу обнаруживает также характер связи между числом СПС, сопровождаемых m II- и DH II-всплесками, и максимальными значениями интенсивности протонов. Как видно из рис.3, кривые для разных диапазонов практически совпадают, что не согласуется с результатами Кливера и др. [4].

Таким образом, как следует из полученных нами результатов, вывод Кливера и др. [4] о доминирующей роли межпланетных ударных волн в ускорении СКЛ нельзя считать обоснованным. Имеются лишь свидетельства о тесной связи между m II- и DH II-всплесками. Это, в частности, предполагает, что межпланетные ударные волны являются продолжением ударных волн солнечной короны.

Интенсивность потока протонов и скорость частотного дрейфа m II- и DH II-всплесков. Мы также исследовали связь между интенсивностью потока протонов разных энергий и скоростью частотного дрейфа m II- и DH II-всплесков.

Как видно из рис.4 для низкоэнергичных протонов она является достаточно слабой. В среднем значение коэффициента корреляции оказалось равным ≈ 0.4 . Однако наиболее интересная особенность состоит в том, что знак $\text{tg} \alpha$, где α угол наклона регрессионной прямой, зависит от рассматриваемого диапазона длин волн. Если для m II-всплесков $\text{tg} \alpha > 0$, то для DH II-всплесков $\text{tg} \alpha < 0$. Это означает, что с увеличением скорости дрейфа m II-всплесков в среднем поток протонов также увеличивается, тогда как для DH II-всплесков, наоборот, уменьшается.

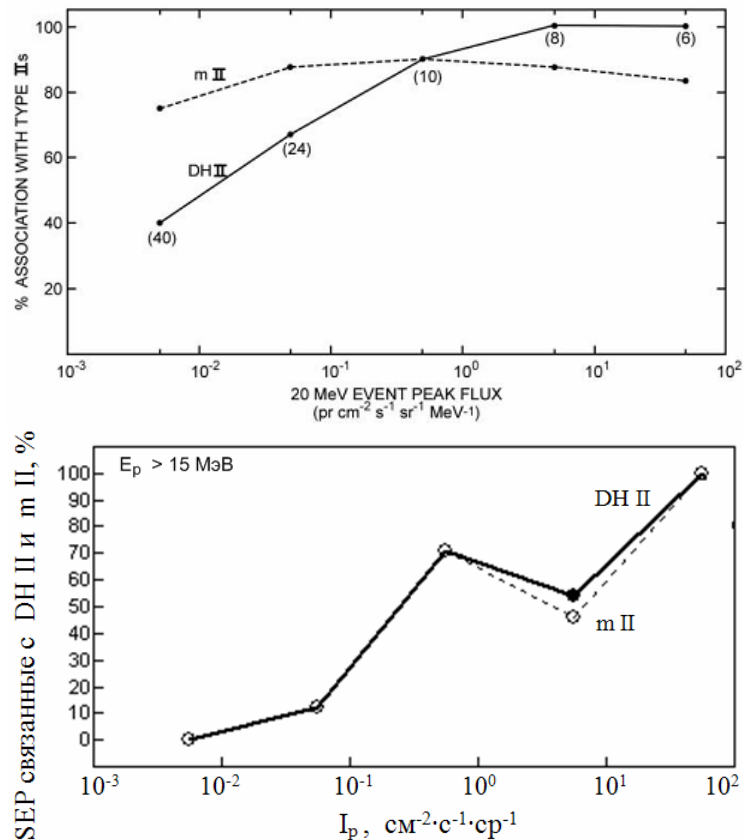


Рис. 3. Количество протонных событий в %, связанных с m II- и DH II-всплесками в зависимости от максимальных значений потоков протонов: слева - по данным из работы Кливера и др. [4]; справа - по нашим данным

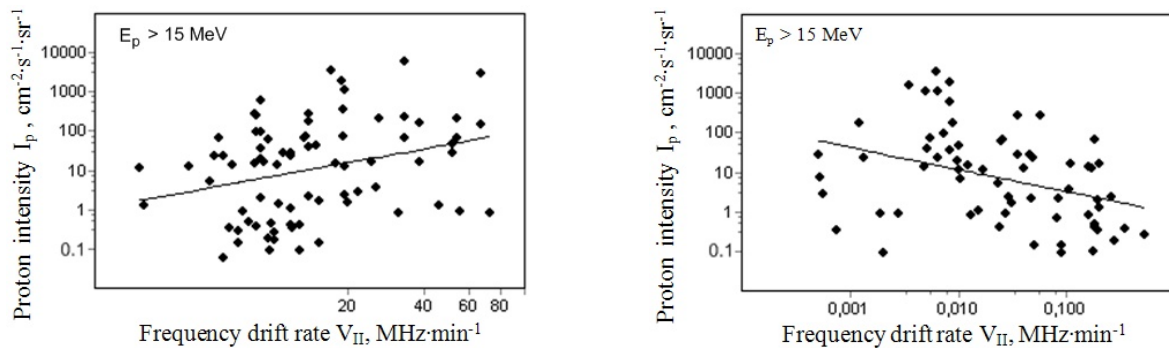


Рис. 4. Зависимости интенсивности потока протонов I_p СКЛ от скорости дрейфа VII: слева для m II-всплесков; справа для DH II-всплесков

Исходя из представлений о дрейфовом и диффузионном механизмах ускорения, нетрудно показать, что темп набора энергии заряженными частицами на фронтах ударных волн $dE/dt \propto u^\gamma$, где u - скорость распространения волны и показатель степени $\gamma = 1-2$. Откуда следует, поскольку плазменная частота $f_p \propto \sqrt{n}$, где n - концентрация электронов, то $V_{II} \propto u \propto (dE/dt)^{1/\gamma}$. Поэтому рис.4 свидетельствует, с одной стороны, об ускорении СКЛ на фронтах ударных волн в диапазоне высот $R=(1.5-3)R_{sun}$, а с другой, о значительном снижении эффективности этого процесса в межпланетном пространстве.

Выводы. В представленной работе благодаря детальному исследованию связи между СПС и СКЛ были получены результаты, которые ставят под сомнение правомерность некоторых заключений, приведенных в работе Кливера и др. [4]. Среди наиболее важных сделанных нами выводов отметим следующие:

1. Статистические исследования связи СПС и СКЛ сильно зависят от выборки событий из-за наложения всплесков по времени.
 2. Корональные и межпланетные ударные волны тесно связаны между собой, свидетельствуя в пользу того, что межпланетные ударные волны являются продолжением корональных.
- Ускорения СКЛ межпланетными ударными волнами является малоэффективным.

1. Грайзен К. Физика космических рентгеновских лучей, гамма-лучей и частиц высокой энергии. - М: 1975. 2. Bougeret J.L., Kaiser M.L., Kellogg P.J. et al. Waves: the radio and plasma waves investigation on the WIND spacecraft // Space Sci. Rev. - 1995. - Vol. 71. - P. 231-263. 3. Cairns I.H., Knock S.A., Robinson P.A., Kuncic Z. The II solar radio bursts: theory and space weather implications // Space Sci. Rev. - 2003. - Vol. 107. - P. 27-34. 4. Cliver E.W., Kahler S.W., Reames D.V. Coronal shocks and solar energetic proton events // Astrophys. J. - 2004. - Vol. 605. - P. 902-910. 5. Forbush, S.E. The unusual cosmic-ray increases possibly due to charged particles from the Sun // Phys. Rev. - 1946. - Vol. 70. - P. 771-772. 6. Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G. et al. Interacting coronal mass ejections and solar energetic particles // Astrophys. J. - 2002. - Vol. 572. - P. 103-107. 7. Очелков Ю.П. Гелиодолготная зависимость интенсивности солнечных протонных событий // Геомагнетизм и аэрономия. - 1986. - Т. 26, № 6. - С. 1007-1009.

Надійшла до редколегії 20.06.11

УДК 523.98

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

ДОСЛІДЖЕННЯ І ПРОГНОЗУВАННЯ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ В АСТРОНОМІЧНІЙ ОБСЕРВАТОРІЇ КИЇВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ ВПРОДОВЖ ТРЬОХ СОНЯЧНИХ ЦИКЛІВ (1968–2011 РР.)

Присвячується пам'яті Павла Родіоновича Романчука

Описано проведені в Астрономічній обсерваторії Київського університету (в 1968–2011 рр.) дослідження активності Сонця і розроблені методи прогнозування основних характеристик сонячної активності з різною завбачливістю: параметрів 11-річних циклів, відносних чисел сонячних плям, спалахової активності та ін. Подано деякі результати прогнозування різних індексів сонячної активності, які використовувалися для потреб фундаментальної науки та різних галузей народного господарства.

Study of solar activity and developed methods for forecasting the basic characteristics of solar activity with different advance times (the 11 years cycle parameters, the relative numbers of sunspot, flare activity, et al.), fulfilled in the Astronomical Observatory of Kiev University (1968–2011), are described. Some of the prediction results of different indices of solar activity, which were utilized for the needs of fundamental science and various branches of the economics, are given.

Новий етап наукових досліджень. В 1972 р., коли директором Астрономічної обсерваторії Київського державного університету (АО КДУ) було призначено доц. П. Р. Романчука, розпочався новий етап наукової діяльності обсерваторії. З цього часу набули поширення дослідження природи циклічності сонячної активності, теоретичні і експериментальні вивчення магнітних полів і спалахів на Сонці, дослідження впливу сонячної активності та інших космічних факторів на зміни клімату та погодні явища [1]. З іменем Романчука П. Р. пов'язано початок систематичного прогнозування різних індексів сонячної активності. Зростання інтересу до вивчення впливу сонячної активності на геофізичні, біологічні та метеорологічні явища, необхідність вибору сприятливих періодів щодо радіаційної обстановки в навколосезонному просторі при запуску космічних апаратів з людьми на борту висувають в цей час Астрономічну обсерваторію в коло провідних наукових центрів Радянського Союзу з досліджень закономірностей циклічності сонячної активності та сонячно-земних зв'язків, а також практичного прогнозування сонячної активності. З метою розуміння основних процесів, що викликають сонячну активність, в обсерваторії велось вивчення природи глобального та маломасштабного магнетизму, фізики сонячних спалахів, статистичних закономірностей виникнення та еволюції активних областей на Сонці та спалахової діяльності. Завдяки зусиллям Романчука П. Р. Держкомітет з науки і техніки СРСР і Рада Міністрів УРСР виділили Київському університету додаткові асигнування для розвитку сонячних досліджень. В АО КДУ було створено кілька нових наукових відділів, завдання яких полягало в дослідженні і прогнозуванні сонячної активності. На той час в структурі обсерваторії було п'ять сонячних відділів: фізики Сонця (завідувач відділу Яковкін М. А.), сонячної активності (Полупан П. М.), фізики спалахів (Курочка Л. М.), довгострокових прогнозів сонячної активності (Романчук П. Р.) і короткострокових прогнозів хромосферних спалахів (Тельнюк-Адамчук В. В.). На основі проведених досліджень було розроблено низку прогностичних методів, які використовувалися в оперативному прогнозуванні різних індексів сонячної активності для потреб фундаментальної науки та різних галузей народного господарства, в першу чергу, для космічної галузі.

В рамках Геліогеофізичної служби СРСР, в завдання якої входило забезпечення радіаційної безпеки польотів пілотованих космічних кораблів, в АО КДУ в 1974 р. було створено робочу групу з прогнозування сонячної активності, яка здійснювала оперативне прогнозування різних індексів сонячної активності на основі розроблених в обсерваторії методик (голова групи – Романчук П. Р., заступник голови – Криводубський В. Н., секретар – Зема-нек Є. М.). Науковцями відділів довгострокових прогнозів сонячної активності і короткострокових прогнозів спалахів було розроблено більше десяти наукових методів прогнозування актуальних індексів активності: чисел Вольфа (відносних чисел сонячних плям), сонячних спалахів, розвитку активних центрів на сонячному диску і тривалості існування груп плям (див. далі).

В 1975 р. на засіданні Бюро Ради "Сонячно-атмосферні зв'язки в прогнозах клімату" Астрономічну обсерваторію Київського університету було визнано головною установою по прогнозуванню сонячної активності в системі Ради, а Романчука П. Р. включено до складу Ради. В 1976 р. в Астрономічній обсерваторії відбулася радянсько-американська нарада з питань прогнозування сонячної активності, фізичних механізмів зв'язків сонячна активність – нижня атмосфера, обміну й використання сонячної і геофізичної інформації.

Довгострокові прогнози чисел Вольфа. З 1968 р. в АО КДУ (коли Романчук П. Р. керував тут невеликою науково-дослідною групою прогнозистів) розпочалося прогнозування одного з основних індексів сонячної активності – чисел Вольфа на різні часові проміжки і з різною завбачливістю (півмісяця і півроку).

Оперативне прогнозування розвитку декадного числа Вольфа. Метод базується на прогнозі тривалості існування і розвитку впродовж декади груп сонячних плям, спостережених на диску Сонця в день прогнозування, а

також прогнозі виходу рекурентних груп (довготривалих груп, які спостерігались у попередньому оберті Сонця) із за східного краю сонячного диску [2, 3]. Для розрахунку використовувались дані щоденних спостережень служби Сонця АО КДУ і Гірської астрономічної станції Головної астрономічної обсерваторії СРСР (ГАС ГАО), м. Кисловодськ, а саме: загальна площа групи плям, площа найбільшої плями в групі, Цюрихський клас групи, кількість центрів в групі. Спостереження сонячних плям в АО КДУ велося на хромосферно-фотосферному телескопі АФР-2, магнітні поля вимірювалися з допомогою магнітографа, змонтованого на горизонтальному сонячному телескопі. Спостерігачами Служби Сонця АО КДУ на той час були: Земанек Є. М., Сергєєва Г. М., Стефанов А. П., Дяченко І. Г., Антонова Н. П., Редюк Т. І., Комарова (Зайцева) С. С., Удод Н. В., Нурдін М. А., Єфіменко В. І., Бабій В. П., Пасечник С. В., Пасечник М. Н., Лейко У. М., Ярмоленко В. К. та ін. Для довгоживучих груп за даними спостережень АО КДУ враховувалися також магнітна напруженість плям (спостерігачі: Лозицький В. Г., Лозицька Н. Й.), характерний розмір і час існування невеликих плям групи (розрахунки Криводубського В. Н.). Для прогнозування повторної появи рекурентних груп використовувалися знайдені залежності тривалості існування груп від турбулентної електропровідності плазми в активному центрі. Турбулентна провідність визначалася за часом Джоулевої дисипації магнітного поля короткоживучих плям у групі [2]. Починаючи з 1974 р., коли була створена робоча група, прогнози декадного числа Вольфа склалися раз на тиждень (на засіданнях групи у вітторок) і оперативно відсилалися до Головного прогностичного центру Геліогеофізичної служби (Інституту прикладної геофізики Держкомгідромету СРСР, Москва). Середня справджуваність цього виду прогнозів за величиною складає $\approx 70\%$, а за фазою – близько 80% [4, 5].

Основні характеристики циклів 11-літніх сонячних (епохи максимуму і мінімуму циклів, значення чисел Вольфа в епохи максимуму і мінімуму, тривалість циклів) і **згладжені середньомісяцеві числа Вольфа**. Прогнозування здійснювалося з допомогою методу резонансних кривих, в основу якого була покладена розроблена Романчуком П. Р. планетна концепція резонансного характеру припливної дії планет на конвективну зону Сонця. Згідно з теорією Романчука П. Р. [6–15] під дією припливних і динамічних сил планет (Юпітера, Сатурна, Землі і Венери) відбуваються радіальні коливання конвективної зони і конвективних елементів, які супроводжуються резонансними явищами. Спливаючи на сонячну поверхню конвективні елементи збуджують магнітні поля, які спостерігаються на фотосферному рівні у вигляді біполярних груп плям. Кількість спостережених плям (числа Вольфа) служить основним індексом сонячної активності. Одержані емпіричні залежності кількості плям від дії планет було використано для розробки методів прогнозування основних характеристик 11-річних циклів та чисел Вольфа з різною завчасністю. Романчуком П. Р. було також розраховано *понад довготривалі прогнози згладженого ходу розвитку* (за числами Вольфа) 20–26-го циклів [16–20]. Крім того, в 1979 р. складено детальний прогноз флуктуацій чисел Вольфа на епоху максимуму 21-го циклу (1979–1982 рр.). Підсумки справджуваності прогнозів наведено в роботах Романчука П. Р. [19, 21–24].

Дослідження сонячної активності на сучасному етапі. Учні Романчука П. Р., опираючись на нові підходи до вивчення магнітної активності Сонця [25–28], продовжують дослідження закономірностей сонячної циклічності. В рамках моделі турбулентного $\alpha\Omega$ -динамо Криводубським В. Н. (у співавторстві з Черемнихом О. К. з Інституту космічних досліджень НАНУ-НКАУ) [29] запропоновано пояснення подовженої тривалості 23-го циклу, яка становила близько 13 років (замість очікуваного мінімуму нового 24-го циклу в 2007 р. він наступив тільки в 2009 р.). Було взято до уваги спостережені телескопічні дані щодо суттєвого зростання міжрічного модуля магнітних полів сонячних плям (приблизно на 300 Гс) на фазі росту 23-го циклу [30], яке сприяло магнітному пригніченню (зменшенню) величини параметра α -ефекту приблизно на 30 %. Оскільки тривалість динамо-циклу обернено пропорційна квадратному кореню із величини параметра спіральності α -ефекту [28], то при зменшенні цього коефіцієнту розрахований період циклу збільшився приблизно в 1,2 разу в порівнянні з середньо статистичним значенням сонячних циклів 11 років і склав у відповідності до спостережень ≈ 13 років.

Із динамо-моделі сонячних циклів випливає, що величина полоїдального (меридіонального) поля магнітного поля в мінімумі циклу активності під впливом диференційного обертання визначає, яким буде тороїдальне (азимутальне) магнітне поле в наступному циклі [25, 26, 28, 31, 32]. Силкові лінії слабого полоїдального поля, виходячи на сонячну поверхню, формують фонові магнітні поля, наочним проявом яких служать полярні поля. Значно сильніше глибинне тороїдальне поля при спливанні визначає активність плямоутворення, від якої залежить число Вольфа. Тому величину спостереженого полярного поля в мінімумі сонячного циклу можна використати як передвісника величини наступного максимуму активності сонячних плям за числами Вольфа. Крім того, згідно спостережень виглядає так, що кількість полярних факелів, площа корональних дів, характеристики сонячної корони в мінімумі циклу також впливають на максимум активності наступного циклу. На основі аналізу часових кореляційних зв'язків між різними параметрами сонячних циклів 1–23 [33], а також на основі даних про полярне магнітне поле Сонця і форму сонячної корони в мінімумі 23-го циклу, Пішкало М. І. [34] розрахував основні характеристики 24-го циклу. Максимум нового циклу очікується в кінці 2013 р. – на початку 2014 р., число Вольфа (в одиницях згладженого місячного відносного числа плям) в цей час досягатиме значень 88 ± 17 , а тривалість циклу буде близькою до середньостатистичної – 11.3 ± 1.1 років.

Короткострокові прогнози сонячних спалахів. Після створення в АО КДУ робочої групи (1974 р.) одночасно з прогнозами чисел Вольфа розпочалося *оперативне кількісне прогнозування спалахів різних балів із завчасністю від одного до семи днів*. В основу методик прогнозування було покладено отримані в АО КДУ результати статистичної обробки залежності спостереженого середньодобового числа спалахів (різних балів) від Цюрихських класів груп плям; розмірів конвективних елементів (які визначалися за найбільшою відстанню між плямами протилежної полярності в біполярній групі плям); середнього числа центрів в групі плям за час її проходження по диску Сонця і від величини загальної площі в максимумі розвитку групи [35, 36]. При дослідженні кореляційних зв'язків між указаними характеристиками плям і спалахами різних балів спостережені дані про групи плям було взято з каталогу сонячної діяльності [37] і роботи [38], а про спалахову активність – із каталогу спалахів [39]. На основі отриманих закономірностей склалися оперативні прогнози спалахової активності. Вихідним матеріалом для прогнозування слугували дані щодо груп сонячних плям, отримуваних зі щоденних спостережень Служби Сонця АО КДУ і ГАС ГАО. Прогнози склалися раз на тиждень на засіданнях робочої групи (для кожної спостереженої в день прогнозування групи сонячних плям – на тиждень

наперед або на час тривалості існування чи спостереження групи) і оперативно відсилалися до Інституту прикладної геофізики (Москва). Розраховані прогнози порівнювалися з оперативними даними спостережень спалахів, які щоденно надходили по телетайпу в АО КДУ по коду GEOALERT, а також з результатами спостережень спалахів, що публікувалися в каталогах "Solar Geophysical Data" (Boulder, Colorado, U.S. Department of Commerce)". Для періоду найбільш повної інформації щодо спостережених спалахів (1977–1979 рр.) справджуваність складених в АО КДУ прогнозів субспалахів і спалахів балу 1 становила відповідно 60 % і 80 % [1, 36].

Крім того, за інтервалом передісторії два-чотири дні математичними методами здійснювалось *щоденне короткострокове (на кілька днів наперед) прогнозування спалахів* для кожної активної ділянки, яка спостерігалася на Сонці в день прогнозування [40–42]. Було розроблено кілька алгоритмів, в яких прогноуюча функція кількості спалахів будувалась у вигляді функції багатьох змінних. Як вихідні дані використовувались характеристики сонячних груп плям за попередній період їх розвитку: площа групи і число плям в ній, клас групи за Цюрихською класифікацією, магнітний клас групи, число спалахів в групі за минулу добу, тривалість існування, бал і площа кожного спалаху. Крім того, враховувалось положення груп плям відносно границь секторної структури великомасштабного фотосферного магнітного поля. З цих вихідних даних було створено 28 параметрів, які містили в собі вихідні дані і похідні від них. Дані про групи сонячних плям брались із каталогу сонячної діяльності [37], а про спалахи – із каталогу "Solar Geophysical Data" і каталогу [43]. Було знайдено, що для якісних прогнозів оптимальний період передісторії становить два дні. Розроблені алгоритми було використано для оперативного прогнозування спалахової активності на кілька днів наперед. Справджуваність завбачень становила 70–90 %.

В 1976 р. було розпочато *прогнозування місячного числа спалахів з завчасністю півмісяця*. Для цього було використано результати дослідження залежності числа спалахів від кількості активних ділянок на Сонці і стадії їх розвитку [44, 45].

Надсилення складених прогнозів. Спочатку прогнози сонячної активності надсилалися на адресу Ради "Сонце-Земля" Астрономічної ради СРСР (Москва) і в Інститут земного магнетизму, іоносфери і розповсюдження радіохвиль Академії наук (ІЗМІРАН) СРСР (м. Троїцьк Московської обл.). З 1974 р. всі оперативні прогнози сонячної активності, крім ІЗМІРАН, надсилалися до Головного прогностичного центру Геліогеофізичної служби СРСР (Інституту прикладної геофізики Держкомгідромету, Москва). Під час пілотованих космічних польотів прогнози складалися частіше – кожного дня і оперативно двічі на день надсилалися до Інституту прикладної геофізики, а також академіку Северному А. Б., директору Кримської астрофізичної обсерваторії СРСР.

На підставі надісланих від АО КДУ до Москви прогнозів сонячної активності в Інституті прикладної геофізики розраховувалась рівні радіаційного опромінення в навколосемному космічному просторі і давалися рекомендації щодо радіаційно сприятливих днів для запуску в космос апаратів з людьми на їх борту.

Під час спільного радянсько-американського експериментального польоту "Союз-Аполон" Романчук П. Р. розрахував для Головного прогностичного центру (Інститут прикладної геофізики, Москва) значення чисел Вольфа по п'ятиденках на липень-серпень 1975 р.

Крім того, на замовлення Центрального економічного інституту Держплану РРФСР (Москва), Московського інституту океанології і Українського регіонального науково-дослідного інституту Держкомгідромету (Київ) Романчуком П. Р. були складені прогнози річних чисел Вольфа на 1979–2000 рр.

В цей час П. Р. Романчука зробив вагомий внесок в організацію Геліогеофізичної служби СРСР і приклав колосальних зусиль до того, щоб на базі АО КДУ створити Всесоюзний центр з прогнозування сонячної активності (Інститут фізики Сонця). На жаль, суб'єктивні обставини завадили втіленню цих зусиль в життя. Багато з висловлених тоді ідей П. Р. Романчука, які випереджували плин часу, знайшли втілення в сучасному проекті "Космічна погода".

Сонячно-земні зв'язки. В 1987–2003 рр., коли Романчук П. Р. очолював відділ сонячної активності і сонячно-земних зв'язків, під його керівництвом і за безпосередньої участі, здійснено дослідження впливу сонячної активності на зміни клімату, погодні явища, рівень водності річок, Каспійського і Чорного морів та Світового океану, вулканічні виверження [46–54]. Після виходу на пенсію (2003 р.) Павло Родіонович продовжував співпрацю з Астрономічною обсерваторією на посаді наукового співробітника і був натхненником наукових ідей своїм учням.

22 червня 2008 р. Герой Радянського Союзу Павло Родіонович Романчук на 88-му році життя пішов від нас на вічний спокій. Із Москви від наукового колективу Інституту прикладної геофізики на адресу Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка прийшла телеграма співчуття, в якій було щиро відзначено піонерський і вагомий внесок П. Р. Романчука в організацію і становлення в 70-і роки минулого століття Геліогеофізичної служби Радянського Союзу, яка і понині успішно діє в Росії.

1. Романчук П. Р., Криводубський В. Н., Лозицкий В. Г., Нуждина М. А. Новые направления исследования Солнца и солнечно-земных связей в Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1984. – № 26 – С. 45–60.
2. Криводубський В. Н., Романчук П. Р. Прогнозирование продолжительности существования групп солнечных пятен // Сб. "Возникновение и эволюция активных областей на Солнце". – М., 1976. – С. 157–161.
3. Гуманицкий В. Б., Сфименко В. М., Романчук П. Р., Сергеева Г. М., Тельнюк-Адамчук В. В. До питання про завбачення тривалості існування груп сонячних плям // Препринт Астрон. обс. Київ. ун-ту. – 1975. – № 11 – 8 с.
4. Романчук П. Р., Криводубський В. Н. Прогнозирование солнечной активности // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1984. – № 26 – С. 25–32.
5. Романчук П. Р., Бабий В. П., Пасечник М. Н. Оправдываемость декадных прогнозов относительных чисел и солнечных вспышек // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1989. – № 31. – С. 59–63.
6. Романчук П. Р. К вопросу о природе солнечной активности. I. // Солнеч. данные. – 1965. – № 5 – С. 65–68.
7. Романчук П. Р. К вопросу о природе солнечной активности. II. // Солнеч. данные. – 1965. – № 7 – С. 65–74.
8. Романчук П. Р. Метод сверхдолгосрочного прогнозирования сглаженных месячных чисел Вольфа (метод резонансных кривых) // Вестник Киев. ун-та. Сер. астрономии. – 1974. – № 16 – С. 17–28.
9. Романчук П. Р. Короткопериодические изменения (флюктуации) солнечной активности // Вестник Киев. ун-та. Сер. астрономии. – 1974. – № 16 – С. 28–33.
10. Романчук П. Р. Природа солнечной цикличности // Вестник Киев. ун-та. Сер. астрономии. – 1976. – № 18 – С. 5–10.
11. Романчук П. Р. Природа солнечной цикличности // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1977. – № 19 – С. 3–14.
12. Романчук П. Р. Резонансные явления конвективных движений под действием приливных сил планет // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1980. – № 22 – С. 34–39.
13. Романчук П. Р. Природа солнечной цикличности на ветви спада 20-го цикла // Солнеч. данные. – 1968. – № 9 – С. 107–110.
14. Романчук П. Р. Модуляция скорости выхода конвективных элементов на поверхность Солнца приливными силами планет // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1981. – № 23 – С. 22–25.
15. Романчук П. Р. Некоторые вопросы теории планетных приливов на Солнце и солнечная цикличность // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1990. – № 32 – С. 78–82.
16. Романчук П. Р. Прогноз активности Солнца в эпоху максимума на ветви спада 20-го цикла // Солнеч. данные. – 1968. – № 9 – С. 107–110.
17. Романчук П. Р. Сверхдолгосрочный прогноз 21-го цикла солнечной активности // Препринт Астрон. обс. Киев. ун-та. – 1974. – № 1 – 7 с.
18. Романчук П. Р. Редюк Т. И. Прогноз 22–26 циклов солнечной активности // Препринт Астрон. обс. Киев. ун-та. – 1974. – № 6 – 5 с.
19. Романчук П. Р. Прогнозирование характеристик 11-летних солнечных циклов и наблюдаемых месячных относительных чисел // Сб. "Физика солнечной

плазми". – М. – 1989. – С.117–122. 20. *Romanchuk P.R.* Forecast of the 23rd cycle of the solar activity // Інформаційний бюлетень Української астрономічної асоціації. – 1998. – № 2 – С.30. 21. *Романчук П.Р.* Оправдываемость прогнозов солнечной активности в 1972–1973 гг. // Препринт Астрон. общ. Киев. ун-та. – 1974. – № 3 – 8 с. 22. *Романчук П.Р.* Оправдываемость долгосрочных прогнозов относительных чисел Вольфа // Препринт Астрон. общ. Киев. ун-та. – 1979. – № 13 – 9 с. 23. *Романчук П.Р.* Оправдываемость прогнозов относительных чисел Вольфа для 21-го цикла солнечной активности // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1983. – № 25 – С.15–19. 24. *Романчук П.Р.* Оправдываемость прогнозов внутригодовых флюктуаций солнечной активности (индекс наблюдённые месячные относительные числа) на ветви спада 21-го цикла с заглаговременностью в несколько лет // Прогнозы солнечной активности и наблюдения солнечных активных явлений. Тезисы докладов. Симп. КАПГ. Ленинград 18–22 мая 1987. – 1987. С.24. 25. *Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.* Турбулентное динамо в астрофизике. – М., 1980. 26. *Краузе Ф., Рэдлер К-Х.* Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. – М., 1984. 27. *Криводубский В.Н., Романчук П.Р.* Динамические аспекты теории динамо среднего поля // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1984. – № 30 – С.27–37. 28. *Krivodubskij V.N.* Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // Astron. Nachr. – 2005. – V. 326, No 1. – P. 61–74. 29. *Криводубский В.Н., Черемных О.К.* О затяннушемся во времени 23-м солнечном цикле // Космична наука і технологія. – 2011. – Т.17, №1. – С.23–28. 30. *Лозицкая Н.И., Лямова Г.В., Малащук В.М.* Сравнение результатов визуальных измерений магнитных полей крупных солнечных пятен, выполненных в разных обсерваториях в 23 цикле солнечной активности // Изв. КРАО. – 2007. – Т.103, № 4. – С.59–67. 31. *Babcock H.W.* The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle // Astrophys. J. – 1961. – V.133. – P. 572–587. 32. *Leighton R.B.* A magneto-kinematic model of the solar cycle // Astrophys. J. – 1969. – V.156. – P. 1–26. 33. *Пишкало Н.И.* Прогноз максимума 24-го цикла солнечной активности // Космична наука і технологія. – 2010. – Т.16, № 3. – С. 32–38. 34. *Pishkalo M.I.* Prediction of amplitude of solar cycle 24 based on polar magnetic field of the Sun at cycle minimum // Sun and Geosphere. – 2010. – V.5, No.2. – P.47–51. 35. *Романчук П.Р., Криводубский В.Н., Изотов Ю.И., Изотова И.Ю.* Прогнозирование хромосферных вспышек с заглаговременностью от 1 до 7 дней // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1977. – № 19 – С.29–36. 36. *Романчук П.Р., Изотова И.Ю., Криводубский В.Н., Адаменко А.С., Бабий В.П.* Прогнозирование солнечных вспышек с заглаговременностью от одного до семи дней в Астрономической обсерватории Киевского университета в 1976–1980 гг. // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1982. – № 24 – С.50–56. 37. *Гневышева Р.С.* Каталог солнечной деятельности за 1959 г. – Ленинград, 1965. 38. *Waldmeier M.* Hellographische Karten der Photosphäre für das Jahr 1959 // Publikationen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich. – 1960. – B. 326, No 4. – S. 89–115. 39. *Warwick S.* Standardized solar flare data 1959 through 1961 // IGY Solar Report Series. – 1966. – No 333. – 333 p. 40. *Ефименко В.И., Ефименко В.М., Тельнюк-Адамчук В.В.* Краткосрочное прогнозирование вспышечной активности групп пятен // Сб. "Возникновение и эволюция активных областей на Солнце". – М., 1976. – С.182–185. 41. *Ефименко В.И., Ефименко В.М., Тельнюк-Адамчук В.В.* О краткосрочном прогнозировании вспышек на основе характеристик групп пятен // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1977. – № 19 – С.19–29. 42. *Ефименко В.М., Краевчук П.Ф., Тельнюк-Адамчук В.В.* Предсказание солнечных вспышек в группах пятен на несколько дней вперед // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1984. – № 26 – С.38–44. 43. *Долгунов Ю.Н.* Каталог хромосферных вспышек и соответствующих геофизических явлений за период с 1957 по 1965 г. // В кн.: "Солнечно-земные связи". – М. – 1989. – Вып.2. – С.1–302. 44. *Изотов Ю.И., Изотова И.Ю., Романчук П.Р.* Долгосрочное прогнозирование хромосферных вспышек с заглаговременностью до нескольких месяцев // Солнеч. данные. – 1976. – № 7 – С.67–72. 45. *Изотов Ю.И., Изотова И.Ю., Романчук П.Р.* Вспышечная активность в процессе развития группы пятен // Сб. "Возникновение и эволюция активных областей на Солнце". – М., 1976. – С.162–165. 46. *Романчук П.Р.* Солнечная активность и уровень Каспийского моря // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1985. – № 27 – С.23–26. 47. *Романчук П.Р.* Уровень Каспийского моря и солнечная активность // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1986. – № 28 – С.51–53. 48. *Романчук П.Р.* Колебания атмосферы Земли под действием приливных сил Юпитера // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1988. – № 30 – С.50–54. 49. *Нуждина М.А.* Динамика сумм осадков в связи с изменениями солнечной активности в 11-летнем цикле // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1988. – № 30 – С.54–62. 50. *Романчук П.Р., Пасічник М.М.* Місячні варіації рівня Каспійського моря і сонячна активність // Вісник Київ. ун-ту. Фіз.-мат. науки. – 1992. – № 3 – С.74–79. 51. *Романчук П.Р.* К решению проблемы солнечно-земных связей, прогнозирования климата, погоды и вулканических извержений // Препринт ГАО-96-3Р. ГАО НАНУ. – Киев, 1996. 52. *Романчук П.Р., Пасічник М.М.* Клімат Києва і сонячна активність // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 1997. – № 34 – С.66–72. 53. *Романчук П.Р.* Стік Дніпра і сонячна активність // Водне господарство України. – 1997. – № 1 – С.3–4.54. *Романчук П.Р., Бабий В.П.* Изменения уровня Мирового океана и Черного моря // Труды международной конференции "Физика и динамика малых тел Солнечной системы". – Киев, 1998. – С.57–60.

Надійшла до редколегії 07.06.11

УДК 524.77

О. Мельник, канд. фіз.-мат. наук, А. Елиїв, канд. фіз.-мат. наук

ТЕМНА МАТЕРІЯ У ПАРАХ ГАЛАКТИК KPG84 ТА KPG431

Метою нашої роботи була перевірка наявності загального гало темної матерії у парах галактик на зразок знайдених у багатих групах та скупченнях. Ми використали архівні дані XMM-Newton пар галактик KPG84 та KPG431 та порівняли їхнє рентгенівське випромінювання з модельованим розподілом гарячого газу. Було оцінено величини відношення маси до світності M_X/L_X усередині стандартного радіуса галактики R_{25} для галактик KPG84A, KPG84B, KPG431A та KPG431B: 4.9, 3.6, 14.7 та 21.2 $M_\odot/L_\odot$. Із порівняння спостережуваних профілів поверхневої яскравості, відношення маси до світності та відношення рентгенівської світності до оптичної з результатами моделювання, зроблено висновок про відсутність загального гало темної матерії в цих системах. Ми також знайшли, що модель взаємодіючої пари галактик краще описує форму профілю поверхневої яскравості KPG431, в той час як профіль пари KPG84 краще сумісний з моделлю оптичної пари галактик.

The goal of our work was to check for the presence of common dark matter halos in galaxy pairs like those found in rich galaxy groups and clusters. We used XMM-Newton archive data for the KPG84 and KPG431 galaxy pairs and compared their X-ray emission with numerical simulations of the hot gas. We have estimated the values of the mass-to-luminosity ratio M_X/L_X inside the R_{25} standard galaxy radius for the KPG84A, KPG84B, KPG431A and KPG431B galaxies: 4.9, 3.6, 14.7 and 21.2 $M_\odot/L_\odot$. From the comparison of the observed surface brightness profiles, the mass-to-luminosity and the X-ray-to-B-band luminosity ratios with the modeling results, we conclude that there is no common dark halo in these systems. We also found that the model of the interacting galaxy pair better describes the shape of the KPG431 surface brightness profile, whereas the profile of the KPG84 pair is more consistent with the model of the optical galaxy pair.

Вступ. Малонаселені групи галактик є важливими індикаторами для тестування моделей еволюції галактик та вмісту темної матерії на проміжних масштабах між індивідуальними галактиками та багатими групами/скупченнями. Ті факти, що темна матерія концентрується у гало окремих галактик та у всьому об'ємі скупчень, є добре підтвердженими завдяки спостереженням кривих обертання спіральних галактик [41, 46], рентгенівським спостереженням галактик ранніх типів [34] та скупчень галактик [47]. Незалежні підтвердження було отримано також за дослідженнями гравітаційного лінзування [1]. Але як темна матерія концентрується у малонаселених групах: головним чином у галактиках чи в об'ємі між ними, утворюючи спільне гало?

Великий внесок у дослідження вмісту та розподілу темної матерії у галактиках, групах та скупченнях було зроблено завдяки спостереженням космічних обсерваторій ROSAT, Chandra, XMM-Newton та Suzaku. Мулчай та ін. [36] та Джелтема та ін. [27] показали, що групи галактик не завжди показують симетричну форму у рентгені. Форма гало груп галактик залежить головним чином від віріального статусу групи, кількості галактик ранніх типів у ній та наявності взаємодії між галактиками. У групах, де домінують галактики ранніх типів, рентгенівське випромінювання набагато інтенсивніше, ніж у групах, де більшість галактик мають пізні типи, окрім того, гало таких груп є більш симетричними. Згідно [8], якщо триплет галактик має спільну корону, то його рентгенівське випромінювання повинно концентруватися навколо центру мас системи, а не навколо галактик. Але це припущення вірне тільки у випадку розрідже-

них груп, де відстані між галактиками перевищують розміри галактик. У випадку, коли група компактна у проекції, наприклад, як Компактні Групи Гіксона [17], то дуже важко відділити індивідуальні гало галактик від загального гало групи внаслідок геометричного перекриття.

Оскільки пари галактик являють собою найбільш простий та загальний випадок груп галактик, нашою метою є відновлення розподілу темної матерії у таких малонаселених групах. Рентгенівське випромінювання було зареєстровано в багатьох парах галактик різного морфологічного складу (ранніх типів E+E та змішаних типів E+L, пекулярних і з ознаками активності) та у різному оточенні [15, 24, 25, 30, 32, 44]. У даній роботі ми розглянемо пари ранніх типів галактик, оскільки відомо, що рентгенівське випромінювання пов'язано насамперед з цими морфологічними типами.

Ми знайшли в архіві XMM-Newton спостережені дані для двох пар еліптичних галактик KPG84 та KPG431, що мають достатню статистику фотонів для нашого аналізу. Ми застосували чисельне моделювання у припущенні, що газ відтворює гравітаційний потенціал галактики, який визначається, головним чином, розподілом темної матерії у ній. Оскільки ці пари галактик розташовані у центрі бідних скупчень галактик, ми також прийняли до уваги внесок скупчення у загальний потенціал пари. Отже нашою метою є перевірка наявності додаткового гало темної матерії на проміжному масштабі: між типовим розміром гало індивідуальної галактики (0.4–2 кпк) та розміром бідного скупчення (біля 100 кпк). На основі рентгенівських даних ми також оцінили величини відношення маси до світності окремих галактик та пари як цілої.

Моделювання профілю поверхневої яскравості. Отже ми промодельовали розподіл гарячого газу в парах галактик ранніх типів. Ми розглянули два випадки: 1) пари утворюються галактиками з індивідуальними гало темної матерії та 2) пари містять додаткове загальне гало темної матерії, що концентрується до гравітаційного центру пари.

Моделювання густини розподілу темної матерії та газу. Для моделювання профілю густини темної матерії в еліптичній галактиці ми використовували відому модель, запропоновану Наварро, Френком та Вайтом [37] (надалі – профіль НФВ), оскільки ця модель найбільш вдало відтворює розподіл темної матерії в індивідуальних галактиках [13, 19, 55] та скупченнях галактик [2, 42, 43, 53]:

$$\rho(r) = \frac{\rho_c(z)\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (1)$$

де r_s – характерний радіус ядра гало темної матерії, $\rho_c(z)$ – критична густина галактики на відстані z та δ_c – характерна безрозмірна густина. Для простоти ми вважаємо, що характерна густина дорівнює $\rho_0 = \rho_c(z)\delta_c$. Тоді інтегральна маса темної матерії є:

$$M_{DM}(<r) = 4\pi \int_0^r \rho(r') r'^2 dr' = 4\pi \rho_0 r_s^3 \left[\ln \left(1 + \frac{r}{r_s} \right) - \frac{r}{r_s + r} \right] \quad (2)$$

Гамперей та ін. [19] та Ґастаделло та ін. [21] показали, що модель повної маси для еліптичних галактик та груп галактик добре описується двокомпонентною моделлю: профілем НФВ для темної матерії та де Вокульора (Герквіста) для зоряної компоненти центральної галактики. Таким чином зоряну компоненту кожної галактики ми представляємо у вигляді моделі Герквіста [16], в якій густина маси зоряної компоненти ρ_* задається виразом:

$$\rho_*(r) = \frac{M_*}{2\pi} \frac{a_*}{r} \frac{1}{(r+a_*)^3}, \quad (3)$$

де M_* – повна зоряна маса галактики і a_* – масштабний фактор. Ми можемо виразити a_* через стандартний ефективний радіус R_e , $a_* = R_e / 1.82$. Для оцінки M_* ми використали залежність відношення зоряної маси до світності для галактик у K-смузі, яке відомо з точністю 10 %: $M_{25}/L_K \approx 1 M_\odot/L_\odot$ (див. роботу [29] та посилання в ній). Отже маса галактики у межах ізофоти $25^m/\alpha''$ у B – смузі дорівнює: $M_{25} = M_\odot \cdot 2.512^{A_{0,K} - A_K}$, де $A_{0,K} = +3.39$ – абсолютна величина галактики усередині радіуса R_{25} у K-смузі. Величини R_e та M_{25} наведено в Табл. 3. Зоряна маса галактики може бути знайдена як $M_* = M_{25} \cdot ((R_{25} + a_*) / R_{25})^2$.

Інтегральна маса зоряної компоненти має такий вираз:

$$M_*(<r) = M_{25} \frac{r^2}{(r+a_*)^2}. \quad (4)$$

Масивне гало темної матерії та зоряна компонента створюють гравітаційне поле, яке визначає форму гарячого газового гало. Гравітаційний потенціал ϕ окремо для кожної галактики ми визначили з

$$\frac{d\phi}{dr} = G \frac{M_{DM}(<r) + M_*(<r)}{r^2}. \quad (5)$$

Оскільки вибрані нами пари розташовані у скупченнях, ми також прийняли до уваги потенціал скупчення ϕ_{cl} . Для цього ми використали β -модель з роботи [45]. Гравітаційна маса скупчення дорівнює:

$$M_{cl}(< r) = \frac{3kT_{cl}r^3\beta}{\mu m_p G} \left(\frac{1}{r^2 + r_{cl}^2} \right), \quad (6)$$

де T_{cl} – середня температура скупчення, r_{cl} – характерний розмір скупчення, μ – молекулярна вага, m_p – маса протона, k – постійна Больцмана та G гравітаційна стала. Модельовані параметри T_{cl} , r_{cl} , та β було взято із [45] (див. табл. 1). Розглянемо модель, в якій пара складається тільки з двох гало галактик, занурених у скупчення. Тоді загальний потенціал ϕ подвійної системи буде складатися з суми двох потенціалів галактик ϕ_1 та ϕ_2 , а також потенціалу скупчення ϕ_{cl} , $\phi = \phi_1 + \phi_2 + \phi_{cl}$. Усі розрахунки було проведено у припущенні, що виконуються умови гідростатичної рівноваги та випромінюючий газ в парі має сталу температуру ($T_g = const$). Можемо записати умову гідростатичної рівноваги як:

$$\nabla P_g = -\rho_g \nabla \phi(r), \quad (7)$$

де P_g та ρ_g – тиск газу та густина, відповідно. Для простоти ми не враховуємо тиск зір. Оскільки густина газу є достатньо малою, ми використали закон ідеального газу $P_g = \rho_g k T_g / \mu m_p$, де T_g – температура газу. Таким чином отримуємо рівняння для розподілу густини газу:

$$\frac{\nabla \rho_g}{\rho_g} = -\nabla \phi(r) \frac{\mu m_p}{k T_g}. \quad (8)$$

Для визначення розподілу густини гарячого газу пари галактик як цілісної системи ми чисельно розв'язали систему диференціальних рівнянь:

$$\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial x_i} = -\frac{\mu m_p}{k T_g} \frac{\partial \phi(r)}{\partial x_i}, \quad (9)$$

де $x_i=(x,y,z)$ декартові координати. Розрахунок густини газу та профілю поверхневої яскравості у випадку сферично-симетричної галактики зручніше проводити аналітично – як у роботах [19, 39]. Визначення розподілу гравітаційного потенціалу є більш складним у випадку двох гравітаційно зв'язаних галактик. В цьому випадку ми повинні розв'язати чисельно систему рівнянь (9). Оскільки спостережувані дані є відносно бідними, для розв'язання системи (9) було використано метод Ейлера. Крок інтегрування було вибрано таким чином, щоб максимальна похибка у результуючий рентгенівській яскравості склала менше 0.1 %. Для цього ми розглянули одиночну еліптичну галактику, для якої ми змогли застосувати як аналітичні, так і чисельні обчислення. Після порівняння цих двох підходів ми обрали крок інтегрування $h=0.01$ кпк.

Для опису пари галактик з загальним гало темної матерії ми додали до моделі пари компонент, який описується НФВ профілем з радіусом ядра r_s (порівняний з розміром пари), що відповідає проміжному масштабу між розміром радіуса ядра темної матерії індивідуальної галактики та бідного скупчення. При цьому загальне гало центрується до гравітаційного центру пари.

Таблиця 1

Параметри моделей для скупчень

Ім'я	T_{cl} , кеВ	β	r_{cl} , h_{50}^{-1} , кпк
A400	$2.31^{+0.14}_{-0.14}$	$0.534^{+0.014}_{-0.013}$	154^{+9}_{-9}
MKW8	$3.29^{+0.23}_{-0.22}$	$0.511^{+0.098}_{-0.059}$	107^{+70}_{-42}

Моделювання емісії гарячого газу. Після відновлення 3D розподілу густини газу в подвійній системі, ми можемо визначити профіль поверхневої яскравості в рентгенівському діапазоні. Потік випромінювання з даної спостережної області пропорційний інтегралу густини гарячого газу ρ_g^2 вздовж променя зору. Ми прийняли значення металічності 0.3 від сонячної, що відповідає співвідношенню $n_e / n_p = 1.17$ та $\rho_g = 1.35 m_p n_p$, де n_e та n_p – електронна та протонна густини, відповідно, [52]. Зауважимо, що з чисельного моделювання ми можемо визначити розподіл густини газу з точністю до постійного фактору a , що залежить від густини на границях інтегрування (9). Таким чином, реальна густина дорівнює $\rho_g^{real} = a \cdot \rho_g^{sim}$ де ρ_g^{sim} – густина газу, що використовувалася в моделюванні $\rho_g^{real} \equiv \rho_g$ у рівнянні (9). Отже, міру емісії EM_{sim} з чисельного моделювання можемо записати як:

$$EM_{sim} = \int n_e n_p dV = 0.64 / m_p^2 \int (\rho_g^{sim})^2 dV. \quad (10)$$

Використовуючи це рівняння, ми можемо сконструювати також величину $norm_{sim}$:

$$norm_{sim} = 0.64 / m_p^2 \int (\rho_g^{sim})^2 dV \cdot 10^{-14} / \left[4\pi (D_A (1+z))^2 \right], \quad (11)$$

де D_A – відстань за кутовим діаметром до джерела в см та EM в см^{-3} . Постійна Габбла дорівнює 75 км/с/Мпк .

Зі спостережних даних ми визначили параметр $norm_{MEKAL}$, апроксимуючи спектр в межах $2 - 8 \text{ кеВ}$ моделлю $MEKAL$. Тому $norm_{MEKAL}$ можна виразити як:

$$norm_{MEKAL} = 0.64 / m_p^2 \int (\rho_g^{real})^2 dV \cdot 10^{-14} / \left[4\pi (D_A (1+z))^2 \right], \quad (12)$$

Порівняння між (11) та (12) дозволяє визначити величину фактору нормування a :

$$a = \sqrt{\frac{norm_{MEKAL}}{norm_{sim}}}. \quad (13)$$

Таким чином, ми отримали розподіл густини гарячого газу $\rho_g^{real} = a \cdot \rho_g^{sim}$ та міру емісії EM_{real} , ставлячи ρ_g^{real} замість ρ_g^{sim} у виразі (10). Застосування наших моделювань до спостережних даних описано в розділі 3.2 більш детально.

Поправка за функцію розсіювання точки (PSF). Для калібрування модельованого профілю поверхневої яскравості зі спостережуваними даними, ми використовували порівняно мале число бінів з шириною між $5''$ до $20''$. Тому було необхідно прийняти до уваги інструментальну PSF детекторів XMM-Newton.

Отже ми згладили наші модельовані дані, зробивши конволюцію відповідного профілю поверхневої яскравості з PSF . Ми прийняли форму профілю Кінга моделі PSF з параметрами $r_c(E, \Theta)$ та $\beta(E, \Theta)$ з [23]:

$$PSF(r) = \frac{A}{\left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^\beta}, \quad (14)$$

де r – відстань між центром джерела до точки, в якій PSF є обчисленою, E – енергія фотонів, Θ – кутова відстань до центра поля зору, r_c – радіус ядра PSF , β – параметр форми PSF , A – нормуючий коефіцієнт. Значення параметрів r_c та β для трьох камер XMM-Newton трохи відрізняються. Отже ми прийняли наступні статистичні ваги: 0.25 для $MOS1$, 0.25 для $MOS2$ та 0.5 для pn [9].

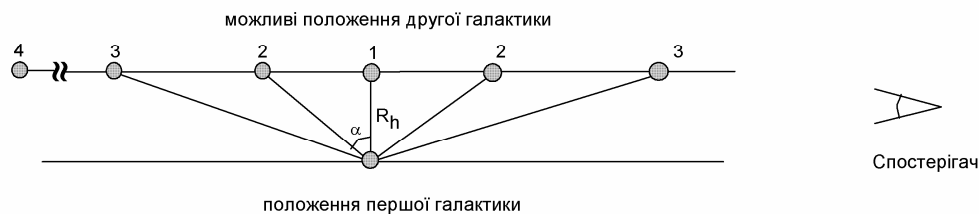


Рис. 1. Можливі відносні положення галактик у парі по відношенню до віддаленого спостерігача. Перша позиція відповідає випадку, коли дві галактики розташовані на однаковій відстані від спостерігача. Положення 2,3 відповідають проміжним випадкам. Положення 4 формально відповідає нескінченній відстані між двома галактиками, формуючи, таким чином, оптичну пару. R_h – проекційна відстань між галактиками.

Типові профілі пар галактик. Як правило, фізичні властивості компонентів пари, їхнє взаємне розташування та можливий внесок темної матерії дуже суттєво впливають на розподіл гарячого газу та форму спільного гало пари в рентгені. Ми можемо виміряти проекційну відстань між галактиками з порівняно високою точністю, в той же час радіальна відстань компонентів є досить невизначеною внаслідок сильних пекулярних рухів усередині груп та скупчень галактик. Тому ми розглянули можливі відносні положення галактик у парі по відношенню до спостерігача згідно Рис. 1. На цьому рисунку α показує кут відхилення між лінією, що з'єднує центри галактик, та її проекцією на площину неба (положення "1" для другої галактики).

Ми запустили серію чисельних моделювань з різними вхідними параметрами для отримання найбільш ймовірних конфігурацій пар галактик. Результуючі профілі поверхневої яскравості представлено на Рис. 2а та 2б. Для наглядності ми розглянули пари, що містять дві однакові еліптичні галактики. G1 та G2 відповідають центрам першої та другої галактик, відповідно. Початковий незбурений профіль гарячого газу, що асоціюється з індивідуальними галактиками, позначений лініями на Рис. 2а. Ми задали типову густину темної матерії для кожної галактики $\rho_0 = 2.093 \cdot 10^{-19} \text{ кг м}^{-3}$ та $r_s = 3 \text{ кпк}$, що відповідає повній масі $M = 10^{12} M_\odot$ до радіуса 15 кпк від галактичного центру. Для зоряної компоненти кожної галактики ми задали масштабну довжину $a = 5 \text{ кпк}$ та масу $M = 10^{11} M_\odot$. Проекційна відстань між центрами галактик становить 15 кпк .

Використовуючи нашу модель, ми розглянули такі варіанти пар галактик:

1. **Оптична пара.** Компоненти, що формують таку пару, можуть відноситися до одного скупчення, однак вони можуть бути розташованими відносно далеко один від одного. Ця пара здається фізичною тільки завдяки близькому розташуванню галактик у проекції на небо. Така суперпозиція галактик відповідає формально куту 90° на Рис. 1 (по-

зиця 4). Компоненти цієї пари можуть бути задіяними в обертанні навколо їхнього спільного центру мас, але ніякої фізичної взаємодії між компонентами немає. Таким чином, проекція на площину неба їхнього спільного рентгенівського гало є простою сумою гало двох галактик пари. Оскільки гарячий газ у галактиках ранніх типів відповідає оптично тонкій плазмі в рентгені, спостережуваний профіль поверхневої яскравості такої пари також є суперпозицією індивідуальних профілів поверхневої яскравості двох галактик. Такий приклад профілю оптичної пари показано на Рис. 2а (чорна пунктирна лінія). Випадок оптичної пари характеризується найглибшим "сідлом" між двома галактиками у порівнянні з іншими випадками пар.

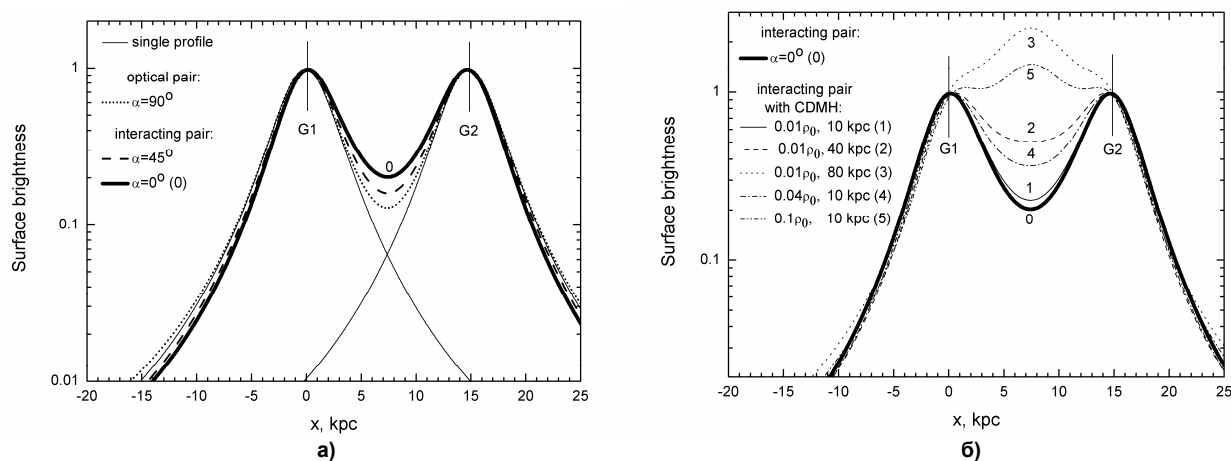


Рис. 2. Модель профілю поверхневої яскравості оптичної та взаємодіючої пар.

На Рис. а) різними кривими позначено профілі одиночних галактик – оптичної пари з $\alpha=90^\circ$ та взаємодіючої пари з $\alpha=0^\circ$ та 45° .

Рис. б) представляє випадок взаємодіючої пари з загальним гало темної матерії (CDMH) з $\alpha=0^\circ$ та різними типовими значеннями густин та радіусів ядра темної матерії: (1) $0.01\rho_0, 10 \text{ кпк}$; (2) $0.01\rho_0, 40 \text{ кпк}$; (3) $0.01\rho_0, 80 \text{ кпк}$; (4) $0.04\rho_0, 10 \text{ кпк}$; (5) $0.1\rho_0, 10 \text{ кпк}$. G1 та G2 відповідають центрам першої та другої галактик, відповідно.

Профіль поверхневої яскравості нормалізований до значень у центрах галактик

2. *Взаємодіюча пара.* У другому випадку ми розглянули подвійні галактики, що розташовані відносно близько у просторі під кутом $\alpha < 90$ градусів (Рис. 1). У такій конфігурації газ пари знаходиться під впливом обох галактик. Ми припускаємо виконання умови гідростатичної рівноваги у парі (див. попередні параграфи). Природно, що "сідло" між галактиками вже не таке глибоке, як у випадку оптичної пари (Рис. 2а). Очікувано, що зовнішні "крила" (області $x < 0 \text{ кпк}$ та $x > 15 \text{ кпк}$ для G1 та G2 галактик на Рис. 2а) профілю взаємодіючої пари завжди лежать під профілем оптичної пари. Між тим, у випадку взаємодіючої пари, газ із зовнішніх регіонів під впливом потенціального поля обох, як близької так і більш віддаленої, галактик гравітує до центру мас пари. Якщо галактики розташовані на одній відстані від спостерігача ($\alpha = 0^\circ$), відносний внесок газу між ними буде більше, ніж у випадку різної відстані галактик від спостерігача ($\alpha = 45^\circ$ та $\alpha = 90^\circ$), див. Рис. 2а. Наприклад, величина поверхневої яскравості між галактиками у випадку взаємодіючої пари з $\alpha = 0^\circ$ є вищою на 55 %, ніж у випадку оптичної пари.

Взаємодіюча пара з загальним гало темної матерії. Останній випадок відповідає попередній взаємодіючій парі, котра містить додаткове гало темної матерії (Рис. 2б). Ми очікуємо, що додаткове гало темної матерії буде присутнє на проміжному масштабі. Цей масштаб повинен лежати між радіусом ядра гало темної матерії індивідуальної галактики та радіусом ядра скупчення галактик (біля 100 кпк), див. Табл. 1. Ми моделювали таке гало, використовуючи модель профілю НФВ з центром в центрі мас пари. Протяжне гало розміром $r_s = 10 \text{ кпк}$ та густиною у 100 разів меншою, ніж густина ρ_0 галактик, має значний вплив на спостережуваний профіль. Присутність такого гало збільшує центральну частину сідла на 15 % у порівнянні з взаємодіючими галактиками при $\alpha = 0^\circ$ (див. різницю між кривими "0" та "1" на Рис. 2б). У випадку збільшення радіуса ядра у вісім разів (крива "3"), двогорбий профіль набуває вигляд одногогорбого. Для порівняння див. інші криві з різними параметрами моделі на Рис. 2б.

Отже ми можемо зробити висновок про те, що використовуючи спостережувані дані рентгенівського випромінювання між двома галактиками ми можемо відрізнити оптичну пару від взаємодіючої. Більш того, ми можемо навіть очікувати викриття присутності загального гало темної матерії у взаємодіючій парі галактик, навіть при досить малому надлишку газу у сідлі між двома галактиками.

Аналіз спостережуваних даних пар галактик. В архіві XMM-Newton ми знайшли спостережувані дані двох пар еліптичних галактик: KPG84 та KPG431. Табл. 2 містить деяку інформацію про ці пари. У перших двох колонках зазначені принципове ім'я та KPG ім'я галактик, в третій колонці – ім'я материнського скупчення. Таким чином, не дивлячись на те, що ці пари галактик задовольняють критерію ізолюваності Караченцева [28], вони розташовані біля центрів відповідних бідних скупчень галактик. В наступних колонках надано червоне зміщення z , різницю швидкостей ΔV та проекційну відстань ($\Delta r'$) між галактиками пари. Номери спостережень XMM-Newton архіву також зазначені у Табл. 2.

Обробка даних. Спочатку ми згенерували файл подій, використовуючи SAS v.7.0.0, опції *emchain* та *epchain*. Для нашого аналізу ми вибрали події з PATTERNs 0–12 для MOS камер та 0 для pn камери. Вираз FLAG=0 було застосовано для того, щоб видалити гарячі пікселі. Для pn було зроблено корекцію подій поза часом (Out-of-time, Oot) згідно стандартної процедури. Протонні спалахи було видалено зі спостережень KPG84 шляхом відкидання інтервалів часу, на яких відхилення складало більше 3 σ [54]. Остаточні часи експозицій для кожної камери надано у Табл. 2.

Спостережені дані для двох вибраних пар галактик

Ім'я	KPG	Скупчення	z	ΔV , км/с	Δt ,'	ID-спостереження
NGC1128	84A	A400	0.023	447	0.23	0404010101
	84B					
IC1042	431A	MKW8	0.027	227	0.99	0300210701
NGC5718	431B					
Назва	KPG	mos1, кс	mos2, кс	pn, кс	T_1 , кеВ	T_2 , кеВ
NGC1128	84A	29.3	29.3	23.8	1.01±0.02	1.0
	84B					
IC1042	431A	23.4	23.4	23.4	1.50±0.05	1.4
NGC5718	431B					

Рентгенівські спектри було сформовано за допомогою очищеного файлу подій, використовуючи опцію *SAS evselect*. Для апроксимації спектрів було використано області фону з такою самою площею, як і області галактик (пари розташовані близько до центрів полів зору). Ми припускаємо, що рентгенівське гало скупчення займає досить велику площу поля зору. Оскільки ми також приймаємо до уваги і компонент скупчення, то спектр фону було взято з останнього кільця скупчення (Рис. 4). Ми також застосували альтернативну техніку врахування фону, як в роботі [40]. Результати двох підходів узгоджуються у межах похибки 1σ .

Апроксимація спектрів була виконана в діапазоні енергій 0.2–8 кеВ з допомогою XPEC11.3.1, при цьому погані канали ігнорувались. При апроксимації спектру з віднятим фоном ми використали модель теплової плазми *mekal*, додаючи компонент *powerlaw* для врахування внеску дискретних джерел та активних ядер галактик (АЯГ), крім того ми врахували Галактичне поглинання [10]: *wabs*(powerlaw+mekal)*.

На Рис. 3 можна бачити оптичні зображення двох пар галактик з рентгенівськими ізофотами. Галактики пари KPG84 (Рис. 3 а, б та в) мають приблизно однакові світності як в рентгенівському, так і в оптичному діапазонах. Галактики другої пари KPG431 (3 г, д та е) показують зовсім різні світності у рентгені та в оптиці: у той час як світності галактик більш менш рівні у видимому діапазоні, NGC5718 є значно яскравішою за IC1042 в рентгені. Таким чином на згладженому рентгенівському зображенні ізофоти мають продовгувату структуру, що трохи зміщена до NGC5718.

Ми визначали температуру міжгалактичного простору шляхом апроксимації спектрів, залишаючи вільним тільки параметр температури. Ми порівнювали температури, отримані двома способами: 1) оцінили T_1 із кругової області навколо кожної пари усереднені R_{25} навколо обох галактик; 2) ми визначили температуру T_2 , як середнє значення температури регіонів вздовж сікла між галактиками (див. Рис. 3 а, г). Як можна бачити з Табл. 2, температури T_1 і T_2 добре узгоджуються. Наші результати також узгоджуються з попередніми оцінками. Температури галактик (пар) систематично нижчі, ніж температури їхніх материнських скупчень. Наприклад, автори [45], [12], [18], [49], [7] знайшли такі значення температури скупчення A400: 2.31 ± 0.14 кеВ, 2.28 ± 0.10 кеВ, 2.12 ± 0.06 кеВ, 2.3 кеВ і 2.31 кеВ, відповідно. Для кожної з двох галактик NGC1128, Хадсон та ін. [18] знайшли, що тепла компонента має температуру менше, ніж 1 кеВ. MKW8 (N56-395) має вищу температуру, ніж попереднє скупчення. Згідно оцінкам [20], [45], [12], [51], [7] її значення складає: 3.11 ± 0.13 кеВ, 3.29 ± 0.23 кеВ, 2.71 ± 0.14 кеВ, 3.0 та 3.29 кеВ, відповідно. Сан та ін. [57] знайшли, що температура NGC5718 дорівнює 0.81 ± 0.07 кеВ.

Застосування моделі. Вздовж прямої, що з'єднує центри галактик у парі, ми вибрали серію прямокутних регіонів, що не перекриваються (Рис. 3 а, г). Для кожного регіону ми моделювали випромінювання гарячої плазми, використовуючи *wabs*(powerlaw+mekal)* модель в XSPEC. Границями пари ми вважали області, в яких шум приблизно дорівнює сигналу із гало. Попередньо ми визначили температуру пари як цілого (див. Табл. 2) та зафіксували її як постійний параметр моделі: 1 кеВ для KPG84 та 1.4 кеВ для KPG431. Розмір кожного біну (від 5" до 20") обирався як компромісне значення між шириною біну та статистичною похибкою у визначенні параметру $norm_{MEKAL}$.

На Рис. 3 а та г можна побачити обрані регіони для пар (прямокутники) та областей скупчення (кільця). Як було попередньо зазначено, для моделювання профілю поверхневої яскравості ми взяли до уваги потенціал скупчення та зорю компоненту для галактик, див. детальніше у п. 3.1. Згідно нашої моделі центр скупчення A400 розташований строго між двома галактиками, а центр скупчення MKW8 розташований біля центру NGC5718 згідно [6, 31].

Для апроксимації профілю поверхневої яскравості (згідно розділу 2) для кожної пари ми зробили серію чисельних моделювань, що відповідають трьом різним випадкам: галактики розташовано на однаковій відстані від спостерігача ($\alpha=0^\circ$), проміжний випадок з $\alpha=45^\circ$ та випадок оптичної пари $\alpha \rightarrow 90^\circ$ (позиції згідно Рис. 1). У якості вільних параметрів ми взяли характерну густину темної матерії першої галактики $\rho_0(1)$ та другої галактики $\rho_0(2)$ та радіуси ядер їхніх гало темної матерії, відповідно. Використовуючи підхід Монте-Карло, ми задали випадковим чином чотири вхідних параметри $\rho_0(1)$, $\rho_0(2)$ та $r_s(1)$ $r_s(2)$ у розумних межах. У результаті змодельовані профілі було апроксимовано до спостережних даних використовуючи тільки "крила", тобто виключаючи область "сікла" між галактиками (інтервал між компонентами пари). Такий підхід був обумовлений тим, що форма "крил" профілю слабкіше залежить від відносного розташування галактик у парі по відношенню до спостерігача (Рис. 1) та від існування гало темної матерії (Рис. 2б). Наприклад, для пари KPG431 ми використовували тільки ліву ($x < 0$ кпк) та праву частини ($x > 33$ кпк) профілю пари, тут відстань між галактиками в рентгені складає 33 кпк (Рис. 5). Використовуючи χ^2 - тест, серед набору змодельованих профілів ми обрали тільки профілі з рівнем достовірності 90 %.

Таким чином, за допомогою тільки "крил" спостережуваного профілю ми реконструювали профіль поверхневої яскравості цілої системи. Отже ми можемо порівняти спостережувані дані у "сідлі" з модельованим профілем та в результаті визначити тип пари (оптична або взаємодіюча) та зробити висновок про присутність додаткового гало темної матерії.

Обговорення результатів. На Рис. 4 та 5 ми зобразили границі 90 % довірчих інтервалів модельованих профілів для різних конфігурацій пар, що суміщені зі спостережними профілями. Ці графіки дозволяють нам прямо порівняти спостережувані дані з результатами моделювання. Оскільки ми апроксимували профіль поверхневої яскравості використовуючи тільки "крила" пари, не є дивним, що наші моделі дуже незначно відхиляються від спостережувано-

го профілю у зовнішніх частинах, але між галактиками профілі візуально відрізняються. Це дає нам змогу визначити найбільш ймовірні конфігурації пар: оптична ($\alpha = 90^\circ$), взаємодіюча ($\alpha < 90^\circ$) та взаємодіюча з загальним гало темної матерії. В останньому випадку, надлишок спостережуваної міри емісії у "сідлі" над модельованим профілем при $\alpha = 0^\circ$ повинен спостерігатися (згідно моделюванням на Рис. 26).

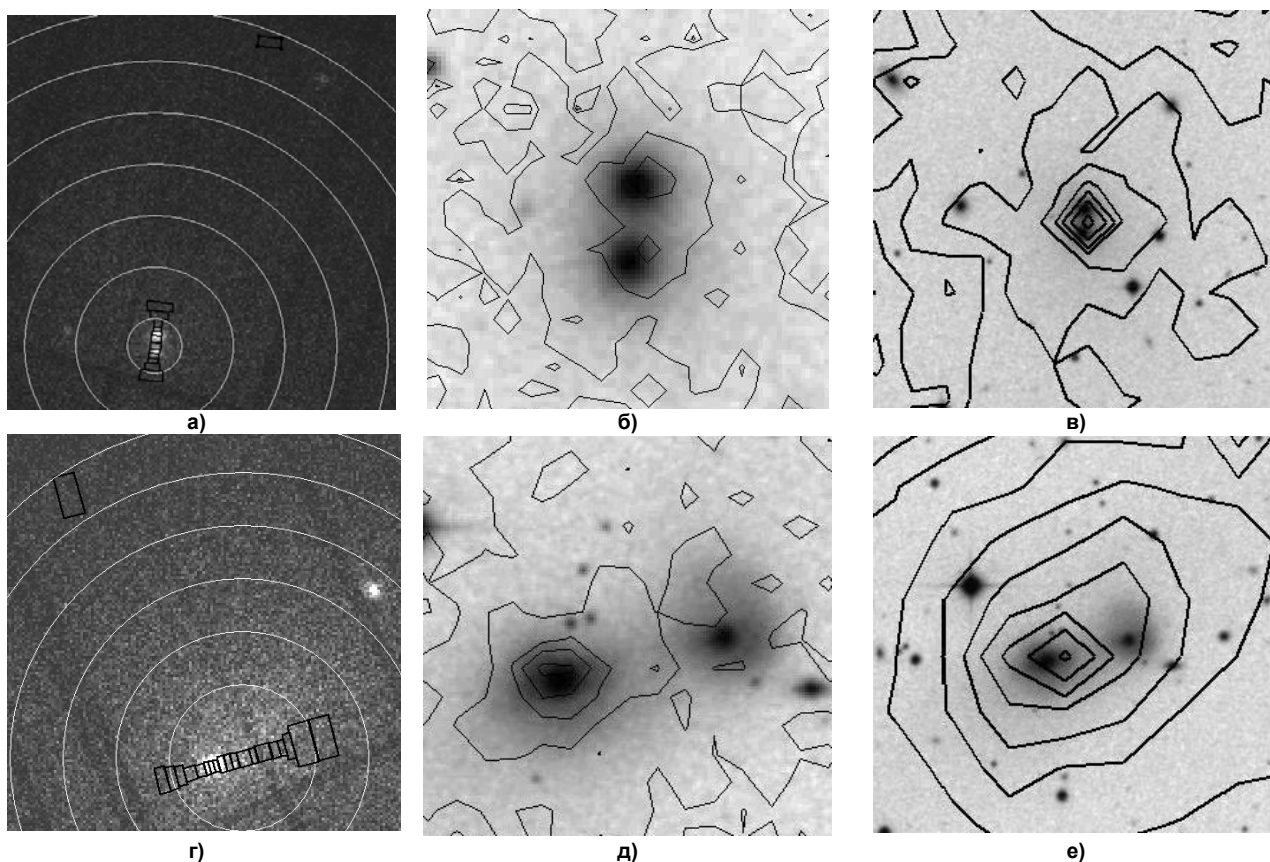


Рис. 3. Рентгенівські та оптичні зображення двох пар галактик. Суміщена картина *MOS1*, *MOS2* та *pn* відфільтрованих зображень KPG84 (а) та KPG431 (г). Схематично позначені обрані області вздовж лінії, що з'єднує центри пар (чорні прямокутники) та концентричні кола відповідають областям скупчення A400 та MKW8, відповідно. На останньому кільці зображено область, з якої взято спектр фону. Оптичні зображення пар було взято з DSS-red (<http://archive.eso.org/dss/dss>). Контури було зроблено з рентгенівських зображень *MOS*, коректованих за експозицію та з віднятим фоном, які було підготовлено використовуючи ESAS програмне забезпечення [48]: 1.5'x1.5' б) та 5'x5' в) рисунки KPG84, де KPG84A є нижнім компонентом; 2.5'x2.5' д) та 5'x5' е) рисунки KPG431 (NGC5718 зліва, IC1042 справа). Рисунки б) та д) було зроблено таким чином, що було взято лише мінімальні значення контурних рівнів та згладження, при яких можна бачити галактики пари окремо, а на рисунках в) та е) навпаки, як одне ціле.

KPG84. З Рис. 4 ми бачимо, що форма спостережуваного профілю краще відповідає випадку оптичної пари ($\alpha = 90^\circ$). Спостережуване випромінювання гарячого газу в "сідлі" між галактиками є недостатньо високим, щоб говорити про випадок взаємодіючої пари.

Проекційна відстань між компонентами KPG84 є дуже малою: тільки 6 кпк, що менше, ніж радіус R_{25} . Недивлячись на це, між галактиками спостерігається достатньо великий "провал". Особливістю цієї активної пари 3C75 є відносно висока різниця між швидкостями галактик (447 км/с), що ставить під сумнів фізичний зв'язок між галактиками. Багато авторів вивчало цю "dumb-bell" галактику та її материнське скупчення A400 у різних хвилях. У літературі ми знайшли аргументи як на користь фізичного зв'язку між компонентами пари, так і проти (див. огляд у [18]).

Тим не менш хотілося б зазначити, що автори [5] навели аргументи на користь існування двох окремих підскупчень, що разом утворюють A400. Ці підскупчення наближаються одне до одного і знаходяться у стані злиття. Таким чином автори вважають, що "dumb-bell" галактика NGC1128 (KPG84) є залишком головних галактик тих підскупчень. Автори [3] також зазначили, що велика різниця швидкостей унеможливує круговий орбітальний рух компонент один навколо одного. На основі кінематичних даних ці автори роблять висновок про те, що NGC1128 є результатом злиття двох скупчень галактик, кожне з яких містило активну в радіодіапазоні еліптичну галактику у центрі. При такому злитті обидві домінуючі галактики втрачають поступово свою орбітальну енергію завдяки динамічному тертю всередині своїх скупчень і, таким чином, опиняються у центрі новоутвореного скупчення. В роботі [3] відмічено, що галактики пари зараз ймовірно незв'язані, але в кінці кінців вони зіллються. Протилежний результат було отримано в [18] на основі спостережень супутника Чандри: A400 є скупченням, що утворилося у наслідок злиття двох підскупчень, а пара NGC1128 є фізично зв'язаною. Автори знайшли, що центр скупчення, де розташована пара активних галактик 3C75, рухається через міжкластерний простір зі швидкістю 1200 км/с.

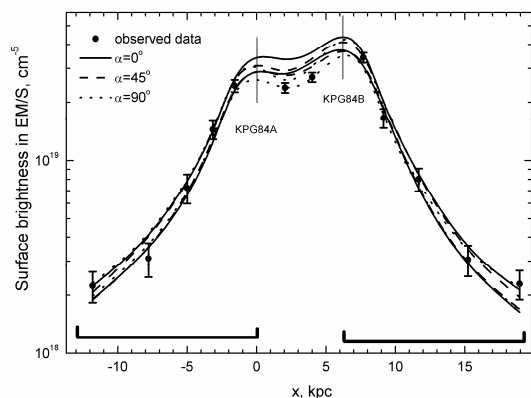


Рис. 4. KPG84 (А і Б).

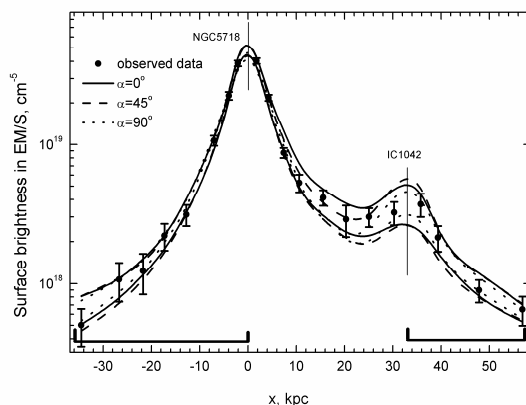


Рис. 5. KPG431 (IC1042 і NGC5718).

Профілі поверхневої яскравості, що обчислені за мірою емісії на одиницю площі для пар галактик - чорні круги, похибки відповідають інтервалу $\pm 1\sigma$. Різні криві модельованих профілів відповідають довірчому інтервалу на рівні 90 % для позиційних кутів пар $\alpha = 0^\circ$ (суцільна лінія), $\alpha = 45^\circ$ (штрихова лінія) та $\alpha = 90^\circ$ (пунктир). Двома товстими горизонтальними лініями позначено "крила" – інтервали, які було вибрано для апроксимації даних.

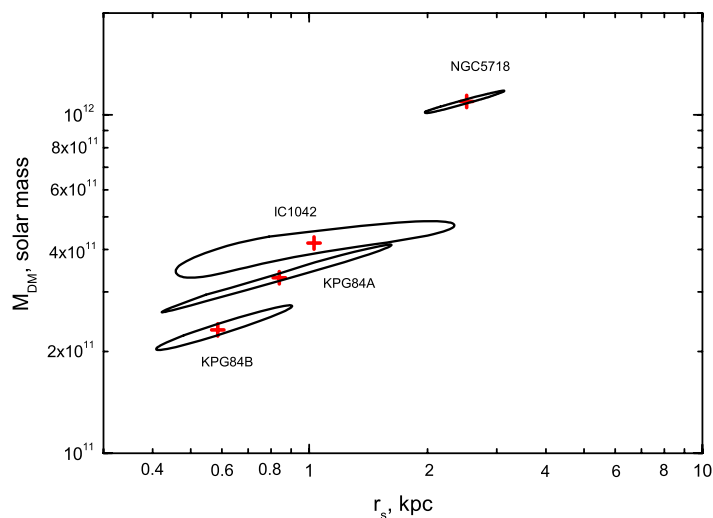


Рис. 6. Залежність між радіусом ядра гало темної матерії r_s та масою темної матерії M_{DM} для кожної з галактик усередині їхнього радіуса R_{25} . Продовгуваті контури представляють рівень достовірності 90 %. Хрестики відповідають найбільш ймовірним значенням величин (див. Табл. 3).

Наші висновки не є у протиріччі з результатами [18]. Наша модель оптичної пари не виключає, наприклад, можливість Кеплівського руху подвійної системи. Згідно початковим припущенням, ми можемо тільки зробити висновок про відсутність в цій парі додаткового загального гало темної матерії, що може стосуватися загального потенціалу пари. Більш того, випромінювання гарячого газу у "сідлі" не є достатньо високим, щоб розглядати цю пару як взаємодіючу систему, компоненти якої обмінюються матерією. З іншого боку, брак газу у цій парі може бути пояснений завдяки лобовому тиску, що зумовлений рухом пари через міжкластерний простір та наявністю АЯГ (див. більше в п. 4.3).

KPG431. Неподібно до попередньої пари, профіль KPG431 підходить до моделі взаємодіючої пари з $\alpha = 0^\circ$, див. Рис. 5. Треба відмітити, що проекційна відстань між двома компонентами пари KPG431 є більшою, ніж для KPG84 (33 кпк і 6 кпк, відповідно), такий розмір є порівняним з розмірами галактик у межах R_{25} . Різниця швидкостей галактик пари складає 227 км/с. З нашого аналізу ми не в змозі підтвердити ніякого додаткового компоненту темного гало в цій парі. Однак, ми не можемо виключити наявності дуже слабкого загального гало з майже незначним внеском внаслідок впливу загального потенційного поля пари. Ця пара галактик розташована у центрі бідного скупчення MKW8 [35] (або групи N 56–395 [22]). Галактики KPG431 не показують дуже значних ознак активності, як галактики попередньої пари, хоча автори [4] знайшли слабе радіоджерело біля центру галактики NGC5718. Не дивлячись на майже однакові оптичні світності NGC5718 та IC1042, рентгенівський центр MKW8 беззаперечно асоціюється з яскравішою галактикою NGC5718 (див. Рис. 3е та роботу [7]). Автори [6, 31] також визначили центр скупчення біля NGC5718 на основі кінематичних даних про рух галактик у скупченні.

Маса та світність. Для оцінки маси темної матерії M_{DM} за рентгенівськими даними, ми побудували область допустимих значень з рівнем достовірності 90 % на діаграмі $M_{DM} - r_s$ для кожної галактики (див. Рис. 6). M_{DM} – це маса темної матерії в сонячних одиницях, що обчислена з рівняння (2) у межах радіуса R_{25} , який відповідає ізофоті $25^m/\text{arcsec}^2$ у В-смузі згідно LEDA та NED. r_s – це радіус ядра гало темної матерії з рівняння (1). Ми бачимо, що NGC5718 має найбільшу масу та радіус ядра темної матерії серед чотирьох галактик, що розглядалися. Це не випадково, оскільки ця галактика розташована у центрі скупчення та є аттрактором гарячого газу скупчення. Ми

припускаємо, що завдяки цьому факту, точність наших оцінок повної маси та радіуса ядра гало темної матерії другої галактики пари є набагато меншою, тобто IC1042 екранується більш масивною галактикою NGC5718, а також IC1042 має бідніші спостережувані дані.

Ми оцінили також відношення маси до світності для кожної з галактик пари. Табл. 3 містить такі колонки: радіус галактики R_{25} , що відповідає ізотопному рівню 25^m з кв. сек., кпк; R_{25}/R_e , де R_e – ефективний радіус згідно [33]; логарифм рентгенівської світності, L_X у ерг/с; логарифм відношення рентгенівської світності до оптичної, L_B у сонячних одиницях ($L_\odot$); логарифм маси темної матерії, визначеної з рентгенівських даних у сонячних одиницях ($M_\odot$); радіус ядра гало темної матерії r_s , кпк; повне відношення маси до світності M_{tot}/L_B ; відношення суми мас до суми світностей галактик пари у $M_\odot/L_\odot$; логарифм зоряної маси, M_{25} у сонячних одиницях, маса обчислена за даними у K-смузі з 2MASS [26]; та відношення віріальної маси до світності у $M_\odot/L_\odot$. Повна маса була обчислена як $M_{tot} = M_{DM} + M_{25}$.

З Табл. 3 бачимо, що відношення повної маси до світності M_{tot}/L_B для галактик пари KPG431 у більш ніж 6 разів перевищує відповідні величини для галактик KPG84.

На основі дослідження відношення маса-світність вибірки еліптичних галактик Фуказави та ін. [13] зробили висновок про те, що яскраві в рентгені галактики мають більші відношення маси до світності в їхніх зовнішніх частинах, завдяки додатковому газу з навколишнього середовища. Автори [39], дослідивши декілька ізольованих галактик, пропонують пояснювати менші значення маса-світність для цих слабких у рентгені галактик завдяки існуванню галактичних вітрів у цих галактиках.

Наші значення M_{tot}/L_B узгоджуються з результатами [13, 38, 39] у межах відповідних радіусів (Табл. 3). Галактики пари KPG84 показують найменші величини M_{tot}/L_B , що відповідають нижній межі діапазону величин, зазначених у вищезгаданих роботах ($M_{tot}/L_B = 3-10 M_\odot/L_\odot$ при $R < R_e$). Таким чином, не дивлячись на те, що ці галактики розташовані у центрі скупчення A400, їхні значення відношення маса-світність відносно малі. Можливо має місце сценарій, описаний у [39]. Хоча оптичні та рентгенівські ізофоти KPG84 здаються незбуреними на Рис. 3, ця пара є "dumb-bell" галактикою з подвійним радіоджетом [18].

Таблиця 3

Маси та світності галактик двох вибраних пар

KPG	R_{25}	R_{25}/R_e	$\log L_X$	$\log(L_X / L_B)$	$\log M_{DM} \pm \sigma$
KPG84A	10	1.7	41.21	30.30	$11.52^{+0.10}_{-0.10}$
KPG84B	8	2.4	41.38	30.42	$11.36^{+0.07}_{-0.06}$
KPG431A	17	3.4	41.56	30.75	$11.62^{+0.07}_{-0.10}$
KPG431B	24	4.8	41.93	31.53	$12.04^{+0.04}_{-0.03}$
KPG	$r_s \pm \sigma$	$M_{tot}/L_B \pm \sigma$	$\sum M_{tot} / \sum L_B$	$\log(M_{25})$	$M_{vir} / \sum L_B$
KPG84A	$0.84^{+0.77}_{-0.42}$	$4.4^{+1.0}_{-0.9}$	$3.7^{+0.7}_{-0.6}$	10.44	8
KPG84B	$0.59^{+0.31}_{-0.18}$	$3.1^{+0.4}_{-0.3}$		10.71	
KPG431A	$1.04^{+1.29}_{-0.58}$	$18.3^{+3.0}_{-3.3}$	$22.4^{+2.5}_{-2.2}$	10.63	24
KPG431B	$2.51^{+0.62}_{-0.53}$	$24.6^{+2.5}_{-1.4}$		10.44	

Величини $\sum M_{tot} / \sum L_B$, що обчислені як сума індивідуальних мас галактик є меншими, ніж відношення віріальної маси до суми світностей $M_{vir} / \sum L_B$ (Табл. 3). Повна маса і віріальні маси пар складають $\sum M_{tot} = 6.40 \cdot 10^{11}$ та $1.59 \cdot 10^{12} M_\odot$, $M_{vir} = 1.4 \cdot 10^{12}$ та $1.74 \cdot 10^{12} M_\odot$ для KPG84 та KPG431, відповідно. Розглянуті пари мають більші віріальні маси, ніж медіанні значення орбітальних мас, визначених у [29] для пар галактик Місцевого надскупчення ($1.5 \cdot 10^{11} M_\odot$) та ізольованих пар з роботи [11] ($1.0 \cdot 10^{11} M_\odot$).

Рентгенівські світності та $\log(L_X / L_B)$ для галактик також представлено у Табл. 3. Автори [14] показали, що відношення L_X / L_B для еліптичних галактик залежить від оточення галактик. Автори [14] поділили галактики, що вивчалися, на два класи: центральні галактики у групах/скупченнях та інші (нецентральні галактики груп і скупчень та ізольовані галактики). Центральні галактики показують вищі значення L_X / L_B при такій самій оптичній світності. Границя між цими двома класами галактик лежить біля $\log(L_X / L_B) \sim 30.5$ ерг/с/ $L_\odot$, див. Рис. 6 в [14].

Ми порівняли відношення L_X / L_B наших галактик з Рис. 6 у [14] та знайшли, що галактики в парі KPG84 та IC1042 знаходяться чітко між двома класами еліптичних галактик, а NGC5718 має значно вище значення рентгенівської світності, що дозволяє класифікувати її як центральну cD галактику (Табл. 3).

Висновки. В роботі було проведено обробку архівних даних спостережень XMM-Newton двох пар галактик ранніх типів KPG84 (NGC1128) та KPG431 (IC1041/NGC5718), що розташовані біля центрів відповідних бідних скупчень галактик A400 та MKW8. Застосовуючи чисельне моделювання профілю поверхневої яскравості в рентгені, ми вивчили внесок темної матерії та її розподіл у цих подвійних галактиках. Спочатку, на основі чисельних моделювань ми показали, що із розподілу випромінювання гарячого газу між галактиками ми можемо класифікувати пару як оптичну (мається на увазі, що немає жодної взаємодії) та взаємодіючу пару. Наше моделювання передбачає можли-

вість виявлення присутності загального гало темної матерії у взаємодіючій парі навіть при невеликому надлишку поверхневої яскравості, що спричинено існуванням додаткового гало на проміжному масштабі. Цей масштаб повинен відповідати проміжному значенню між радіусом ядра гало темної матерії галактик (0.4–2 кпк) та радіусом ядра бідних скупчень галактик (біля 100 кпк), Рис. 2.

Різні критерії було запроваджено різними авторами для класифікації типів пар. Наприклад, Соарес [50] на основі моделювання зробив висновок про те, що тільки видимі ознаки взаємодії можуть бути беззаперечними доказами фізичної зв'язаності подвійної системи. У нашій роботі ми показали, що форма профілю поверхневої яскравості в рентгені може також бути доказом фізичної зв'язаності/незв'язаності пари галактик.

Ми зробили апроксимацію спостережуваного профілю поверхневої яскравості кожної пари результатами моделювання, приймаючи до уваги зоряний компонент кожної галактики та вплив відповідного потенціалу скупчення. Ми показали, що НФВ модель розподілу темної матерії достатньо добре описує спостережувані дані. З порівняння результатів нашого моделювання зі спостережуваними профілями поверхневої яскравості, а також з відношення мас-світності та відношення рентгенівської світності до оптичної, ми зробили висновок про відсутність доказів на користь існування загального темного гало в цих парах галактик. Форма профілю KPG431 та величини M_{tot}/L_B знаходяться в узгодженні з моделлю взаємодії галактик у парі. Очевидно, що більш масивна cD галактика NGC5718 є "потенційною ямою" у скупченні, тому зовнішній газ гравітує до цієї велетенської галактики, а не розподіляється рівномірно між двома галактиками пари. На відміну від взаємодіючої KPG431, модель взаємодії не працює у випадку пари KPG84. Таким чином, ми отримали свідчення, що пара галактик KPG84 є оптичною.

Ми оцінили повне відношення маси до світності M_{tot}/L_B усередині стандартного радіуса галактики R_{25} для KPG84A, KPG84B, IC1042 та NGC5718: $4.4^{+1.0}_{-0.9}$, $3.1^{+0.4}_{-0.3}$, $18.3^{+3.0}_{-3.3}$ та $24.6^{+2.5}_{-1.4} M_{\odot} / L_{\odot}$. Величини радіуса ядра темної матерії дорівнюють: $0.84^{+0.77}_{-0.42}$, $0.59^{+0.31}_{-0.18}$, $1.04^{+1.29}_{-0.58}$ та $2.51^{+0.62}_{-0.53}$ кпк. Відношення рентгенівської світності до оптичної (як і M_{tot}/L_B) для NGC5718 має найбільше значення серед галактик нашої вибірки $\log(L_X / L_B) = 31.53$ ерг/с/ $L_{\odot}$, що дозволяє розглядати її як cD галактику згідно класифікації Гельсона та ін. [14]. Інші галактики нашої вибірки за тією ж класифікацією знаходяться на межі, що відокремлює галактики поля від домінуючих галактик у скупченнях. Ми також визначили температури пар галактик KPG84 та KPG431, що дорівнюють 1 та 1.4 кеВ, відповідно.

Вважаємо, що наш метод моделювання профілю поверхневої яскравості може бути успішно застосований до аналізу ізольованих пар або груп, коли такі спостереження стануть доступними.

Робота частково підтримана цільовою комплексною програмою НАН України "Космомікрофізика".

1. *AbdelSalam H. M., Saha P., Williams L. L. R.* Non-parametric reconstruction of cluster mass distribution from strong lensing - Modelling Abell 370 // MNRAS. – 1998. – Vol. 294. – P. 734–746.
2. *Ascasibar Y., Yepes G., Mueller V., Gottloeber S.* The radial structure of galaxy groups and clusters // MNRAS. – 2003. – Vol. 346. – P. 731–745.
3. *Balcells M., Morganti R., Oosterloo T. et al.* Kinematic profiles of dumbbell galaxies with twisted radio jets // A&A. – 1995. – Vol. 302. – P. 665–679.
4. *Batuski D. J., Hanisch R. J., Burns J. O.* VLA observations of radio sources in interacting galaxy pairs in poor clusters // AJ. – 1992. – Vol. 103. – P. 1077–1083.
5. *Beers T. C., Gebhardt K., Huchra J. P. et al.* A spatial, kinematical, and dynamical analysis of Abell 400 // ApJ. – 1992. – Vol. 400. – P. 410–429.
6. *Beers T. C., Kriessler J. R., Bird C. M., Huchra J. P.* Kinematics and dynamics of the MKW/AWM poor clusters // AJ. – 1995. – Vol. 109. – P. 874–919.
7. *Cavagnolo K. W., Donahue M., Voit G. M., Sun M.* Intracluster Medium Entropy Profiles for a Chandra Archival Sample of Galaxy Clusters // ApJS. – 2009. – Vol. 182. – P. 12–32.
8. *Chernin A. D., V. P. Dolgachev, Domozhilova L. M.* Wide triplets of galaxies: collapse on spatial scales of ~1Mpc // MNRAS. – 2000. – Vol. 319. – P. 851–859.
9. *Croston J. H., Amaud M., Pointecouteau E., Pratt G. W.* An improved deprojection and PSF-deconvolution technique for galaxy-cluster X-ray surface-brightness profiles // A&A. – 2006. Vol. 459. – P. 1007–1019.
10. *Dickey J. M., Lockman F. J.* H I in the Galaxy // Annual review of astronomy and astrophysics. Palo Alto, CA, Annual Reviews, Inc. – 1990. – Vol. 28. P. 215–261.
11. *Elyiv A. A., Melnyk O. V., Vavilova I. B.* High-order 3D Voronoi tessellation for identifying isolated galaxies, pairs and triplets // MNRAS. – 2009. – Vol. 394. – P. 1409–1418.
12. *Fukazawa Y., Makishima K., Ohashi T.* ASCA Compilation of X-Ray Properties of Hot Gas in Elliptical Galaxies and Galaxy Clusters: Two Breaks in the Temperature Dependences // Publ. Astron. Soc. Japan. – 2004. – Vol. 56. – P. 965–1009.
13. *Fukazawa Y., Botoya-Nonesca J. G., Pu J., Ohto A., Kawano N.* Scaling Mass Profiles around Elliptical Galaxies Observed with Chandra and XMM-Newton // AJ. – 2006. – Vol. 636. – P. 698–711.
14. *Heldson S. F., Ponman T. J., O'Sullivan E., Forbes D. A.* X-ray luminosities of galaxies in groups // MNRAS. – 2001. – Vol. 325. P. 693–706.
15. *Henriksen M., Cousineau S.* An X-Ray Survey of Galaxies in Pairs // AJ. – 1999. – Vol. 511. – P. 595–611.
16. *Hemquist L.* An analytical model for spherical galaxies and bulges // ApJ. – 1990. Vol. 356. – P. 359–364.
17. *Hickson P.* Systematic properties of compact groups of galaxies // AJ. – 1982. – Vol. 255. – P. 382–391.
18. *Hudson D. S., Reiprich T. H., Clarke T. E., Sarazin C. L.* X-ray detection of the proto supermassive binary black hole at the centre of Abell 400 // A&A. – 2006. – Vol. 453. – P. 433–446.
19. *Humphrey P. J., Buote D. A., Gastaldello F. et al.* A Chandra View of Dark Matter in Early-Type Galaxies // AJ. – 2006. – Vol. 646. – P. 899–918.
20. *Hwang U., Mushotzky R. F., Burns J. F. et al.* Mass and Metallicity of Five X-Ray-bright Galaxy Groups // ApJ. – 1999. – Vol. 516. – P. 604–618.
21. *Gastaldello F., Buote D. A., Humphrey P. J. et al.* Probing the Dark Matter and Gas Fraction in Relaxed Galaxy Groups with X-Ray Observations from Chandra and XMM-Newton // AJ. – 2007. – Vol. 669. P. 158–183.
22. *Girardi M., Manzato P., Mezzetti M. et al.* Observational Mass-to-Light Ratio of Galaxy Systems from Poor Groups to Rich Clusters // ApJ. – 2002. – Vol. 569. – P. 720–741.
23. *Ghizzardi S.* Calibration of the PSF. – 2002. 24. *Grutzbauch R., Trinchieri G., Rampazzo R. et al.* Small-Scale Systems of Galaxies. III. X-Ray-detected Elliptical+Spiral Galaxy Pairs in Low-Density Environments // AJ. – 2007. – Vol. 133. – P. 220–254.
25. *Grutzbauch R., Zeilinger W. W., Rampazzo R. et al.* Small-scale systems of galaxies. IV. Searching for the faint galaxy population associated with X-ray detected isolated E+S pairs // A&A. – 2009. – Vol. 502. – P. 473–498.
26. *Jarrett T. N., Chester T., Cutri R. et al.* 2MASS Extended Source Catalog: Overview and Algorithms // AJ. – 2000. – Vol. 119. P. 2498–2531.
27. *Jeltema T. E., Breanna B., Mulchaey J. S.* The Hot Gas Halos of Galaxies in Groups // AJ. – 2008. – Vol. 679. – P. 1162–1172.
28. *Karachentsev I. D.* Double galaxies. – M., Nauka. – 1987.
29. *Karachentsev I. D., Makarov D. I.* Binary galaxies in the local supercluster and its neighborhood // Astrophys. Bull. – 2008. Vol. 63. P. 299–345.
30. *Komossa S., Greiner J.* Discovery of a giant and luminous X-ray outburst from the optically inactive galaxy pair RX J1242.6–1119 // A&A. – 1999. – Vol. 349. – P. L45–L49.
31. *Koranyi D. M., Geller M. J.* Kinematics of AWM and MKW Poor Clusters // AJ. – 2002. – Vol. 123. – P. 100–124.
32. *Kraft R. P., Jones C., Nulsen P. E. J., Hardcastle M. J.* The Complex X-Ray Morphology of NGC 7618: A Major Group-Group Merger in the Local Universe? // AJ. – 2006. – Vol. 640. – P. 762–767.
33. *Lauer T. L.* The morphology of multiple-nucleus brightest cluster galaxies // ApJ. – 1988. – Vol. 325. – P. 49–73.
34. *Mathews W., Brighenti F.* Hot Gas in and around Elliptical Galaxies // Ann. Rev. A&A. – 2003. – Vol. 41. P. 191–239.
35. *Morgan W. W., Kayser S. E., White R. A.* cD Galaxies in Poor Clusters // Bull. of the American Astron. Soc. – 1975. – Vol. 7. – P. 254.
36. *Mulchaey J. S., Davis D. S., Mushotzky R. F., Burstein D.* An X-Ray Atlas of Groups of Galaxies // ApJ Suppl. Ser. – 2003. – Vol. 145. – P. 39–64.
37. *Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M.* The Structure of Cold Dark Matter Halos // ApJ. – 1996. – Vol. 462. – P. 563–575.
38. *O'Sullivan E., Ponman T. J.* XMM-Newton and Chandra observations of three X-ray-faint early-type galaxies // MNRAS. – 2004. – Vol. 349. – P. 535–546.
39. *O'Sullivan E., Sanderson A. J. R., Ponman T. J.* The dark haloes of early-type galaxies in low-density environments: XMM-Newton and Chandra observations of NGC 57, 7796 and IC 1531 // MNRAS. – 2007a. – Vol. 380. P. 1409–1421.
40. *O'Sullivan E., Vrtillek J. M., Harris D. J., Ponman T. J.* On the Anomalous Temperature Distribution of the Intergalactic Medium in the NGC 3411 Group of Galaxies // ApJ. – 2007b. – Vol. 658. – P. 299–313.
41. *Persic M., Salucci P., Stel F.* The universal rotation curve of spiral galaxies - I. The dark matter connection // MNRAS. – 1996. – Vol. 281. – P. 27–47.
42. *Pointecouteau E., Amaud M., Pratt G. W.* The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. I. The universal mass profile // A&A. – 2005. – Vol. 435. P. 1–7.
43. *Pratt G. W., Amaud M.* The mass profile of A1413 observed with XMM-Newton: Implications for the M-T relation // A&A. – 2002. – Vol. 394. – P. 375–393.
44. *Read A. M., Filipovic M. D., Pietsch W., Jones P. A.* Radio jets and diffuse X-ray emission around the peculiar galaxy pair ESO 295-IG022 // A&A. – 2001. – Vol. 369. – P. 467–472.
45. *Reiprich T. H., Boehringer H.* The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters // AJ. – 2002. – Vol. 567. – P. 716–740.
46. *Rubin V. C.* The rotation of spiral galaxies // Science. – 1983. – Vol. 220. – P. 1339–1344.
47. *Sarazin C. L.* X-ray emission from clusters of galaxies // Cambridge Astrophysics Series, Cambridge: Cambridge University Press, 1988.
48. *Snowden S. L., Kuntz K. D.* Cookbook for analysis procedures for XMM-NEWTON MOS observations, 2007.
49. *Snowden S. L., Mushotzky R. F., Kuntz K. D., Davis D. S.* A catalog of galaxy clusters observed by XMM-Newton // A&A. – 2008. – Vol. 478. – P. 615–658.
50. *Soares D. S. L.* The Identification of Physical Close Galaxy Pair // AJ. – 2007. – Vol. 134. – P. 71–76.

51. Sun M., Jones C., Forman W. et al. X-Ray Thermal Coronae of Galaxies in Hot Clusters: Ubiquity of Embedded Mini-Cooling Cores // *AJ*. – 2007. – Vol. 657. – P. 197–231. 52. Vikhlinin A., Forman W., Jones C. Outer Regions of the Cluster Gaseous Atmospheres // *ApJ*. – 1999. – Vol. 525. – P. 47–57. 53. Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W. et al. Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters: Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation // *ApJ*. – 2006. – Vol. 640. – P. 691–709. 54. Xue Y.-J., Bohringer H., Matsushita K. An XMM-Newton study of the RG 80 galaxy group // *A&A*. – 2004. – Vol. 420. – P. 833–845. 55. Zhang Z., Xu H., Wang Y. et al. Probing the Mass Distributions in NGC 1407 and Its Associated Group with the X-Ray Imaging Spectroscopic and Optical Photometric and Line-Strength Indices Data // *AJ*. – 2007. – Vol. 656. – P. 805–817.

Надійшла до редколегії 06.06.11

УДК 523.942

Ю. Цап, д-р фіз.-мат. наук, Ю. Копылова, канд. фіз.-мат. наук

МИНУТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА SOT/Hinode

Рассмотрено происхождение квазипериодических пульсаций магнитного поля, лучевой скорости и интенсивности излучения с периодами 3–6 и 4–9 мин, обнаруженных соответственно в порах и на границе гранул с помощью космического телескопа SOT/Hinode. Проведен анализ фазовых зависимостей между возмущенными величинами в случае возбуждения медленных магнитозвуковых (ММЗ) мод. Показано, что наблюдаемые особенности пульсаций обусловлены генерацией резонансных ММЗ-мод в тонких магнитных трубках.

The origin of quasi-periodical pulsations of the magnetic field, the line of sight velocity, and the intensity with periods of 3–6 and 4–9 min, revealed in pores and intergranular magnetic elements, respectively, with the SOT/Hinode space telescope is considered. The phase relations between disturbed variables in the case of the excitation of slow magnetoacoustic (SMA) waves have been analyzed. It has been shown that observed peculiarities of pulsations are caused by the generation of the resonance SMA waves in thin magnetic flux tubes.

Введение. В настоящее время не вызывает сомнений необходимость проведения детальных исследований магнитогидродинамических (МГД) волн в атмосфере Солнца. Это позволяет не только диагностировать плазму и магнитные поля звезд, но и лучше понять природу наиболее загадочных явлений звездных атмосфер, таких как нагрев корон и ускорение звездных ветров [1, 5]. Несмотря на то, что солнечной сейсмологии посвящено большое количество работ, до сих пор многие вопросы остаются до конца не выясненными.

С запуском в 2006 г. японского спутника Hinode стало возможным комплексное изучение осцилляций магнитных образований фотосферы Солнца с высоким пространственным (0.16") разрешением [4]. Наблюдения с помощью спектрополяриметра SP (spectro-polarimeter) телескопа SOT/Hinode (Solar Optical Telescope) в линиях железа Fe I λ 6301.5, 6302.5 Å, формируемых на уровне нижней фотосферы, позволили одновременно измерять флуктуации интенсивности, скорости и магнитного поля (амплитудой до 1–5 Гс) с временным разрешением ~ 100 с.

Сравнительно недавно в результате наблюдений 14 участков солнечной поверхности с повышенной концентрацией магнитного поля на космическом телескопе SOT/Hinode Фуджимуре и Цунете [4] удалось обнаружить колебания лучевой скорости, интенсивности и продольного магнитного поля в порах и межгранульных магнитных элементах с периодами $T_p = 3$ –6 и 4–9 мин соответственно. Относительные изменения интенсивности $\delta I/I$ и магнитного поля $\delta B/B$ не превышали 1 %, тогда как амплитуды возмущенной скорости δV лежали в пределах 0.03–0.12 км/с. Было также установлено, что разность фаз между возмущениями интенсивности ϕ_I и магнитного поля ϕ_B равна π радиан, тогда как между фазами ϕ_B и лучевой скорости ϕ_V она составила $-\pi/2$. Это исключало связь между магнитными осцилляциями и изменениями оптической толщины, а также возможность распространения бегущих волн в источнике.

По мнению Фуджимуры и Цунеты [4], наблюдаемые пульсации могли быть вызваны либо медленными, либо поперечными (изгибными) стоячими МГД-модами, возбуждаемыми в магнитных трубках. Формирование этих колебаний они объясняли сильным отражением волн в переходной области между хромосферой и короной Солнца. Однако такой подход нельзя считать обоснованным по следующим причинам.

Во-первых, амплитуды медленных магнитозвуковых (ММЗ) волн над магнитным балдахином в хромосфере Солнца должны с высотой сильно возрастать из-за стратификации атмосферы, тем самым обуславливая быструю диссипацию этих мод. Во-вторых, модель Фуджимуры и Цунеты [4] предполагает образование узлов и пучностей стоячих волн разных частот на одних и тех же высотах, что представляется маловероятным. К тому же, авторы сочли возможным пренебречь влиянием силы тяжести на дисперсионные и фазовые соотношения возбуждаемых в трубках солнечной фотосферы собственных мод.

Цель представленной работы — попытаться объяснить результаты наблюдений, полученные на SOT/Hinode, исходя из более адекватных представлений.

Фазовые соотношения ММЗ-мод тонких вертикальных магнитных трубок. Считая ось Z направленной от поверхности Солнца, в стандартных обозначениях линеаризованные МГД-уравнения движения плазмы, равновесия, непрерывности, сохранения магнитного потока и энергии в приближении тонкой трубки можно представить в виде [2]

$$\rho \frac{\partial \delta V}{\partial t} = -\frac{\partial \delta p}{\partial z} - \delta \rho g, \quad (1)$$

$$\frac{B \delta B}{4\pi} + \delta p = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} + \delta V \frac{\partial \rho}{\partial z} - c_s^2 \left(\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \delta V \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) = 0, \quad (3)$$

$$B \frac{\partial \delta p}{\partial t} - \rho \frac{\partial \delta B}{\partial t} + B \frac{\partial}{\partial z} (\rho \delta V) - \rho \delta V \frac{\partial B}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

где S — сечение магнитной трубки, $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$ — скорость звука и $g = 2.74 \times 10^4$ см/с² — ускорение свободного падения.

Для изотермической атмосферы ($T = \text{const}$) с учетом (2) и уравнения состояния, $p = \rho / M k_B T$, имеем:

$$p = p_0 e^{-z/H}, \quad \rho = \rho_0 e^{-z/H}, \quad B = B_0 e^{-z/2H}, \quad c_s, V_A = \text{const}, \quad (5)$$

где H — характерная шкала высот. Тогда, считая здесь и в дальнейшем возмущения $\delta f \propto \exp(-i\omega t)$, из (3) и (5) получим

$$\delta p = \frac{\delta \rho}{c_s^2} + \frac{\gamma - 1}{i\omega H \gamma} \rho \delta V. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (1), находим

$$i\omega \left(1 - \frac{g(\gamma - 1)}{\omega^2 H \gamma} \right) \rho \delta V + \frac{\partial \delta p}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2} \delta p = 0. \quad (7)$$

Используя (4)–(7), а также учитывая, что $c_s^2 = \gamma g H$, после простых преобразований нетрудно вывести волновое уравнение для ММЗ-мод, впервые полученное Дефо [2]

$$\frac{\partial^2 \delta p}{\partial z^2} + \frac{3}{2H} \frac{\partial \delta p}{\partial z} + \left[\frac{\omega^2}{c_T^2} + \frac{1}{\gamma H^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{c_s^2}{V_A^2} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \right] \delta p = 0, \quad (8)$$

где квадрат трубочной скорости

$$c_T^2 = c_s^2 V_A^2 / (c_s^2 + V_A^2).$$

Решение линейного однородного дифференциального уравнения (8) запишем следующим образом

$$\delta p = \delta p_0 e^{-3z/2H} e^{i\omega t - i\sqrt{\omega^2 - \omega_s^2} z / c_T}, \quad \omega_s^2 = \frac{c_T^2}{H^2} \left(\frac{9}{16} - \frac{1}{2\gamma} + \frac{c_s^2}{V_A^2} \frac{\gamma - 1}{\gamma^2} \right). \quad (9)$$

Напомним, что волны с частотой $\omega > \omega_s$ называют бегущими, а с $\omega \leq \omega_s$ — нераспространяющимися (у этих колебаний, в отличие от стоячих волн, нет пучностей и узлов). Исключая в (9) шкалу высот H , нетрудно определить критический период $T_s = 2\pi / \omega_s$, при котором происходит переход от одних мод к другим

$$T_s = \frac{2\pi c_s}{\gamma g} \sqrt{\frac{2 + \beta \gamma}{2\alpha}}, \quad \alpha = \frac{9}{16} - \frac{1}{2\gamma} + \frac{c_s^2}{V_A^2} \frac{\gamma - 1}{\gamma^2}. \quad (10)$$

где $\beta = 8\pi p / B^2 = 2c_s^2 / (\gamma V_A^2)$ — плазменный параметр бета.

Если положить в магнитных трубках фотосферы Солнца скорость звука $c_s = (7 - 10) \times 10^5$ см/с, плазменный параметр бета $\beta \ll 1$, то из (10) получим $T_s = 180 - 270$ с. Это свидетельствует о важной роли силы тяжести даже для минутных ММЗ-возмущений.

Теперь рассмотрим фазовые соотношения. Как следует из (2) и (7), для возмущенного магнитного поля, а также скорости имеем

$$\delta B = -\frac{4\pi}{B} \delta p, \quad (11)$$

$$\delta V = \frac{i\omega}{\rho(\omega^2 - N^2)} \left(\frac{\partial \delta p}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2} \delta p \right), \quad (12)$$

где квадрат частоты Брента–Вайсяля $N^2 = (\gamma - 1)g^2 / c_s^2$.

Заметим, для оптически толстого источника можно принять интенсивность $I \propto T^4$. Тогда, поскольку, в силу условия адиабатичности, $T \propto \rho^{\gamma-1}$, из (11) нетрудно заключить, что изменения возмущений интенсивности δI и магнитного поля δB должны быть сдвинуты по фазе на π радиан. Этот вывод хорошо согласуется с результатами наблюдений, полученными на SOT/Hinode [4].

С учетом (9) уравнение (12) можно записать в виде

$$\delta V = \frac{i\omega}{\rho(\omega^2 - N^2)} \left(\frac{2 - 3\gamma}{2\gamma H} - \frac{i\sqrt{\omega^2 - \omega_s^2}}{c_T} \right) \delta \rho \quad (13)$$

В случае возбуждения колебаний с $\omega \rightarrow \omega_s$, второй член правой части уравнения (13) можно принять равным нулю. Откуда следует, что с учетом (11), выражение в круглых скобках является действительным и имеет отрицательный знак. С другой стороны, согласно решению (9), разность квадратов частот

$$\omega_s^2 - N^2 = \frac{g^2}{2c_s^2(1 + \gamma/2\beta)} \left(\frac{9\gamma^2}{8} + 2 - 3\gamma \right), \quad (14)$$

а значит, несмотря на то, что $\omega_s / N \approx 1$, величина $\omega_s^2 - N^2 > 0$.

Таким образом, как видно из (11) и (13), при возбуждении колебаний на частоте $\omega \approx \omega_s$ (их иногда называют резонансными) возмущения магнитного поля $\delta B \propto \exp(i\omega t + \pi)$ и скорости $\delta V \propto \exp(i\omega t + 3\pi/2)$. Откуда разность фаз $\phi_B - \phi_V = -\pi/2$, что согласуется с данными наблюдений на SOT/Hinode. Между тем для нераспространяющихся колебаний с частотой $\omega < N$, значение $\omega_s^2 - N^2 < 0$, т.е. $\phi_B - \phi_V = \pi/2$. В случае же бегущих мод ($\omega > \omega_s$) фазовые соотношения между возмущенными величинами будут иметь довольно сложный характер.

Принимая во внимание сделанные нами оценки критического периода ($T_s = 3 - 4$ мин), а также полученные выше фазовые зависимости, можно предположить, что в обнаруженных Фуджимурой и Цунетой [4] квазипериодических пульсациях доминировали резонансные ММЗ-колебания с частотой $\omega \approx \omega_s$.

В заключение этого раздела отметим, что для поперечных мод критический период $T_k \approx 2T_s$ [7], и для принятых в предыдущем разделе параметров это соответствует $T_k = 8 - 9$ мин. Вместе с тем наблюдаемые на SOT/Hinode периоды лежат в пределах 3–9 мин, т.е. возбуждение нераспространяющихся поперечных волн с $T_p < 9$ мин выглядит проблематичным. Следовательно, эти моды едва ли могут быть ответственны за обнаруженные фотосферные осцилляции (особенно в порах), что несколько противоречит выводам Фуджимуры и Цунеты [4].

Возбуждение ММЗ-мод. Проблема генерации ММЗ-мод в магнитных трубках рассматривалась многими авторами (см., например, [3, 6]). Один из наиболее интересных результатов этих исследований состоит в том, что под действием некоторого гармонического источника в магнитных трубках возбуждаются как вынужденные волны, частота которых определяется источником возбуждения, так и затухающие свободные колебания с частотой ω_s (явление волнового следа). Но, когда частота источника возмущений $\omega = \omega_s$, то на частоте ω_s возбуждаются только вынужденные незатухающие колебания. Поскольку в этом случае они не сопровождаются волновым следом [3], то их генерация в фотосфере должна происходить наиболее эффективно. Это предполагает, что резонансные ММЗ-колебания магнитных трубок будут обладать наибольшими амплитудами.

Выводы. Сформулируем основные результаты работы:

1. Пренебрежение силой тяжести в фотосфере Солнца при рассмотрении МГД-осцилляций магнитных трубок с периодами $T_p > 1$ мин может приводить к некорректным выводам.
2. Наблюдаемые на SOT/Hinode фазовые закономерности между возмущенными величинами пульсаций в порах и межгранульных магнитных элементах вызваны возбуждением резонансных ММЗ-колебаний.
3. В магнитных трубках солнечной фотосферы ММЗ-колебания с $T_p = 1 - 10$ мин генерируются наиболее эффективно.

1. Cranmer S.R. Coronal holes and the high-speed solar wind // Space Sci. Rev. – 2002. – V.101, N 3. – P.229–294. 2. Defouw R.J. Wave propagation along a magnetic tube // Astrophys. J. – 1976. – V.209, N 1. – P.266–269. 3. Erdelyi R., Hargreaves J. Wave propagation in steady stratified one-dimensional cylindrical waveguides // Astron. Astrophys. – 2008. – V.483, N 1. – P.285–295. 4. Fujimura D., Tsuneta S. Properties of magnetohydrodynamic waves in the solar photosphere obtained with Hinode // Astrophys. J. – 2009. – V.702, N 2. – P.1443–1457. 5. Klimchuk J.A. On Solving the coronal heating problem // Solar Phys. – 2006. – V.234, N 1. – P.41–77. 6. Musielak Z.E., Ulmschneider P. Atmospheric oscillations in solar magnetic flux tubes. I. Excitation by longitudinal tube waves and random pulses // Astron. Astrophys. – 2003. – V.400, N 2. – P.1057–1064. 7. Spruit H.C. Motion of magnetic flux tubes in the solar convection zone and chromosphere // Astron. Astrophys. – 1981. – V.98, N 1. – P.155–160.

ЕВОЛЮЦІЯ ЛОКАЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ У СОНЯЧНОМУ СПАЛАХУ 19 ЛИПНЯ 2000 Р.

Наведено результати спектрально-поляризаційних спостережень сонячного спалаху 19 липня 2000 р. балу М6.4/3В. Магнітні поля вимірювались по магніточутливих лініях FeI 5247.1 та 5250.2 Å; для оцінки немагнітних ефектів у цих лініях використовувалась лінія FeI 5123.7. Для оцінки локальних магнітних полів порівнювались розщеплення піків параметра Стокса V у вказаних вище магніточутливих лініях. Знайдено, що напруженість магнітного поля змінювалась впродовж спалаху немонотонно: вона була найбільшою в момент максимальної емісії в лінії H α .

The results of spectral-polarized observations of solar flare of July 19, 2000 are presented. Magnetic fields were measured by magnetosensitive lines FeI 5247.1 and 5250.2 Å; line FeI 5123.7 was used for correction of results taking into account of non-magnetic effects in these lines. For local magnetic field determination, the splitting of the Stokes V peaks were compared in above-named magnetosensitive lines. It was shown, that magnetic field strength changes non-monotonously during the flare: its maximum was at flare emission peak.

Вступ. Сонячні спалахи – спорадичні вибухоподібні процеси в атмосфері Сонця, джерелом енергії яких є магнітні поля. В процесі спалаху магнітна енергія трансформується у інші види енергій (електромагнітного випромінювання, теплових і турбулентних рухів плазми, прискорених часток, ударних хвиль, корональних викидів) і тому можна очікувати, що спалах має супроводжуватись зменшення напруженості магнітного поля і магнітної енергії в області його виникнення. Однак при спостереженнях цей ефект здебільшого або не виявляється, або ж існує лише в одній магнітній полярності, тоді як в іншій полярності він може бути навіть протилежний по знаку. Саме такі зміни зареєстровані з допомогою бортового магнітографа орбітальної обсерваторії SDO/HMT під час білого спалаху 12.06.2010 р. рентгенівського балу M2.0 [10]. За даними в лінії FeI 6173.34 $\pm$ 172 mÅ, в північній полярності спостерігалось ослаблення магнітного поля на 70 Гс, тоді як в південній – його підсилення на 180 Гс впродовж 6 хв. в максимумі спалаху. У спалаху 15.02.2011 балу X2.2 спостерігалось посилення поперечного магнітного поля на 70 % між двома спалаховими стрічками: поле зросло від 650 Гс до 1000 Гс на протязі 18 хвилин [12]. При цьому ріст магнітного поля співпав з максимумом потоку електронів з енергіями 50–100 кеВ, зареєстрованого апаратурою REXESS, а також рентгенівського потоку в області довжин хвиль 1–8 Å, зафіксованого на GOES. У іншому більш слабкому спалаху рентгенівського балу B1.0, що виник в активній області NOAA10953, стокс-метричні вимірювання в лініях FeI 6301.5 та 6302.5 з допомогою спектрополяриметра Hinode/SOT виявили ріст поздовжньої компоненти магнітного поля як перед спалахом, так і після його закінчення [11]. Спалах тривав всього 6 хвилин, а поздовжня компонента поля збільшилась на 200 Гс. Кут нахилу силових ліній поля перед спалахом зростав, а безпосередньо перед початком – падав.

Можливою причиною того, що очікуваний дефіцит магнітної енергії під час спалаху не виявляється, є невраховування чисто немагнітних (викликаних термодинамічними ефектами) змін профілів тих магніточутливих ліній, по яких міряється магнітне поле. У деяких випадках це може дати навіть фіктивну вимірювану магнітну полярність [4]. Крім того, часто аналізується лише поздовжня компонента поля, і до того ж – в наближенні однокомпонентної моделі. Водночас, на сьогодні вже не викликає сумніву, що магнітні поля в активних і спокійних областях є суттєво структурованими: вони включають як мінімум одну маломасштабну компоненту (яка при сучасному рівні просторового розділення завжди виступає як субтелескопічна, з характерним розміром елементів ≤ 100 км), і ще одну більш крупномасштабну, фонову [6]. У такому разі, вимірювання в наближенні однокомпонентної моделі дають скоріше магнітний потік, а не напруженість магнітного поля. Для визначення локальних магнітних полів, що відповідають елементам субтелескопічної структури, слід використовувати спеціальні методи; такі методи для випадку спалахів запропоновані в роботах [5, 6, 8, 9].

У даній роботі аналізуються нові спостережні дані, що стосуються доволі потужного сонячного спалаху в активній області NOAA 9077. Саме ця область 14 липня 2000 р. дала винятково геоэффективний спалах балу X5.7/3В, відомий як "спалах дня Бастилії".

Спостережний матеріал і методика вимірювання магнітних полів. Сонячний спалах 19 липня 2000 р. балу M6.4/3В спостерігався на ешеліному спектрографі горизонтального сонячного телескопа Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка [2]. Впродовж 6^h54^m–8^h30^m UT отримано 10 зєсман-спектрограм спалаху, які дозволяють аналізувати $\pm V$ профілі багатьох магніточутливих ліній для всіх фаз спалаху – від його початку до кінця.

Для вимірювання магнітних полів використовувались магніточутливі лінії FeI 5247.1 та 5250.2 Å з ефективними факторами Ланде $g_{\text{eff}} = 2.0$ та 3.0 , відповідно. Немагнітні ефекти в цих лініях оцінювались по лінії FeI 5123.7, у якій $g_{\text{eff}} = 0.0$. Магнітні поля вимірювались трьома методами.

1. Спершу величина поля визначалась методом "центрів ваги". Вимірювання цим методом є традиційними і найбільш простими: вимірюється відносний зсув вздовж довжин хвиль профіля лінії $I+V$ відносно профіля $I-V$. Цей зсув звичайно трактується як результат подвійного зєсманівського розщеплення $2\Delta\lambda_D$ і виражається у величинах напруженості магнітного поля. Метод "центрів ваги" по суті є еквівалентним магнітографічному методу, але позбавленим похибок, пов'язаних з непостійністю коефіцієнта поглинання і доплерівської ширини при переході від одного місця на Сонці до іншого. Дійсно, у магнітографічному методі напруженість магнітного поля визначається не безпосередньо по зєсманівському розщепленню, а непрямим чином – по інтенсивності циркулярно або лінійно поляризованого світла в крилах магніточутливої лінії. Щоб цю інтенсивність виразити у величинах магнітних напруженостей або індукцій, слід використати якусь модель атмосфери, наприклад модель спокійної атмосфери, модель плями або спалаху. Але в цих моделях одному й тому ж однорідному магнітному полю відповідають різні рівні інтенсивності

поляризованого випромінювання. Тобто, фактично, вимірювання на магнітографі, прокалібровані в області спокійної атмосфери (що звичайно і робиться на практиці), вже інакше слід калібрувати в області плями чи спалаху. Відповідні похибки можуть досягати рівня десятків і сотень процентів. Ще 45 років тому акад. Сєверний А. Б. показав [7], що навіть для сонячних плям (без спалахів) фактично не існує єдиної калібровочної залежності магнітографа: прокалібровані сигнали магнітографа і прямі спектральні вимірювання дають розбіжність до 200–300 %. Тобто, в області сонячних плям магнітограф фактично непридатний для кількісного визначення величини магнітного поля. У цих місцях на Сонці більш надійні дані можна отримати на основі спектральних вимірювань.

2. Локальні магнітні поля оцінювались також методом, викладеним в роботі [8] – на основі порівняння картин розщеплення ліній FeI 5247.1 та 5250.2 Å. Ці лінії мають великі фактори Ланде і при магнітних полях в межах 1200–2300 Гс мають часткове розщеплення σ -компонент, а при полях > 2500 Гс – майже повне або повне (різне для різних ліній). Лінія FeI 5250.2 з більшим фактором Ланде (3.0) повністю розділяє свої σ -компоненти тоді, коли лінія FeI 5247.1 має ще частково перекриті σ -компоненти. Якщо розглядати розщеплення піків параметра Стокса V , величину $\Delta\lambda_V$, то у лінії FeI 5250.2 вона швидше наближається до подвійного зєєманівського розщеплення $2\Delta\lambda_H$, ніж у другій лінії. Вимірюючи співвідношення спостережених величин $\Delta\lambda_V$ по цих лініях, можна по відповідній калібровочній залежності оцінити величину $2\Delta\lambda_H$, а отже і напруженість магнітного поля.

3. Третій метод також базується на вимірюваннях розщеплення піків параметра Стокса V , але лише однієї лінії FeI 5250.2 Å. Він застосовний тоді, коли розподіл параметра V з довжиною хвилі має точку перегину поблизу центру лінії. Така особливість, теоретично, виникає у випадку, коли σ -компоненти цієї лінії повністю розділились і тоді $\lambda_V(525.02) = 2\Delta\lambda_H$. Вимірюючи з спостережень $\lambda_V(525.02)$, знаходимо $\Delta\lambda_H$, а отже і величину магнітного поля.

Результати та їх обговорення. Був досліджений яскравий вузлик спалаху, що розташовувався в області північної сонячної плями, де виміряні методом "центрів ваги" магнітні поля були в межах 410–1250 Гс. Фактично це деякі усереднені по площі східної щільності ефективні магнітні поля, які у випадку однорідного магнітного поля мали б бути близькими до поздовжньої компоненти $B_{\parallel}$. Якби у дослідженому місці магнітне поле було дійсно квазіоднорідним, то дані по лініях FeI 5247.1 та 5250.2 Å добре узгоджувались би між собою, оскільки ці лінії мають близькі висоти формування в атмосфері і температурні чутливості. Насправді ж, виявлено кілька ефектів, які вказують на більш складну (мінімум – двокомпонентну) структуру магнітного поля і на те, що дійсні індукції там були більше 1250 Гс.

Зокрема, знайдено, що відношення нормованих на фактор Ланде амплітуд параметра Стокса V , а саме $2V_m(5250.2)/3V_m(5247.1)$, було в межах 0.84–0.93, тоді як при помірного квазіоднорідному полі це відношення мало б бути близьким до одиниці. Аналогічно, відношення розщеплень піків параметра V , $\lambda_V(525.02)/\Delta\lambda_V(524.71)$, тоді також мало б бути близьким до одиниці; насправді ж у спалаху воно було в межах 1.17–1.30 (Табл. 1).

Таблиця 1

Спостережені параметри ліній FeI 5247.1 та 5250.2 Å для різних моментів дослідженого спалаху

Час (UT) h m	Фаза спалаху	$\Delta\lambda_{1/2}$ (mÅ)		$\Delta\lambda_V$ (mÅ)	
		FeI 5247.1	FeI 5250.2	FeI 5247.1	FeI 5250.2
6 54	Початок	190	210	180	220
7 21	Максимум – 10 ^m	160	170	160	200
7 31	Максимум	170	210	200	260
7 43	Максимум + 12 ^m	180	210	170	220
8 06	Згасання	150	170	140	170

Оцінка локальних магнітних полів виконувалась двома зазначеними вище методами. По-перше, використовувався метод аналізу відношення $\lambda_V(525.02)/\Delta\lambda_V(524.71)$, викладений в роботі [8]. Однак, на відміну від вказаної роботи, доплерівська ширина $\Delta\lambda_D$ вважалась не постійною з розвитком спалаху, а такою, зміна якої з часом відповідає зміні спектральної ширини $\Delta\lambda_{1/2}$ немагнітної лінії FeI 5123.7. Оскільки при цьому магнітне поле припускалось поздовжнім і однаковим по перерізу можливих субтелескопічних структур, відповідні оцінки дають нижню межу $B_{\min}$ дійсних значень B_{true} магнітного поля.

По-друге, була зроблена оцінка і верхньої межі $B_{\max}$ магнітного поля. Оскільки було виявлено, що спостережені профілі параметра Стокса V для лінії FeI 5250.2 Å мають біля її центру точку перегину, то можна було вважати, що для цієї лінії настало майже повне розділення зєєманівських π - та σ -компонент. Тоді для визначення $B_{\max}$ можна просто вважати, що $\lambda_V(525.02) = 2\Delta\lambda_H$.

Якщо вважати, що дійсне значення магнітного поля B_{true} має бути близьким до середнього між $B_{\min}$ та $B_{\max}$, то отримуємо 2300 Гс в початковий момент спалаху 6^h54^m, 2760 Гс в його максимумі (7^h31^m) та 1700 Гс – в кінці (8^h06^m) – Рис. 1. Таким чином, наші спостереження на новому спектральному матеріалі підтверджують висновки робіт [1, 3, 8] про те, що локальні магнітні поля підсилюються в максимальній фазі сонячних спалахів.

Оцінювався також фактор заповнення α апертури магнітними елементами в припущенні, що вклад фонового поля у виміряне розщеплення був набагато менший, ніж вклад сильних субтелескопічних полів. Тоді $\alpha \approx B_{\parallel}(5247.1)/B_{\text{true}}$ [8]. Знайдені таким чином величини (нижня крива на рисунку) вказують на різке падіння фактора заповнення у максимумі спалаху – від 0.6 до 0.3 (тобто у 2 рази) на протязі всього 10 хв. Це може відображати швидке "знищення" енергії магнітного поля саме у маломасштабних структурах. Раніше подібний ефект відмічався в роботі [8], але там зменшення фактора заповнення було практично монотонним, на протязі приблизно 30 хв спалаху. Можливо, різні спалахи дійсно суттєво відрізняються за темпами вивільнення в них магнітної енергії. Це слід перевірити у майбутньому на новому спостережному матеріалі.

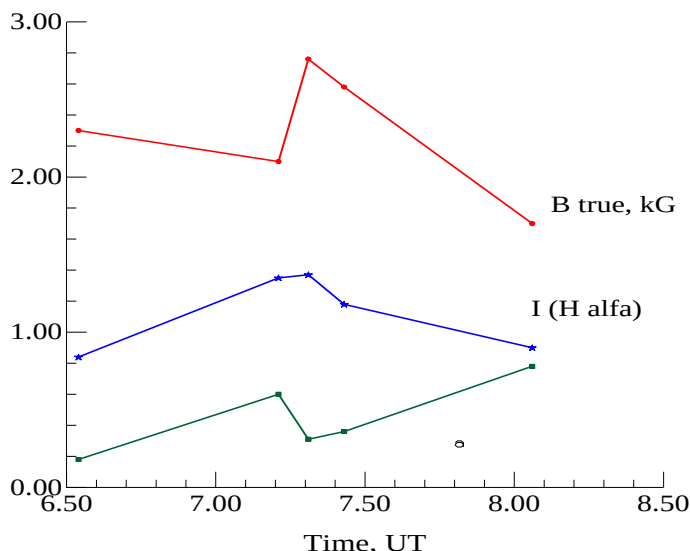


Рис. 1. Співставлення для дослідженого спалаху вимірювань локального магнітного поля B_{true} , (у кілогаусах), інтенсивності в лінії $H\alpha$ відносно локального континууму, позначеної I ($H\alpha$), та фактора заповнення (короткі штрихи, нижня крива).

1. Кондрашова Н.Н., Хоменко Е.В. Изменение физического состояния фотосферы в течение микровспышки // Збірка тез доповідей Міжнародної конференції, присвяченої пам'яті П.Р.Романчука, Київ, 24–27 травня 2011 р., КНУ ім. Тараса Шевченка. – С. 23–24. 2. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лозицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестник Киевского ун-та. Астрономия. – 1980. – Вып. 22. – С.48–56. 3. Курочка Е.В., Лозицкий В.Г., Осыка О.Б. Временные изменения физических условий в фотосферных слоях солнечной вспышки // Кинематика и физика небесных тел – 2008. – Т.24. – № 4. – С.308–320. 4. Лозицкая Н.И., Лозицкий В.Г. Существуют ли "магнитные транзиенты" в солнечных вспышках? // Письма в Астрон. журн. – 1982. – Т.8, № 8. – С.500–505. 5. Лозицкий В.Г. Магнитные поля и профили линий FeI в большой солнечной вспышке 28 октября 2003 г. // Письма в Астрономический журнал. – 2009. – Т.35, № 2. – С. 154–160. 6. Лозицкий В.Г. Сильные магнитные поля в мелкомаштабных структурах и вспышках на Солнце. Дис. доктора ф.-м. наук: 01.03.03 – Киев, 2003. – 299с. 7. Северный А.Б. Калибровка сигналов магнитного поля солнечного магнитографа // 1967. – Известия КРАО. – Т. 36. – С. 22–50. 8. Lozitska N., Lozitskij V. Small-scale magnetic fluxtube diagnostics in a solar flare // Solar Physics. – 1994. Vol.151, № 2. – P.319–331. 9. Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M. Observations of magnetic field evolution in a solar flare // Solar Physics. – 2000. – Vol.191, № 1. – P. 171–183. 10. Martinez Oliveros J.S., Convidat S., Schou J., Krucker S., et al. Imaging spectroscopy of a white - light solar flare / Solar Phys. – 2011. – V.269, N2. – P.269–281. 11. Wang S., Liu C., Liu R., Deng N., Liu Y., Wang H. First flare-related rapid change of photospheric magnetic field observed by Solar Dynamic Observatory. arXiv:1103.0027v [astro-ph.SR]28Feb.2011.

Надійшла до редколегії 24.06.11

УДК 521.852

В. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб., В. Вербінська, студ.

ТЕЛЕВІЗІЙНІ СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПОКРИТЬ МІСЯЦЕМ ТІСНИХ ПОДВІЙНИХ ЗІР

Наведені результати досліджень ефективності реєстрації покрив Місяцем тісних подвійних зір. Ефективність реєстрації подвійності зір телевізійними системами аналізувалася методом статистичного моделювання. При обчисленні враховувалися дифракційні ефекти, геометричні та фотометричні характеристики подвійних зір та випадковий зсув моменту покриття відносно початку телевізійного кадру. Характеристики шумів зображень зір та фону неба вибиралися з параметрів шумів при реальних спостереженнях покривів зір телевізійним комплексом "Спалах". Успішність реєстрації подвійності визначалася автоматично за статистичним критерієм.

В результаті обчислень отримані залежності ефективності реєстрації подвійності зір від фотометричних і геометричних параметрів подвійної системи та обставин покриття. Показана також істотна ефективність виявлення подвійності навіть для гранично слабких зір, які використовуються при подібних спостереженнях.

The registration efficiency studies of the close binary stars occultation by Moon are presented. The registration efficiency of the television complex was analyzed by the statistical simulation method. The diffraction effects, geometric and photometric binary star parameters and random shift occultation moment of the exposition beginning were taken into the account in calculations. Noise parameters of the star image and background were selected according to the television complex "Spalakh" noise characteristics. The success of the registration was determined automatically with the help of the statistic criterion.

The dependences of the star duplicity registration efficiency on the photometric and geometric parameters of the binary stars and occultation conditions were obtained. The considerable efficiency of the duplicity detection even for the limited faint stars, which were used during our observations, takes place.

Вступ. В 2013 р. планується запуск астрометричної місії GAIA [1]. На протязі 5 років роботи цієї місії очікується отримання положень та власних рухів великої кількості зір з безпрецедентною точністю. Для успішного виконання поставлених задач бажано наперед знати про подвійність (або кратність) зір, щоб врахувати це при обробці. Особливу увагу слід звернути на тісні пари, які не можуть бути розділені при телескопічних спостереженнях. Один із методів виявлення таких пар – це спостереження покривів зір Місяцем. Такі спостереження доступні широкому колу як професійних астрономів, так і аматорів. При наявності телевізійної камери з'являється принципова можливість реєструвати подвійність зір з відстанню між компонентами 40 mas і менше. Такі оцінки впливають з розділення по часовій шкалі, що відповідає двом повним телевізійним кадрам при стандартній телевізійній частоті

кадрів 25 Гц. Для зір з відомою подвійністю цей метод дозволяє з високою точністю оцінювати проекції відстані між компонентами на напрямку руху Місяця.

В астрономічній обсерваторії Київського національного університету з 2003 р. експлуатується телевізійний комплекс "Спалах" [2, 3], який призначений в першу чергу для спостережень покрить зір Місяцем. За цей час за його допомогою було зареєстровано кілька покрить подвійних зір. Цей факт свідчить про можливість проведення досліджень параметрів подвійних зір з телевізійним комплексом. Для таких задач було б корисно подивитися ефективність телевізійної системи для успішного розділення компонент. На жаль суто теоретичний підхід до оцінки ефективності практично неможливий через велику залежність якості вимірюваного фотометричного сигналу для покриття подвійної зорі від стану атмосфери та інших параметрів, які важко врахувати аналітично. Тому для досліджень ефективності телевізійного методу було вирішено скористатися методом статистичних випробувань, які дозволяють враховувати випадкові чинники на результат вимірювань.

Теоретичні аспекти спостереження покрить подвійних зір. Для коректного моделювання фотометричної кривої покриття подвійної зорі потрібно враховувати дифракційні ефекти, які супроводжують ці явища. Теорія дифракції Френеля дає наступний вираз для кривої блиску об'єкта під час покриття [4]:

$$I(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\varphi \int_{-R}^{+R} dl \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int_{-\Delta\tau}^0 F(w) \Omega(\varphi) O(l) E(\lambda) T(\tau) d\tau + I_b, \quad (1)$$

де $T(\tau)$ – часовий відгук приймача в межах його часового розділення $\Delta\tau$, $E(\lambda)$ – розподіл спектральної яскравості у зображенні зоря як системи зоря + приймач + фільтр + телескоп + атмосфера в межах полоси пропускання $\lambda_1 - \lambda_2$, $O(l)$ – апертура телескопа вдовж напрямку руху Місяця, R – радіус дзеркала телескопа, $\Omega(\varphi)$ – профіль яскравості джерела випромінювання вдовж напрямку руху Місяця (стріп - розподіл), I_b – стала адитивна величина, яка задається яскравістю фону, $F(w)$ – дифракційна картина від точкового монохроматичного джерела. Функція $F(w)$ визначається через інтеграли Френеля $S(w)$ і $C(w)$ для безрозмірної величини w .

Для подвійних зір $\Omega(\varphi)$ – профіль яскравості джерела випромінювання вдовж напрямку руху Місяця можна записати як суму двох доданків від кожної з компонент $\Omega_1(\varphi) + \Omega_2(\varphi)$:

$$I(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\varphi \int_{-R}^{+R} dl \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int_{-\Delta\tau}^0 F(w) (\Omega_1(\varphi) + \Omega_2(\varphi)) O(l) E(\lambda, \varphi) T(\tau) d\tau + I_b \quad (2)$$

Строго кажучи, в такому запису спектральний розподіл яскравості буде залежати і від координати φ , але розрахунки показують слабку залежність від спектрального класу зорі. Різниця інтенсивностей не перевищує 3 % від рівня сигналу без дифракційних явищ, що є за межею звичайної точності фотометрії з короткими експозиціями. Крім того, вона осцилює, що при інтегруванні по часу експозиції ще додатково зменшить різницю інтенсивностей. Виходячи з цього, можна наближено записати

$$I(t) = I_1(t) + I_2(t) + I_b, \quad (3)$$

де $I_1(t)$, $I_2(t)$ – інтеграли виду (1) для кожної з компонент. Тому можна порахувати дифракційну картину для кожної з компонент, а потім їх додати, враховуючи часовий (просторовий) зсув між компонентами. Це дозволить значно скоротити об'єм обчислень для розрахунків дифракційної картини від подвійних зір.

Обставини покриття подвійної зорі показані на рис. 1. Тут точки S_1 , S_2 – компоненти подвійної зорі. Пряма S_1K – положення краю Місяця у момент покриття першого компонента (її позиційний кут T). Місяць рухається зі швидкістю V у напрямку з позиційним кутом M . Відстань другого компоненту від краю Місяця $\rho = S_2O$. Вона формує вигляд дифракційної картини на поверхні Землі, і є кутовою відстанню розділення, яке можна безпосередньо визначити зі спостережень. Якщо знехтувати нерівностями краю Місяця і відмінністю фігури Місяця від сфери, то в першому наближенні ця відстань дорівнює:

$$\rho = R \cos(\theta - P) \quad (4)$$

Кут θ дорівнює позиційному куту подвійної зорі, якщо першою покривається головний компонент, і позиційному куту $\pm \pi$, якщо покривається спочатку супутник. Ділянка лімба Місяця, яка покриває другий компонент подвійної зорі переміщується вздовж лінії KS_2 . Кут $\alpha = 90^\circ - M + T$ називається кутом контакту, і наводиться в ефемеридах покрить. Час між моментами покрить τ дорівнює

$$\tau = \frac{\rho}{V \cos \alpha} = \frac{R \cos(\theta - P)}{V \cos \alpha} \quad (5)$$

Якщо не враховувати профіль крайової зони, то $T = P - 90^\circ$, де P – ефемеридний позиційний кут покриття. Кут M коливається в невеликих межах біля 90° , і для статистичних досліджень його будемо вважати рівним точно 90° , що не вплине на основні висновки. В межах цих припущень кут α дорівнює куту T .

Модельні розрахунки. Робота складалася з декількох етапів. На першому етапі були порашовані дифракційні картини від точкових джерел, які мали розподіл інтенсивності в спектрі, який відповідав типовій зорі спектральних класів [B0 A0 F0 G0 K0 M0] при реєстрації телевізійним приймачем з фільтрами, з врахуванням прозорості атмосфери та відбиття дзеркалами телескопу. Оскільки дифракційні картини мало залежать від спектрального класу зір, то в подальших розрахунках всі обчислення виконані для зір спектрального класу G0. Далі з отриманих розрахунків для точкових об'єктів інтегруванням отримувалися дифракційні картини для одиночних зір кінцевого розміру. Діаметри зір вибиралися з набору [0.05; 0.02; 0.01; 0.005; 0.002; 0.001] (секунди дуги).

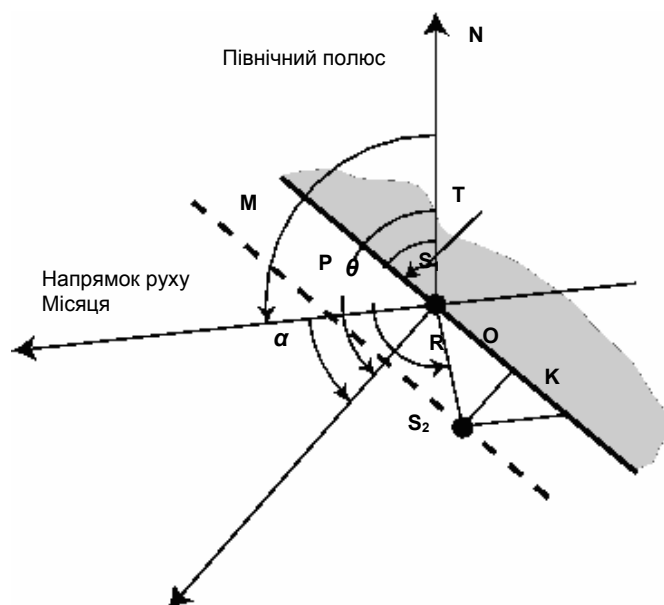


Рис. 1. Обставини покриття подвійної зорі Місяцем.

На базі отриманих дифракційних картин розраховувалися теоретичні криві покриття тісних пар зір, з параметрами:

- фільтр;
- α – кут контакту в межах $0-80^\circ$ (оскільки в формули він входить у вигляді парної функції $\cos \alpha$, то аналогічний результат буде і для від'ємних значень кута);
- R – відстань між компонентами (нас цікавлять в першу чергу тісні пари з $R \leq 0.5''$);
- доля в загальній яскравості пари першого (по порядку покриття) компонента;
- різниця кутів $\theta-T$;
- діаметр зір з набору [0.05; 0.02; 0.01; 0.005; 0.002; 0.001];

Всі криві розраховувалися одночасно для 10 значень Δt зсуву моменту покриття першого компонента [0, 4, 8, 12, 16, 20, 24, 28, 32, 36] мс від початку кадру. Наступним етапом за теоретичною кривою покриття, яка обиралася випадковим чином з 10 теоретичних кривих для різних значень зсуву Δt , методом статистичних випробувань будувалися реалізації кривих з урахуванням даних про шуми фотометричних кривих. При цьому задавалася зоряна величина пари.

В реальних умовах спостережень фотометрична крива покриття отримується зі значними похибками. Це пов'язано із статистичними шумами вимірюваного сигналу і шумами фотоприймача. Наявність похибок буде впливати на значення інтенсивностей окремих відліків, а значить і можливість виявити ділянку з проміжною інтенсивністю. Будемо вважати фотоприймач лінійною системою, а шуми в зображенні адитивними і такими, які мають розподіл за нормальним законом. Тоді можна скористатися методом генерації випадкового сигналу для фотометричної кривої покриття, який описаний в роботі [5]. В якості критерію спостереження подвійної зорі була використана ознака наявності в фотометричній кривій сигналу з проміжним рівнем інтенсивності. При цьому перевірялася, статистична гіпотеза про те, що рівень сигналу на ділянці з проміжною інтенсивністю з імовірністю більшою, ніж 95 % відрізняється від рівню сигналу до покриття і після нього. Причому всі рівні сигналу розраховувалися для конкретної статистичної реалізації фотометричних відліків кривої покриття, а не використовувалися відомі теоретичні значення. Рис.2 демонструє приклади генерації фотометричних кривих з однаковими параметрами подвійної зорі для різних рівнів шумів. У випадку (а) застосування статистичного критерію вказало на наявність подвійності, а у випадку (б) ознак подвійності не знайдено. В обох випадках рівень фону дорівнює 0, що відповідає загальній практиці віднімання фону при обробці, а інтенсивності сигналу від зір до покриття прийняті за 1.

Розрахунки показали слабку залежність ймовірності підтвердження подвійності від діаметру зорі, тому в подальшому для визначеності було обрано діаметр $0.005''$, для якого виконані всі подальші обчислення. На рис. 3 показана типова залежність імовірності від долі в загальній яскравості першого компонента I_1 . З рисунка видно, що максимум імовірності припадає на значення $I_1=0.6$. Імовірність підтвердження подвійності є достатньо високою і слабо змінюється для значень I_1 в діапазоні $0.4-0.8$. Така несиметричність викликана тим, що при однаковому рівні шумів проміжний рівень на фотометричній кривій виявити простіше, коли цей проміжний рівень вищий. Далі із збільшенням різниці в яскравостях між компонентами, імовірність виявити подвійність починає швидко зменшуватися.

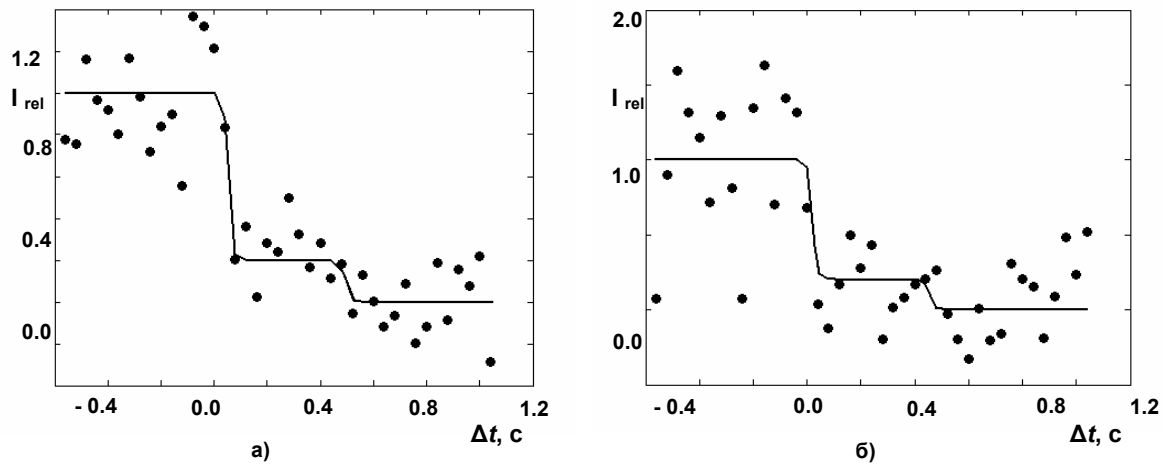


Рис. 2. Моделювання спостережень покриття подвійної зорі телевізійним комплексом
а) випадок з підтвердженою подвійністю зорі; б) випадок з не підтвердженою подвійністю зорі.
Суцільна лінія – математичне очікування фотометричного сигналу, точки – реалізація вимірювань при наявності шумів. Час відраховується від моменту покриття першого компонента.



Рис. 3. Залежність імовірності підтвердження подвійності зорі від долі в загальному блиску першого компонента.
Розрахунки для зорі спектрального класу G0, 9^m, проекція відстані між компонентами $\rho = 0.01''$, $\alpha = 30^\circ$, фільтр R.

На рис. 4 показана залежність імовірності реєстрації від зоряної величини пари. Загальна тенденція цілком очевидна: імовірність реєстрації зменшується при збільшенні зоряної величини пари. Проте імовірність реєстрації досить велика при рівних яскравостях компонент навіть для слабких зір, і швидко зменшується при збільшенні різниці блиску компонент для слабких зір.

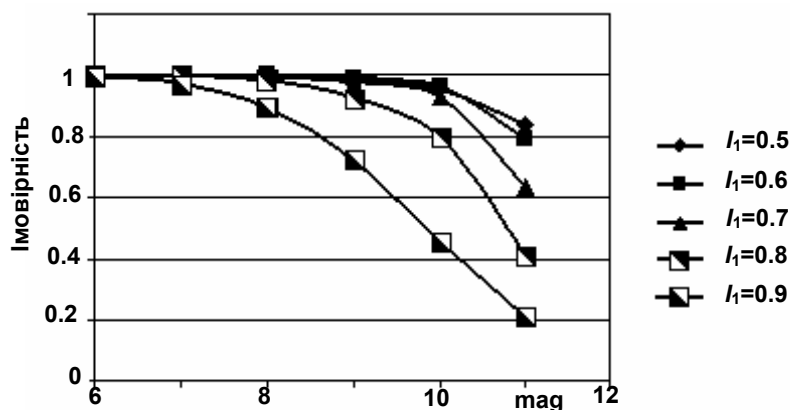


Рис. 4. Залежність імовірності реєстрації подвійної зорі від зоряної величини пари для різних значень вкладу першого компонента в загальну яскравість пари. Розрахунки для $\rho = 0.3''$, $\alpha = 40^\circ$, фільтр R.

Висновки:

1. Телевізійні спостереження мають принципові можливості по знаходженню подвійних зір із значущою імовірністю навіть на гранично малих кутових відстанях, які відповідає відстані розділення до 40 mas, за фотометричними кривими покриття.
2. Для яскравих зір імовірність реєстрації подвійності мало залежить від інших параметрів і не опускається нижче 0.8.

3. Для слабких зір імовірність реєстрації сильно залежить від частки в яскравості зорі другого компонента. Вона різко зменшується зі зменшенням такої долі. При однаковому блиску компонент імовірність реєстрації зберігається на прийнятному рівні 0.8 навіть для гранично слабких зір.

1. F. Mignard and S. Roeser Space Astrometry Missions GAIA: A European Space Project // O. Bienaymé and C. Turon (eds). EAS Publications Series, Vol. 2, 2002. – P. 69–90. 2. V.V. Kleshchonok The "Spalakh" astronomical television system // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Supplement. 2005. – №5. – P.409–412. 3. V.V. Kleshchonok, M.I. Buromsky. Observations of stars occultations by the Moon with the "Spalakh" television system // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Supplement. №5, 2005. P.405–408. 4. A. Richichi Model-independent retrieval of brightness profiles from lunar occultation lightcurves in the near infrared domain // Astron. and Astrophys. – 1989. – V. 266. – P. 366–372. 5. В.В.Клещонок Учет дифракционных явлений при обработке телевизионных наблюдений покрытий звезд Луной // Кинем. и физика небесн. тел. 2008. – Т.27, №1. – С. 71–80.

Надійшла до редколегії 24.06.11

УДК. 523.98

А. Логинов, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб., В. Криводубский, д-р фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб., Н. Сальников, канд. тех. наук, ст. наук. співроб., О. Черемных, д-р фіз.-мат. наук, проф.

О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ТЕЧЕНИЙ НА СОЛНЦЕ

В рамках раніше запропонованої авторами гідродинамічної моделі вдалося об'єднати явища і процеси, які іншими дослідниками вивчалися як незалежні і найчастіше пов'язувались з проявом дії глобального магнітного поля на сонячну плазму. З'ясувалося, що в рамках нашої моделі часові варіації швидкості меридіональної циркуляції і торсійних коливань Сонця є полоїдальними і тороїдальними компонентами однієї тривимірної гідродинамічної течії.

In the framework of the hydrodynamic model previously proposed by the authors, the phenomena and processes that have been studied by other researchers as independent, and often were associated with the action of the global magnetic field on the solar plasma, are shown to be connected. It turned out that in our model the time variations of the speed of the meridional circulation and torsional oscillations of the Sun are the poloidal and toroidal components of a particular three-dimensional hydrodynamic flow.

Вступление. Меридиональные течения в солнечных глубинах в последнее время оказались в центре внимания наблюдателей и теоретиков. До появления гелиосейсмологических методов исследования солнечных недр наблюдение меридиональной циркуляции вещества ограничивалось поверхностными слоями, где она определялась путем отслеживания движений магнитных элементов [1–3] или прямыми спектральными измерениями доплеровских скоростей [4, 5]. Это поверхностное течение плазмы направлено от экватора к полюсам в обоих полушариях, при этом амплитуда его скорости достигает порядка нескольких десятков метров в секунду. Впервые в подповерхностных слоях до глубин около 30 тыс. км направленное к полюсу течение вещества было определено с помощью методов локальной гелиосейсмологии [6]. Условие сохранения массы вещества налагает требование существования в более глубоких слоях противоположно направленного глобального течения. В этом случае для замыкания меридиональной циркуляции вещество возле полюсов должно опускаться вниз, тогда как вблизи экватора – подниматься к поверхности. Однако для описания амплитуды и структуры глубинного течения в настоящее время нет "належного" физического механизма. Поэтому при построении картины глобальной циркуляции в солнечной конвективной зоне (СКЗ) особые надежды возлагаются на методы численного моделирования течений с привлечением методик локальной гелиосейсмологии [7, 8]. Физический механизм глобальной циркуляции имеет фундаментальное значение, поскольку она играет важную роль во многих современных теориях магнитогидродинамических процессов в недрах Солнца. В частности, она важна в динамо-процессах, ответственных за солнечный магнитный цикл [9, 10].

Моделирование полоидального и тороидального глобальных течений. Вопросу разработки моделей глобального течения Солнца посвящены наши последние исследования [11, 12]. В работе [11] был предложен и обоснован физический механизм возникновения полоидального (меридионального) течения вещества в виде вихрей Тейлора из-за потери устойчивости дифференциального вращения Солнца, сведения о котором брались из гелиосейсмических экспериментов [13]. Простая математическая модель [12] реализации предложенного гидродинамического механизма позволяет рассчитывать пространственный вид и эволюцию во времени возбуждаемого полоидального течения. Настоящая работа посвящена изучению структуры гидродинамических течений и их сравнению с данными гелиосейсмических экспериментов о глубинных течениях Солнца. Нами было проведено моделирование трехмерного течения вещества в СКЗ. Основное внимание при моделировании уделялось временному и пространственному поведению полоидальной и тороидальной компонент течения. В результате расчетов было получено численное решение в виде 18 линейно независимых пространственных мод, каждая из которых имеет свой характер временного развития. Полученные решения можно разбить на две группы: антисимметричные и симметричные моды относительно плоскости экватора. В свою очередь, каждую из групп можно разделить на две подгруппы мод: постоянно растущие и колебательные с нарастающей во времени амплитудой.

На рис. 1 и 2 приведена, как пример, одна из антисимметричных постоянно нарастающих мод – полоидальная и тороидальная компоненты глобального поля скоростей. Проанализируем вначале полоидальную компоненту (рис. 1). Ввиду линейности рассматриваемой модели мы можем говорить только о частотах колебаний и времени нарастания для каждой моды, зависимости относительной амплитуды скорости от полярного угла θ (в сферической системе координат) и относительного радиуса R/R_* (R_* – радиус Солнца) в СКЗ. В результате моделирования было найдено, что в каждом полушарии для рассматриваемой полоидальной компоненты существует три области меридиональных течений (вихревых движений) (рис. 1а). При этом первые два от поверхности вихря имеют по две оси, вокруг которых происходят локальные циркуляции. В верхней вихревой области течение вещества в поверхностных слоях направлено от экватора к полюсу, возле которого вещество опускается, тогда как в нижней ее части вещество возвращается к экватору и поднимается вверх. Стрелками показано направление течения. Видно, что в полярном домене (лежащем в угловом интервале $0 - 45^\circ$) течением охвачены солнечные слои до глубин около 140 тыс. км, при этом направленное к полюсу течение прости-

рается до глубин ≈ 70 тыс. км. В более глубоких слоях (от 70 до 140 тыс. км) течение меняет свое направление на противоположное – к экватору. В приэкваториальном домене (в интервале $45 - 90^\circ$) радиальная протяженность верхней вихревой области сужается до глубины ≈ 70 тыс. км, а направленное к полюсу течение простирается до меньшей глубины: ≈ 35 тыс. км. Таким образом, рассчитанное нами меридиональное течение в подповерхностных слоях согласуется с данными гелиосейсмологии о направлении течения от экватора к полюсам до глубин ≈ 30 тыс. км [6, 13, 14]. На рис.1б приведено трехмерное распределение относительной амплитуды скалярной функции тока. Напомним, что течение вещества происходит вдоль линий уровня (линий постоянного значения) функции тока (замкнутые линии на рис. 1 а и 3 а), а величина скорости течения и его направление (направление стрелок на рис. 1 а и 3 а) определяется направлением и модулем градиента функции тока. Относительная амплитуда скорости поверхностного полоидального течения имеет волнообразную зависимость от полярного угла (рис. 1 в). При этом в северном и южном полушариях течения направлены в противоположные стороны.

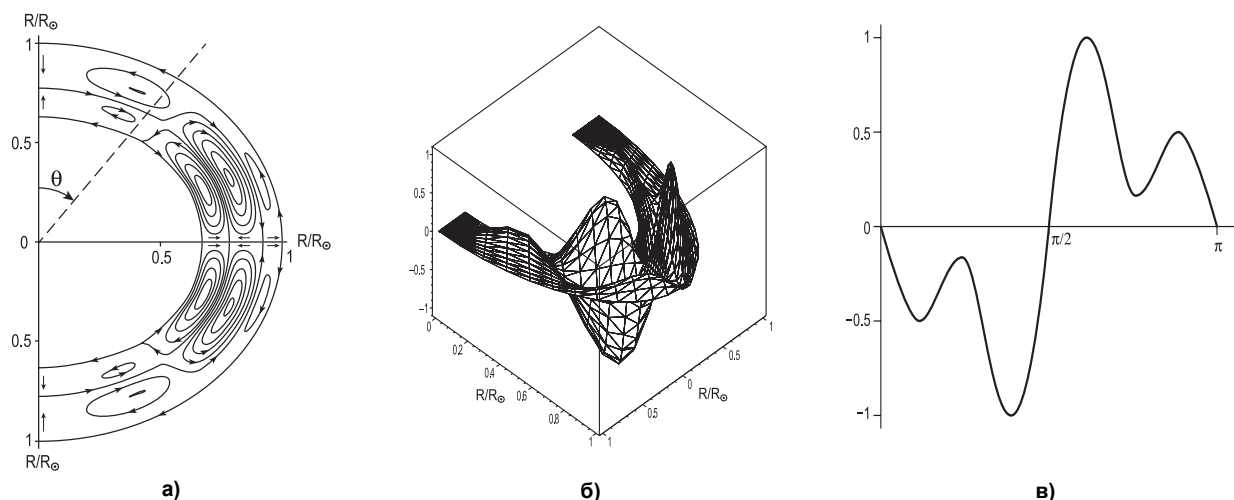


Рис. 1. Полоидальная компонента постоянно нарастающей антисимметричной моды: а) линии тока; б) трехмерное изображение относительной амплитуды скалярной функции тока; в) зависимость относительной амплитуды скорости полоидального течения на поверхности Солнца от полярного угла θ .

Рассмотрим теперь тороидальную компоненту антисимметричной моды глобального течения – скорость v_ϕ (рис. 2). Видно, что структура течений тороидальной компоненты симметрична относительно экватора. Скорость v_ϕ на поверхности (рис. 2 в) описывает тонкую структуру поверхностного азимутального (тороидального) вращения – его "полосатость", которая для этой моды вряд ли может быть обнаружена из наблюдений на фоне основного течения Солнца.

Перейдем к анализу симметричной колебательной моды с нарастающей во времени амплитудой (рис. 3 и 4), период колебаний которой, согласно нашим расчетам, составляет около 20 лет. Полоидальная компонента симметричной моды демонстрирует неожиданный эффект поведения, а именно, меридиональные потоки в подповерхностных слоях экваториального домена (в широтном интервале $\pm 20^\circ$) при переходе из южного полушария в северное на экваторе *не спадают до нуля*. На поверхности поток через экватор сохраняет направление к северному полюсу, тогда как на глубине около 50 тыс. км он меняет направление в противоположную сторону – к южному полюсу (рис. 3 а). Подобный эффект меридионального течения был обнаружен раньше наблюдателями [6, 15]. В работе [6] показано, что рассчитанное методом гелиосейсмической томографии меридиональное поле скоростей во внешних подфотосферных слоях совпадает с наблюдаемой картиной этого течения на солнечной поверхности. При этом был выявлен эффект меридионального течения через экватор. Позже [15] в результате обработки данных спектроскопических наблюдений (полученных с помощью прибора Michelson Doppler Imager, установленного на борту космической станции SOHO) было подтверждено наличие в подповерхностных слоях отличного от нуля меридионального потока, пересекающего экватор. Однако авторы цитируемых работ подвергли сомнению свой неожиданный результат, сославшись на то, что он может быть артефактом ошибок измерительной аппаратуры при разных позиционных углах наблюдений. Мы же считаем, что полученная нами путем численного моделирования картина глобального течения, в которой при переходе из южного полушария в северное скорость меридиональной циркуляции в подповерхностных слоях отлична от нуля, служит аргументом в пользу цитируемых наблюдательных данных [15], выведенных из прямых спектроскопических наблюдений.

Тороидальная компонента этой моды (рис. 4) вносит временные вариации угловой скорости по широте, что проявляется на поверхности Солнца как чередующиеся полосы, со слегка замедляющимся и ускоряющимся по отношению к основному движению течением. По-видимому, она описывает торсионные колебания с периодом около 22 лет, вначале открытые прямыми спектроскопическими наблюдениями поля скоростей на солнечной поверхности (вариации зональных поверхностных течений со скоростью до 6 м/с) [16], а затем с достаточной точностью прослежены в гелиосейсмических экспериментах до глубин ≈ 70 тыс. км [17]. Более того, согласно недавним гелиосейсмическим измерениям вариации вращения охватывают полностью всю СКЗ [18] и даже проникают в тахоклин [19]. Дополнительные расчеты, выходящие за рамки этой работы, показывают, что "полосы" с максимальной амплитудой течения со временем смещаются к экватору.

Поскольку наша модель линейна, то оба класса решений (антисимметричные и симметричные относительно солнечного экватора), полученных нами, со своими относительными коэффициентами одновременно участвуют в формировании течения Солнца.

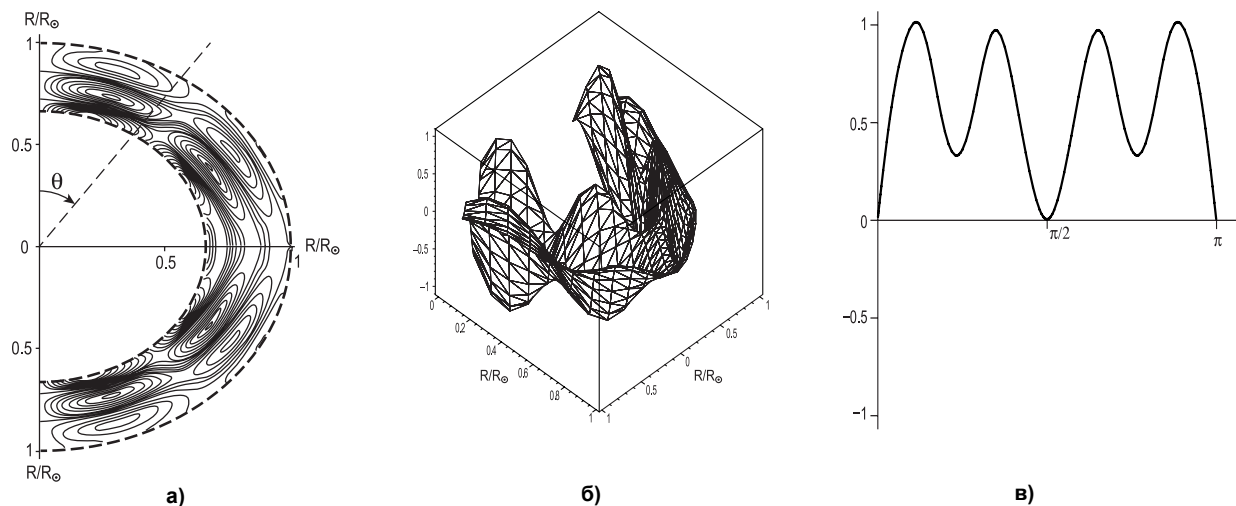


Рис. 2. Тороидальная компонента постоянно нарастающей антисимметричной моды:
 а) линии уровня относительной амплитуды тороидальной скорости v_ϕ в конвективной зоне;
 б) трехмерное изображение относительной амплитуды скорости v_ϕ в конвективной зоне;
 в) зависимость относительной амплитуды скорости v_ϕ на поверхности Солнца от полярного угла θ .

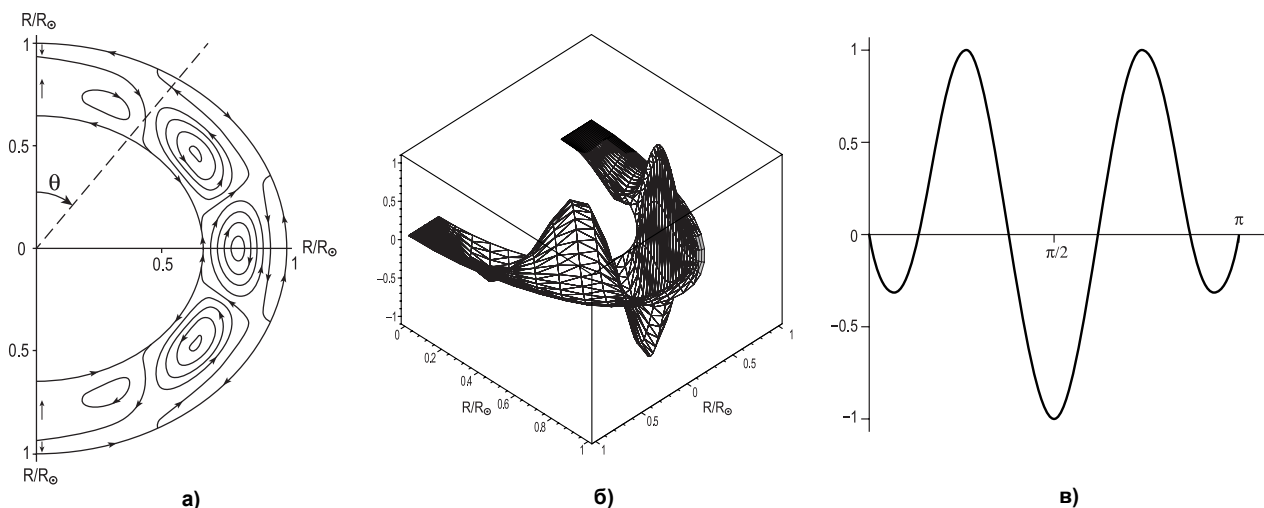


Рис. 3. Полоидальная компонента симметричной колебательной моды с нарастающей во времени амплитудой:
 а) линии тока; б) трехмерное изображение относительной амплитуды скалярной функции тока; в) зависимость относительной амплитуды скорости полоидального течения на поверхности Солнца от полярного угла θ .

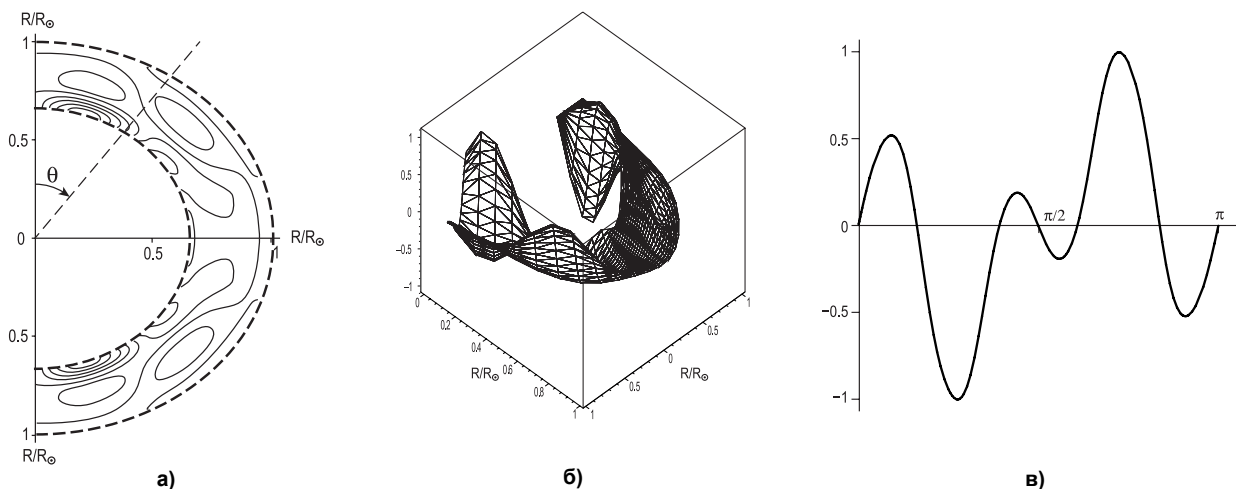


Рис. 4. Тороидальная компонента симметричной колебательной моды с нарастающей во времени амплитудой:
 а) линии уровня относительной амплитуды тороидальной скорости v_ϕ в конвективной зоне; б) трехмерное изображение относительной амплитуды скорости v_ϕ в конвективной зоне; в) зависимость относительной амплитуды скорости v_ϕ на поверхности Солнца от полярного угла θ .

Висновки. В рамках однієї гідродинамічної моделі нам вдалося об'єднати явлення і процеси, які іншими дослідниками вивчалися як незалежні і частіше всього зв'язувалися з проявленням дії глобального магнітного поля на сонячну плазму, т.е. розглядалися в рамках магнітної гідродинаміки. Це, перш за все, стосується часових варіацій швидкості меридіональної циркуляції і торсійних коливань Сонця, які в нашій моделі є поперечною і торсійною компонентами одного тривимірного гідродинамічного течія і визначаються скалярною функцією току.

1. Komm R.W., Howard R.F., Harvey J.W. Meridional flow of small photospheric magnetic features // Solar Phys. – 1993. – V.147. – P.207–223. 2. Nesme-Ribes E., Meinier N., Vince I. Solar dynamics over cycle 19 using sunspots as tracers // Astronomy and Astrophysics. – 1997. – V.321. – P.323–329. 3. Snodgrass H.B., Dailey S.B. Meridional motions of magnetic features in the solar photosphere // Solar Phys. – 1996. – V.163. – P.21–42. 4. Hathaway D.H. Doppler measurements of the Sun's meridional flow // Astrophys. Journal. – 1996. – V.460. – P.1027–1037. 5. Hathaway D.H., Gilman P., Harvey J. W. et al. GONG observations of solar surface flows // Science. – 1996. – V. 272. – P. 1306–1309. 6. Giles P.M., Duval T.L Jr., Scherrer P.H., Bogart R.S. A subphotospheric flow of material from the Sun's equator to its poles // Nature (London). – 1997. – V. 390. – P. 52–54. 7. Braun D. C., Birc A. C. Prospects for the detection of the deep solar meridional circulation // Astrophys. Journal. Letters – 2008. – V.689. – P.L161–L165. 8. González Hernández I., Howe R., Komm R., Hill F. Meridional circulation during the extended solar minimum: another component of the torsional oscillation? // Astrophys. Journal. Letters – 2010. – V.713. – P.L16–L20. 9. Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle // Living Rev. Solar Phys. – 2010. – V.7, No.3. – P.1–91. [Online Article]: <http://www.livingreviews.org/lrsp-2010-3>. 10. Miesch M.S. Large-scale dynamics of the convection zone and tachocline // Living Rev. Solar Phys. – 2005. – V. 2, No.1. – P.1–139. [Online Article]: <http://www.livingreviews.org/lrsp-2005-1>. 11. Логинов А.А., Сальников Н.Н., Черемных О.К., Зельк Я.И., Маслова Н.В. О гидродинамическом механизме генерации глобального поперечного течения Солнца // Кинематика и физика небес. тел. – 2011. – V.27, № 5. – С.3–11. 12. Логинов А.А., Сальников Н.Н., Черемных О.К., Криводубский В.Н., Маслова Н.В. Гидродинамическая модель генерации глобального поперечного течения Солнца // Космична наука і технологія. – 2011. – V.17, № 1. – С.29–35. 13. Thompson M.J., Christensen-Dalsgaard J., Miesch M.S., Toomre J. The internal rotation of the Sun // Annu. Rev. Astron. and Astrophys. – 2003. – V.41. – P.599–643. 14. Кичатинов Л.Л. Дифференциальное вращение звезд // Успехи физ. наук. – 2005. – Т.175, № 5. – С.475–494. 15. Basu S., Antia H.M. Characteristics of solar meridional flows during solar cycle 23 // Astrophys. Journal. – 2010. – V.717. – P.488–495. 16. Howard R., LaBonte B.J. The Sun is observed to be a torsional oscillations with a period of 11 years // Astrophys. Journ. – 1980. – V. 239. – P.L33–L36. 17. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., Komm R., Larsen R. M., Schou J., Thompson M., Toomre J. Dynamic variations at the base of the solar convection zone // Science. – 2000 – V. 287. – P. 2456–2460. 18. Vorontsov S.V., Christensen-Dalsgaard J., Schou J., Starkov V.N., Thompson M.J. Helioseismic measurements of solar torsional oscillations // Science. – 2002. – V. 296. – P.101–103. 19. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., Komm R., Schou J., Thompson M. J., Toomre J. Temporal variations in solar rotation at the bottom of the convection zone: The current status // Advances in Space Research. – 2007. – V. 40. – P. 915–918.

Надійшла до редколегії 17.06.11

УДК 524.354

К. Ропотенко, гол. спеціаліст

КВАНТ ПЛОЩІ ТА ЕНТРОПІЯ ЧОРНОЇ ДІРИ

Показано, що квантування площі чорної діри є ніщо інше, як квантування компоненти внутрішнього кутового моменту чорної діри. Знайдено квант площі чорної діри. Визначено число мікростанів доступних чорній дірі. Знайдено статистичну ентропію чорної діри: вона не є логарифмом числа мікростанів, як для звичайних систем, але пропорційна цьому числу.

It is shown that quantization of the black hole area is nothing but quantization of the angular momentum component. The quantum of area is found. The number of microstates accessible to a black hole is determined. A statistical entropy of a black hole is found; it is not the logarithm of the number of microstates, as for the conventional systems, but is proportional to this number.

Вступ. Є дві важливі проблеми в фізиці чорних дір. Бекенштейн показав [1], що площа поверхні горизонту подій чорної діри є адіабатичним інваріантом. На цій підставі він припустив, що спектр площі чорної діри повинен мати вигляд

$$A_n = \Delta A \cdot n, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

де ΔA - квант площі чорної діри. Проблема полягає в обчисленні величини ΔA [2]. Другою проблемою є обчислення термодинамічної ентропії Бекенштейна - Хокінга чорної діри

$$S_{BH} = \frac{A}{4\pi l_P^2}, \quad (2)$$

де l_P - довжина Планка, $l_P^2 \sim G$, через логарифм числа мікростанів чорної діри W , як це має місце для звичайних систем [3],

$$S_{BH} = \ln W. \quad (3)$$

У цій доповіді ми покажемо, що ці дві проблеми тісно пов'язані. Ми аргументуємо, що квантування площі поверхні горизонту подій чорної діри є ніщо інше, як квантування компоненти внутрішнього кутового моменту чорної діри, і знайдемо величину кванту площі ΔA . Звідси ми визначимо число мікростанів доступних чорній дірі і покажемо, що ентропія чорної діри не є логарифмом числа мікростанів, як для звичайних систем (3), а пропорційна цьому числу. Наш підхід базується на добре відомих правилах комутації квантової механіки для динамічних величин чорної діри і використовує фундаментальні властивості евклідового простору Шварцшильда, який лежить в основі термодинаміки чорних дір.

Квантування площі чорної діри Шварцшильда. Евклідів простір Ріндлера. Як відомо, є декілька способів визначення температури чорної діри Шварцшильда. Одним з них є аналітичне продовження метрики Шварцшильда до уявних значень часу [4]. Після того, як усі обчислення в евклідовому просторі завершено, отримані результати продовжуються назад до лоренцевих значень параметрів чорної діри. Метрика Шварцшильда для незарядженої чорної діри з масою M , яка не обертається, має вигляд

$$dS_{Sch}^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad (4)$$

де всі величини мають загальноприйняте значення. Згідно з [4] продовжимо час до уявних значень $t \rightarrow it$, введемо нову координату x , що визначається виразом $r = 2GM + x^2/8GM$ і, після розкладу метрики в околі точки $x = 0$ ($r = 2GM$), отримаємо евклідову метрику Ріндлера

$$dS_R^2 = (kx)^2 dt^2 + dx^2 + (2GM)^2 d\Omega^2, \quad (5)$$

де $k = 1/4GM$ - поверхнева гравітація. Необхідність метрики Ріндлера пояснюється тим, що $t - r$ частина метрики Шварцшильда апроксимується біля горизонту плоским простором, де всі фізичні величини є добре визначені. Однак, ця метрика має сингулярність в точці $x = 0$. Щоб її усунути, інтерпретуємо kt як кутову координату двовимірної полярної системи координат $\phi - t$

$$\phi \equiv kt = \frac{t}{4GM} \quad (6)$$

з періодом 2π . Тоді t набуває періодичності $8\pi GM$, яка, коли її покласти рівною $\hbar/T_H$, і визначає температуру чорної діри, або температуру Хокінга, $T_H = 1/8\pi GM$.

Спектр площі чорної діри. Однак, відповідно до квантової механіки повинна існувати спряжена для кута ω компонента кутового моменту - скажімо, z -компонента, $\hat{L}_z$. Цей кутовий момент є генератором обертань навколо осі z (ця вісь відповідає геометричному місцю точок $r = 2GM$). В представленні кутового моменту існує комутатор [5]

$$[L_z, \hat{\omega}] = i\hbar, \quad (7)$$

де L_z є власне значення оператора $\hat{L}_z$. Користуючись (6) ми можемо записати

$$\left[L_z, \frac{\hat{t}}{4GM}\right] = i\hbar, \quad (8)$$

або

$$[L_z, t] = i\hbar 4GM. \quad (9)$$

Добре відомо, що M і t є спряженими величинами $[M, \hat{t}] = i\hbar$ [6]. Тоді, оскільки $\hat{t} \equiv -i\hbar \partial/\partial M$, ми отримуємо

$$\frac{\partial L_z}{\partial M} = 4GM. \quad (10)$$

Розв'язуючи це рівняння з природними граничними умовами $L_z = 0$ при $M = 0$, знаходимо

$$L_z = \frac{A}{8\pi G}. \quad (11)$$

Відповідно до правила квантування компоненти кутового моменту

$$\frac{A}{8\pi G} = m \cdot \hbar \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (12)$$

Але це не що інше, як правило квантування площі поверхні горизонту подій чорної діри,

$$A_m = 8\pi l_P^2 \cdot m. \quad (13)$$

Звідси знаходимо квант площі

$$\Delta A = 8\pi l_P^2. \quad (14)$$

Статистична ентропія чорної діри. Як і площа, кутовий момент L_z є адіабатичним інваріантом. Відповідно до правила квантування адіабатичного інваріанта Бора-Зоммерфельда

$$\oint L_z d\omega = 2\pi\hbar \cdot m, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (15)$$

Цей інтеграл визначає площу, яку охоплює фазова траєкторія чорної діри. Розбиваючи її на комірки площею $2\pi\hbar$ ми отримуємо m комірок. Це число є число мікростанів системи [7]. Отже, m у виразах (12) і (13) є число мікростанів чорної діри, $W = m$. Більш загально можна сказати, що енергія чорної діри не залежить від того, де кутовий момент $\hat{L}_z$ визначений на поверхні горизонту. Оскільки точність, з якою визначається $\hat{L}_z$ дорівнює кванту площі поверхні горизонту подій, то число мікростанів чорної діри є дійсно m . Таким чином, поверхня горизонту подій чорної діри є ніщо інше, як фазовий простір, або краще сказати, фазова поверхня чорної діри, а квантування площі поверхні чорної діри є, відповідно, квантування цієї фазової поверхні. З (2) і (13) випливає, що ентропія чорної діри також квантується

$$S_{BH} = 2\pi \cdot m, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (16)$$

з квантом ентропії $\Delta S = 2\pi$. Оскільки m - число мікростанів чорної діри, то ентропія чорної діри не є логарифмом числа мікростанів, як для звичайних систем (3), а пропорційна цьому числу

$$S_{BH} = 2\pi \cdot W. \quad (17)$$

Зауважимо, що якщо ми б спробували відповідно до стандартної формули (3) взяти логарифм m , то другий узагальнений закон термодинаміки був би порушений [8].

Узагальнення. Представлений у доповіді підхід до квантування площі горизонту подій чорної діри і визначення статистичної ентропії чорної діри поширений автором на загальний випадок чорної діри Керра-Н'юмена [9]. Крім того, зазначимо, що Medved [2] поширив підхід автора на квантування площі горизонту чорних дір в узагальнених теоріях гравітації, а Jia, Mao і Ren [10] – на квантування площі космологічного горизонту простору де Сіттера.

1. Bekenstein J. D. Black holes and entropy // Phys. Rev. – 1973. – D 7. – P. 2333–2346. 2. Medved A.J.M. On the "Universal" Quantum Area Spectrum // Mod. Phys. Lett. – 2009. – A 24. – P. 2601–2609. 3. Frolov V. and Novikov I. Black Hole Physics: Basic Concepts and New Developments. – Dordrecht: Kluwer Academic, 1998. 4. Townsend P.K. Black holes // arXiv:gr-qc/9707012v1. 5. Ropotenko K. Quantization of the black hole area as quantization of the angular momentum component // Phys. Rev. – 2009. – D 80. – P. 044022(4). 6. Carlip S. and Teitelboim C. The off-shell black hole // Class.Quant.Grav. – 1995. – Vol. 12. – P. 1699. 7. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – М.: Наука, 1978. 8. Ropotenko K. Quantum of area $\Delta A = 8\pi l^2$ and a statistical interpretation of black hole entropy // Phys. Rev. – 2010. – D 82. – P. 044037(12). 9. Ropotenko K. Rotational terms and quantum degeneracy in black holes // arXiv:1105.2023v1. 10. Jia L.Y., Mao P.J. and Ren J.R. A note on the area spectrum of d-dimensional pure de Sitter Space-time // Eur. Phys. – 2011. – C 71. – P. 1518.

Надійшла до редколегії 30.06.11

УДК 521.852

К. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф., В. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.,
О. Баранський, канд. фіз.-мат. наук, В. Пономаренко, асп.

СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПИЛОВИХ ДЖЕТІВ В КОМЕТІ 81P/ВІЛЬД

На основі власних спостережень 27–28.03.2010 р. структури коми в кометі 81P/Вільд виявлені дві активних ділянки на поверхні ядра. Вісь обертання ядра комети на момент спостережень мала позиційний кут в картинній площині $\approx 127 \pm 5^\circ$. Порівняння з даними спостережень комети 81P/Вільд за попередні роки вказує на тривалий час існування активних ділянок на поверхні ядра.

The two active areas had been disclosed on the nuclear surface of the 81P/Wild comet from the observations of its coma structure during 27–28.03.2010 performed by authors. During the observations the comet's rotation axis had the positional angle in the picture plane $\approx 127 \pm 5^\circ$. Comparison with the former observational data on the 81P/Wild comet show that the lifetime of the active areas on the nuclear surface is quite long.

Вступ. Окремо пилові і газові джети вперше було винайдено в кометі 1P/Галлей [1]. Потім подібні структури також спостерігалися в кометах C/1996 B2 Хякутаке, C/1995 O1 Гейла-Боппа, 109P/Свіфт-Туттль (найдені в довгощільних спектрах), C/2004 Q2 (Мейчхоульц), 19P/Бореллі і 81P/Вільд з борту космічних апаратів Діп Спейс в 2001 р. і Стардаст в 2004 р., в кометі C/2005E2(Макнот) в 2009 р. [2]. Висококоліміровані джети спостерігалися у комети 81P/Вільд (20 джетів) і у кометі 103P/Хартлі декілька десятків тонких джетів, як з світлих, так і з темних ділянок і, навіть з термінатора. Джети комети Хартлі склалися з вуглекислого газу (CO_2) потужні потоки якого тягнули за собою пил і інші більш тугоплавкі заморожені гази, в тому числі і H_2O . Виявлення подібних джетів свідчить про наявність на поверхні кометного ядра дуже активних ділянок, темп викиду речовини із яких значно перевищує аналогічні показники із сусідніх неактивних областей. Такі явища дуже цікаві для вивчення, оскільки вони дають часто єдино доступну інформацію про параметри обертання кометного ядра. Крім того вони потребують детального теоретичного пояснення, яким чином вони утворюються і зберігають активність на протязі тривалого періоду.

Зображення комети з вузькополосними фільтрами. Дослідження комети проводилося в рамках міжнародної програми наземної підтримки космічної місії Стардаст. Місія пролітала біля комети 81P/Вільд 2 січня 2004 р. і захо-

пила численні зразки кометної і міжзоряної пилової речовини, які були доставлені на Землю 15 січня 2006 р. Співробітниками відділу астрометрії і малих тіл (Баранським і Пономаренко) були проведені спостереження цієї комети 81P/Вільд 28 березня і 4 квітня березня 2010 р. на високогірській спостережній базі ГАО НАНУ і ІНАСАН (РФ, пік.Терскол) за допомогою рефлектора Цейс-600 з вузькосмуговими кометними фільтрами. Було отримано ряд кадрів з експозиціями 180 сек. Обробка отриманих зображень включала віднімання темного кадру і ділення на нормований кадр плоского поля. Для збільшення відношення сигнал/шум кометних зображень були додані всі кадри, які отримані з однаковим фільтром, з врахуванням переміщення комети. Потім від яскравості комети віднімався рівень фону, який визначався за сусідніми вільними ділянками зображення.

На рис. 1 показано зображення комети у фільтрі C2, яке отримано за описаною процедурою. Поверхнева яскравість на рисунку приведена у відносних одиницях, а просторові координати у пікселях. На дату спостережень комети 1 рх відповідав 630 км відстані в картинній площині. Напрямок осі X практично співпадає з антисонячним напрямком.

На подібних таких зображеннях комети у основних кометних емісіях C2 і CN джетів не відмічається. Зображення виглядають доволі симетричними. Ізофоти зображення комети витягнуті в напрямку від Сонця. В фільтрі кометного континууму комета була дуже слабкою, і ці кадри не аналізувалися.

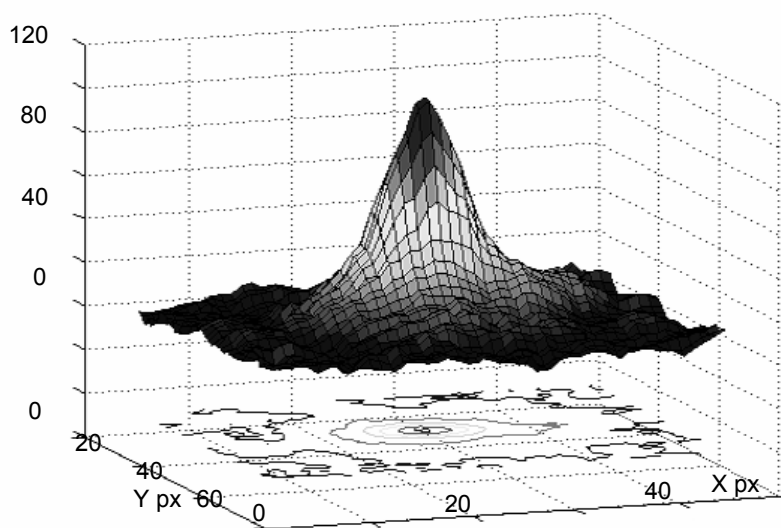


Рис. 1. Сумарне зображення комети 81P/Вілда 2 28.03.2011 у фільтрі C2.

Опрацювання зображень в інтегральному світлі. В період 27–28 березня 2010 р. проводилися також спектральні спостереження комети 81P/Вілда на 2-м телескопі. Паралельно були отримані зображення комети без фільтру за допомогою камери SBIG ST-402 на гіді телескопа з експозицією 60 сек. Масштаб отриманих зображень – 2.48"/рх. На цей час геліоцентрична відстань комети складала $r=1.63$ а.е., геоцентрична відстань – $\Delta = 0.68$ а.е., позиційний кут радіус-вектора 277° , фазовий кут 16.3° , інтегральна зоряна величина комети ~ 11 mag.

Для покращення якості зображення перед обробкою проводилося додавання кількох кадрів. Комета після додавання 10 послідовних кадрів, з яких попередньо був віднятий темновий кадр, мала вигляд (рис. 2). Стрілкою позначено напрямок від Сонця.

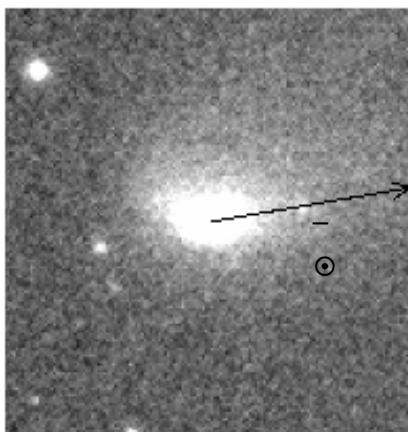


Рис. 2. Комета 81P/Вілда 2 27.03.2011 в інтегральному світлі.

Для отриманих таким чином кадрів зображення були застосовані цифрові методи обробки для виділення деталей у внутрішніх ділянках коми. Було використано кілька алгоритмів цифрової обробки. Якщо поверхневу яскравість комети позначити як $V(r, \alpha)$, то можна записати алгоритми опрацювання за допомогою виразів:

а) $B(r, \alpha) - B(r, -\alpha)$ – віднімання дзеркального зображення. Кут α вимірюється відносно напрямку радіус-вектора комети. Така операція підкреслює асиметричність яскравості коми комети (рис.3)

В даному випадку стає помітною різка асиметрія по відношенню до радіус-вектора: верхня (південна) ділянка коми показує значно більшу яскравість викидів. Характер асиметрії залишається однаковим для двох дат спостережень. Ми вважаємо, що не існує різкої відмінності між південною і північною півкулями ядра комети. В протилежному випадку ми мали б суттєву відмінність між зображеннями комети за різні дати внаслідок обертання ядра. Існує ще дві можливі причини появи значної асиметрії кометної коми. В першому випадку асиметрія залежить від напрямку обертання ядра. При цьому ділянки ядра, які довгий час опромінювалися Сонцем, повинні бути сильніше нагрітими і більше виділяти пилу і газу, що і може привести до різниці в яскравості. Друга причина пов'язана з розташуванням полюсу обертання ядра. Коли полюс розташований на південній півкулі таким чином, що значна ділянка поверхні ядра постійно опромінюється Сонцем, зрозуміло, що вона може прогріватися значно сильніше. В такому випадку природно очікувати більше викидів пилу і газу в напрямку південної півсфери. Якщо зважити на те, що асиметрія досить значна, спостерігається переважно в невеликому секторі коми, і фазовий кут комети досить малий, то другий варіант пояснення асиметрії вважається більш імовірним.

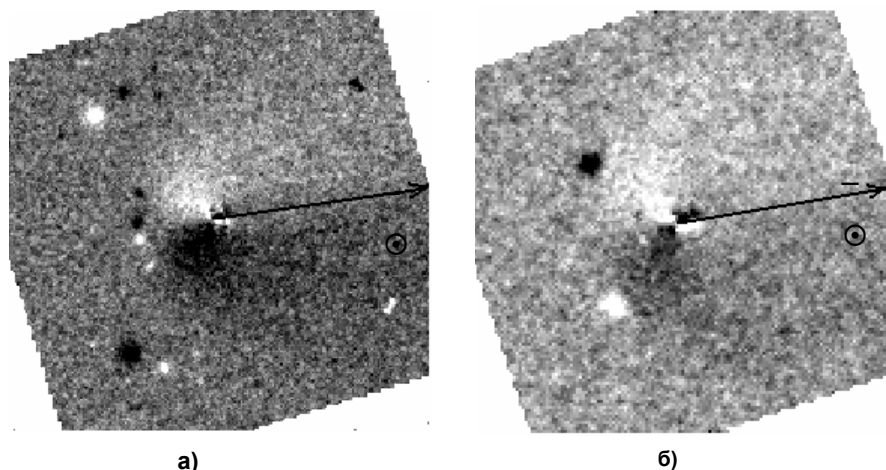


Рис. 3. Зображення комети 81P/Вілда 2 27.03 (а) та 28.03.2011 (б) після застосування цифрового фільтру для виділення асиметрії коми.

б) $B(r, \alpha + \Delta\alpha) - B(r, \alpha - \Delta\alpha)$ – простий цифровий фільтр для виділення кутових градієнтів, який підкреслює радіальні дже-ти. Ця методика опрацювання зображень комети запропонована Ларсоном і Секанином [3]. Застосування цього цифрового фільтру дозволило виявити дві особливості в розподілі поверхневої яскравості (рис. 4).

Для двох дат спостерігаються мало контрастні утворення у вигляді широкого струменя викиду вниз (північ) і більш вузького струменя викиду вгору (південь). Їх параметри наведені в табл.

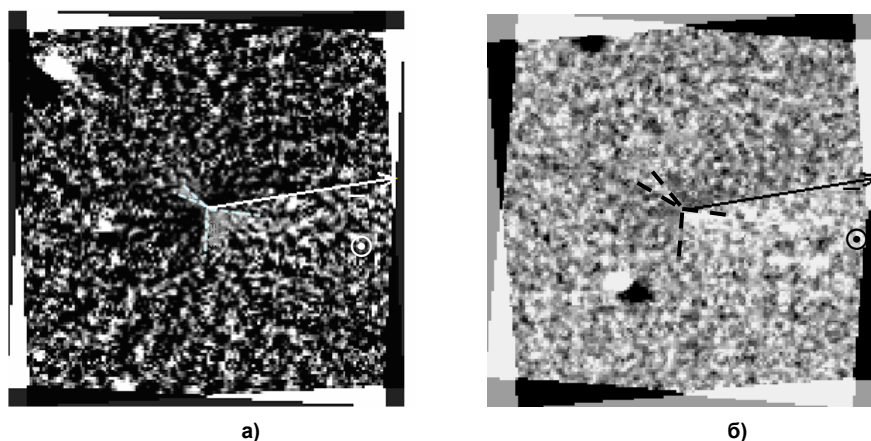


Рис. 4. Зображення комети 81P/Вілда 2 27.03 (а) та 28.03.2011 (б) після застосування цифрового фільтру для виділення радіальних джетів.

Таблиця

Параметри джетів в навіколядерних ділянках комети комети 81P/Вілда 2.

№	Дата	Позиційний кут, град	Ширина, град.	Довжина, км
1	27.03.2011	125	18	$3.0 \cdot 10^4$
2	27.03.2011	320	84	$4.3 \cdot 10^4$
1	28.03.2011	130	20	$3.9 \cdot 10^4$
2	28.03.2011	316	69	$4.7 \cdot 10^4$

З таблиці видно, що положення джетів на різні дати майже не змінилося. Таку поведінку джетів в комі підтверджує припущення про підвищення газо- і пило виділення з приполярної ділянки кометного ядра. В такому випадку позиційний кут в картинній площині осі обертання $\epsilon \approx 127^\circ \pm 5^\circ$. Враховуючи, що південний джет значно вужчий, то скоріше за все він формується однією активною ділянкою в безпосередній близькості до полюсу (рис. 5). Протилежний північний джет має велику ширину. Космічні зйомки показують, що типові джети мають невелику ширину, тому, можливо, він формується з кількох окремих струменів, які неможливо розділити. На рис. 5 кружечками показано можливе розташування активних областей на кометному ядрі.

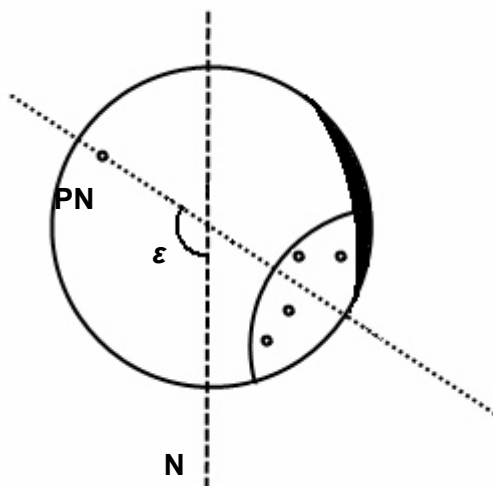


Рис. 5. Можлива інтерпретація розташування активних ділянок на ядрі комети 81P/Вільд 2 27–28.03.2010 р.

Цікаво, що в попередні появи (1997 р) цієї комети спостерігалася подібна картина. Так Вашусундра і Чакраборті [4] за моделюванням зображень комети знайшли координати полюсу обертання ядра $\alpha_p = 297^\circ \pm 5^\circ$ та $\delta_p = -10^\circ \pm 5^\circ$. На момент наших спостережень комети для полюсу з вказаними координатами вісь обертання мала б позиційний кут в картинній площині $\epsilon \approx 105^\circ$. Це значення не суттєво відрізняється від наших оцінок, враховуючи невеликий інтервал часу спостережень та різницю оцінок за іншими авторами. До того ж положення осі обертання може змінюватися під дією реактивних сил при випаровуванні газів. За їхніми даними викиди пилу формуються двома джетами: більш вузьким біляполярним з широтою $+80^\circ$ і широким протилежним джетом, який знаходився на широті -25° .

Така картина дуже нагадує нашу інтерпретацію розташування активних ділянок на поверхні кометного ядра і доводить тривалість періоду існування активних ділянок ядра, які формують видимі джети.

Висновки.

1. Вісь обертання ядра комети на момент спостережень 27–28.03.2010 р. мала позиційний кут в картинній площині $\epsilon \approx 127^\circ \pm 5^\circ$.
2. Основні викиди пилу формуються двома активними ділянками: біляполюсною – з шириною викидів $20^\circ \pm 5^\circ$ і протилежною – з шириною викидів $77^\circ \pm 15^\circ$.
3. Активні ділянки кометного ядра комети 81P/Вільд 2 можуть існувати на протязі більше 10 років.

1. M. A'Hearn, S. Hoban et al. Cyanogen jets in comet Halley // Nature, 1986. – V. 324. – P. 649–651. 2. E. Picazzio, K. Churyumov et al. // Abstract book. IAU XXVII General Assembly. 3–14 Aug. 2009. – P. 62. 3. S. Larson and Z. Sekanina Coma morphology and dust-emission pattern of periodic Comet Halley. I - High-resolution images taken at Mount Wilson in 1910 // Astron. J. 1984. – V. 89. – P. 571–578. 4. R. Vasundhara and P. Chakraborty Investigations of the rotation pole from the morphology of dust fans of comet 81P/wild 2 // Astroph. J., 2004. – V. 616. – P. 1278–1283.

Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуск 48

Статті подано в авторській редакції

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

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



Формат 60x84^{1/16}. Ум. друк. арк. 10,0. Наклад 150. Зам. № 212-5969.
Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А1. Підписано до друку 29.02.12.

Видавець і виготовлювач
Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет",
б-р Т. Шевченка, 14, м. Київ, 01601
☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; тел./факс (38044) 239 31 28
e-mail: vpc@univ.kiev.ua
[http: vpc.univ.kiev.ua](http://vpc.univ.kiev.ua)