

ОБ(К.УН)  
Вісн



ISSN 1728-3817 (загальний)  
ISSN 1728-273x (серійний)



# ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ  
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

## АСТРОНОМІЯ

44  
—  
2007



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

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

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

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

**ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР**

В.М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук, проф.

**РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ**

Б.І. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук, (заст. відп. ред.); М.І. Пішкало, канд. фіз.-мат. наук, (відп. секр.); Д.П. Дума, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук; В.І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.В. Клещонок, канд. фіз.-мат. наук; Р.І. Костик, д-р фіз.-мат. наук, чл.-кор. НАН України; В.Г. Кручиненко, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.Г. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук; Г.П. Мілінєвський, д-р фіз.-мат. наук; С.Л. Парновський, д-р фіз.-мат. наук; К.І. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф., чл.-кор. НАН України

**Адреса редколегії**

04053, Київ-53, вул. Обсерваторна, 3, Астрономічна обсерваторія  
 тел. (38044) 486 26 91, 486 09 06,  
 адреса електронної пошти: pish@observ.univ.kiev.ua

**Затверджено**

Вченого радою фізичного факультету  
 17.09.07 (протокол № 2)

**Атестовано**

Вищою атестаційною комісією України.  
 Постанова Президії ВАК України  
 № 01-05/9 від 08.09.99

**Зареєстровано**

Міністерством інформації України.  
 Свідоцтво про державну реєстрацію КІ № 251 від 31.10.97

**Засновник та видавець**

Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
 Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"  
 Свідоцтво внесено до Державного реєстру  
 ДК № 1103 від 31.10.02

**Адреса видавця**

01601, Київ-601, б-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43  
 тел. (38044) 239 3172, 239 32 22; факс 239 31 28

Наукова бібліотека  
 ім. М. Максимовича  
**КНУ**  
 ім. ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

**12949JB**

45 - чит. з авт. періодичного дисерту

1707

© Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
 Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2007

## ЗМІСТ

Єфіменко В., Токій В., Токій Н.	4
Про поляризаційні припливи в атмосфері Сонця	4
Венглінський Є., Лозицький В., Сліпченко О.	6
Висотні зміни вертикального градієнта магнітного поля у сонячній плямі	6
Лозицький В., Курочка Є.	9
Багатокомпонентна структура півтіні сонячної плями	9
Лозицький В., Цап Т., Осика О.	18
Порівняльна діагностика тонкоструктурних магнітних полів у сонячному спалаху та спокійних областях на Сонці	18
Александров О.	21
Аналітична теорія гравітаційного лінзування: асимптотичні формули в околі каустики і квадратичне наближення	21
Кудря Ю.	29
Алгоритм калібрування узагальненої залежності Таллі-Фішера методом максимальної правдоподібності для двовимірної гаусової функції селекції	29
Кудря Ю., Войткова Ю.	34
Властивості залежностей колір-світність для галактик з каталогу 2MFGC	34
Мельник О.	40
Групи галактик: ідентифікація та фізичні властивості	40
Хміль С.	49
Апроксимація функції розсіювання точки та теорема вибірки	49
<b>Мусатенко С., Мусатенко Ю., Мусатенко Л., Курочка Є., Ласточкин А., Чолій В., Сліпченко О.</b>	
Радіошуми запиленої іоносферної плазми під час метеорних потоків	52
Клещонок В., Буромський М., Скорітченко Б., Хатько І., Камінський С.	56
Спостереження дотичних покріттів зірок Місяцем у 2004–2005 рр.	56
Левитський С.	58
Про природу електрофонних болідів	58
Казанцев А.	60
Зближення із Землею астероїда Apophis у наступні 100 років	60

---

**CONTENTS**

---

Efimenko V., Tokiy V., Tokiy N.	
About polarizing tides in atmosphere of the Sun.....	4
Venglinsky V., Lozitsky V., Slipchenko O.	
Vertical magnetic field gradient changes in a sunspot.....	6
Lozitsky V., Kurochka E.	
Multi-component structure of the sunspot penumbra.....	9
Lozitsky V., Tsap T., Osyka O.	
Comparative small-scale magnetic field diagnostics in a solar flare and quiet regions.....	18
Alexandrov A.	
Analytical theory of gravitational lensing: asymptotic formulas in the caustic vicinity and quadratic approximation.....	21
Kudrya Yu.	
Calibration algorithm for the generalized Tully-Fisher relation by the maximum likelihood method for the two-dimensional selection function.....	29
Kudrya Yu., Vojtkova Yu.	
Properties of the color-luminosity relations for the galaxies from 2MFGC catalog.....	34
Melnyk O.	
Galaxy groups: identification and physical properties.....	40
Khmil S.	
Point-spread function approximation and the sampling theorem.....	49
<b>Musatenko S., Musatenko Yu., Musatenko L., Kurochka E., Lastochkin A., Cholij V., Slipchenko O.</b>	
Radionoises of ionospheric dusty plasma during the meteoric showers.....	52
Kleshchonok V., Buromsky M., Skoritchenko B., Khatko I., Kaminsky S.	
The observations of the grazing occultations of stars by the Moon in 2004–2005.....	56
Levytsky S.	
About the nature of electrofonic bolids.....	58
Kazantsev A.	
Approaches of asteroid Apophis with the Earth during the next 100 years.....	60

## ПРО ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ПРИПЛИВИ В АТМОСФЕРІ СОНЦЯ

Для розв'язку задачі про розподіл електричних полів і електричних зарядів у сонячній атмосфері використано лінеаризовану систему рівнянь для протонів і електронів ізотермічних шарів сонячної плазми. Отримані аналітичні вирази для розподілу з висотою електронів, протонів, поляризаційних електричних зарядів і електричних полів. Розраховано зміни поляризаційних зарядів і електричних полів в ізотермічній плазмі, що викликані гравітаційним впливом планет. Визначено висоти гравітаційних припливів (zmіни товщини ізотермічних шарів плазми), обумовлені гравітаційним полем планети Юпітер. Приведено порівняння отриманих таким чином величин припливів з припливами в сонячній атмосфері для нейтральної рідини.

*It is offered to use for the decision of a task on distribution of electrical fields and electrical charges in a solar atmosphere linearizing system of the equations for protons and electrons of isothermal layers of solar plasma. The analytical expressions for distribution on height electrons, protons, polarizing electrical charges and electrical fields, as a whole in electricity neutral layers of solar plasma are presented. The changes of polarizing electrical charges and electrical fields in isothermal plasma caused by gravitational influence of planets are calculated. The heights polarizing tides (changes of thickness of isothermal layers of plasma), caused by a gravitational field planet Jupiter, are determined. The comparison of the obtained thus sizes tides with tides in a solar atmosphere for model of a neutral liquid are carried out.*

Прогнозування сонячної активності є важливою задачею, яка має, як наукове, так і прикладне значення. З цією метою використовуються ряд моделей сонячної активності. Традиційною є припливна теорія [3], теорія сонячного динамо [6, 9] яка останнім часом активно розробляється. Робляться інші кроки для створення теретичних розробок для вирішення цієї важливої задачі [5]. В роботі [1] висловлюється припущення про те, що ряд явищ сонячної активності можуть мати в основі дію електричних сил. Автори виконали аналіз спектрів потужності рентгенівського  $XFI = \sum 0.5(F_n \Delta T_n)$  та оптичного  $OPI = \sum (J_n \Delta T_n)$  спалахових індексів. У спектрах потужності виявлені статистично значимі максимуми, що відповідають періодам ~ 25.5; 36.5; 73; 88; 116; 150 діб. При цьому відомо, що 36.5 діб це є середній період обертання Сонця відносно Меркурія; 88 діб – сидеричний і 116 – синодичний період обертання Меркурія навколо Сонця. Авторами робиться висновок, що ці періоди ймовірно відповідають частотам спалахової діяльності Сонця. Із двох сил гравітаційної та електричної автори схиляються до гіпотези про ймовірний вплив змінного електричного заряду Меркурія на виникнення спалахів на Сонці.

Ряд робіт присвячено врахуванню електростатичного поля, яке виникає за рахунок поляризації плазми в гравітаційному полі [2, 4, 7]. Метою цієї роботи є розрахунок величини поляризаційних припливів, які можуть виникнути в атмосфері Сонця під дією гравітаційного поля планети (традиційно Юпітера).

У квазістатичному наближенні в рамках теорії Лапласа гравітаційний вплив планети на приплив для електрично нейтральної рідини описується формулою [10]

$$\Delta h_g = \frac{m_s}{M_s} \frac{a^4}{r^3} \cos 2z, \quad (1)$$

де  $\Delta h_g$  – висота припливу,  $m_s$  і  $M_s$  – маса планети та Сонця, відповідно,  $a$  – відстань до планети,  $r$  - радіус Сонця,  $z$  – кут між перпендикуляром до поверхні Сонця та напрямком на планету.

У роботі [2] у наближенні електричної квазінейтральності плазми були отримані вирази для електричного поля і електричного заряду в сонячній короні в залежності від відстані до центра Сонця і зроблено оцінки їх величин. В цій роботі пропонується використати для розв'язку задачі про розподіл електричних полів і електричних зарядів в сонячній атмосфері лінеаризовану систему рівнянь для протонів і електронів ізотермічних шарів сонячної плазми. Без використання умови про електричну квазінейтральність плазми за допомогою рівняння Максвела для електричного поля отримано аналітичні вирази для розподілу по висоті електронів, протонів, поляризаційних електричних зарядів і електричних полів у цілому в електрично нейтральній сонячній плазмі.

Повна система лінеаризованих диференційних рівнянь для ізотермічного плазмового шару в полі гравітації, включає: умову рівноваги для позитивних іонів

$$-\frac{kT}{MN_0} \frac{\partial N}{\partial x} + \frac{e}{M} E_0 - g_0 = 0, \quad (2)$$

умову рівноваги для електронів при умові нехтування їх масою

$$-\frac{kT}{N_0} \frac{\partial N}{\partial x} - eE_0 = 0. \quad (3)$$

Рівняння Максвела для електричного поля

$$\frac{\partial E_0}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} (N - n). \quad (4)$$

Для отримання розв'язку системи (2-4) без умови про квазінейтральність плазми введемо позначення

$$D^2 = \frac{\epsilon_0 kT}{2N_0 e^2} = \frac{\epsilon_0 kT H_0}{2\eta e^2}, \quad c^2 = \frac{kT}{M}. \quad (5)$$

Виключимо з системи невідомі  $N$  і  $E_0$  отримаємо диференційне рівняння для концентрації електронів

$$\frac{\partial^3 n}{\partial x^3} - \frac{1}{D^2} \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{g_0 N_0}{2c^2 D^2}. \quad (6)$$

Розв'язок диференційного рівняння (зміну з висотою концентрації електронів у плазмовому шарі) можна записати у вигляді

$$n = A_1 e^{\frac{x}{D}} + A_2 e^{-\frac{x}{D}} + A_3 - \frac{g_0 N_0 x}{2c^2}, \quad (7)$$

де

$$A_1 = \frac{2\eta D}{H_0^2} e^{-\frac{h_0}{D}}, \quad A_2 = -\frac{2\eta D}{H_0^2} \left(1 - e^{-\frac{h_0}{D}}\right), \quad A_3 = \frac{2\eta}{H_0}. \quad (8)$$

Товщина шару іонів

$$H_0 = \frac{4c^2}{g_0}. \quad (9)$$

Товщина шару електронів

$$h_0 = H_0 + D. \quad (10)$$

Зміна з висотою концентрації іонів

$$N = -A_1 e^{\frac{x}{D}} - A_2 e^{-\frac{x}{D}} + A_3 - \frac{g_0 N_0 D}{2c^2}. \quad (11)$$

Поляризаційне електричне поле в атмосфері Сонця викликане гравітацією Сонця

$$E_0 = -\frac{Mc^2}{eN_0 D} \left(A_1 e^{\frac{x}{D}} - A_2 e^{-\frac{x}{D}} - \frac{g_0 N_0 D}{2c^2}\right). \quad (12)$$

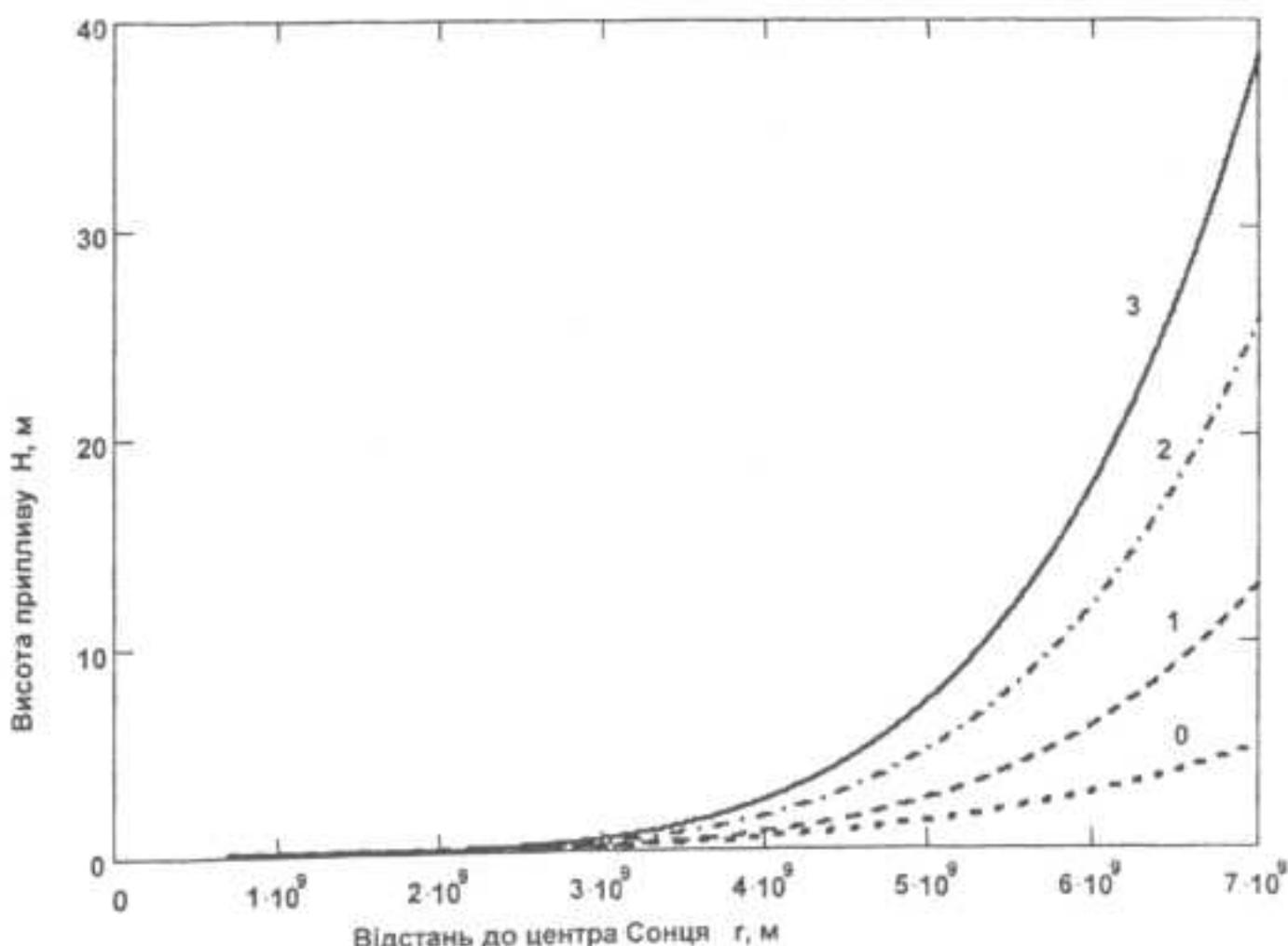


Рис. 1. Залежність висоти припливу  $H$  від відстані до центра Сонця  $r$  (0 – висота припливу для рідини; 1 – висота припливу для плазми з температурою  $10^6$  К, 2 – висота припливу для плазми з температурою  $2 \cdot 10^6$  К, 3 – висота припливу для плазми з температурою  $3 \cdot 10^6$  К)

Позитивний поляризаційний електричний заряд в основі плазмового шару визначається формулою

$$(N_0^0 - n_0^0) \cdot e = \frac{4\eta De}{H_0^2} = \frac{4N_0 De}{H_0} = \frac{N_0 D g_0 e}{c^2}. \quad (13)$$

Звідси можна розрахувати зміни поляризаційних електричних зарядів і електричних полів у ізотермічній плазмі, викликаних гравітаційним впливом планет шляхом заміни  $g_0 \rightarrow g_0 - \delta g$ .

Виконаємо заміни і отримаємо висоту гравітаційного припливу в плазмі

$$\Delta h_p = \frac{6kT}{MG} \frac{m_p}{M_s^2} \frac{a^5}{r^3} \cos 2z, \quad (14)$$

де:  $\Delta h_p$  – висота припливу в сонячній плазмі;  $T$  – температура плазми;  $M$  – маса протона;  $m_p$  і  $M_s$  – маса планети Юпітер та Сонця, відповідно;  $a$  – відстань до планети;  $r$  – радіус Сонця;  $z$  – кут між перпендикуляром до поверхні Сонця та напрямком на планету.

На рис. 1 показано розраховану залежність висоти припливу в сонячній короні під гравітаційною дією Юпітера від відстані до центра Сонця для нейтральної рідини, сонячної плазми з температурами  $10^5$  К°,  $2 \cdot 10^6$  К°,  $3 \cdot 10^6$  К°.

Виконана робота дозволяє зробити такі висновки:

1. Знайдена пряма пропорційна температурна залежність висоти припливу в ізотермічному плазмовому шарі. Зі збільшенням температури висота припливу збільшується.

2. Показано, що з віддаленням від поверхні Сонця висота припливу в плазмі перевищує висоту припливу для нестисеної рідини. Зокрема на відстані 3 радіуса Сонця в критичній точці відомого розв'язку Паркера [8] висота припливу перевищує приплив Лапласа для рідини в 1.5 раза для температури корони  $2 \cdot 10^6$  К°, а на відстані 10 радіусів Сонця – у 5 разів. Звідси випливає, що на відстані декількох радіусів від центра Сонця такі сили можуть бути значними і відігравати певну роль в явищах сонячної активності.

1. Акимов Л.А., Белкина И.П., Бушуева Т.П. Исследование вспышечной активности Солнца в рентгеновском и оптическом диапазонах в 22 и 23 циклах // Кинематика и физика небес. тел. – 2003. – Т. 19. – № 1. – С. 3–12.
2. Ефименко В.М., Токий В.В., Токий Н.В. Электрическое поле и электрический заряд в солнечной короне // Кинематика и физика небес. тел. – 2004. – Т. 20. – № 1. – С. 27–33.
3. Романчук П.Р. Некоторые вопросы теории планетных приливов на Солнце и солнечная активность // Вестн. Киев. ун-та: Астрономия. – 1990. – Вып. 32. – С. 78–82.
4. Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. – М., 1976.
5. Javaraiah J. Predictions of strengths of long-term variations in sunspot activity // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 401. – P. L9–L12.
6. Kleiber N., Kuzanjan K., Moss D., Rogachevskij I., Sokoloff D., Zhang H. Magnetic helicity evolution during the solar activity cycle: observations and dynamo theory // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 409. – P. 1097–1105.
7. Lie-Svendsen O., Hansteen V.H., Leer E., Holzer T.E. The effect of transition region heating on the solar wind from coronal holes // Astrophys. J. – 2002. – Vol. 566. – P. 562.
8. Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // Astrophys. J. – 1958. – Vol. 128. – P. 664–676.
9. Stix M. Theory of the solar cycle // Solar Phys. – 1981. – Vol. 74. – P. 79–101.
10. Trellis M. Marees solaires d'origine planétaire // C. r. Acad. sci. – 1966. – Vol. AB262. – № 3. – P. B221–B224.

Надійшла до редколегії 24.03.06

УДК 523.982 + 52-337

Є. Венглінський, В. Лозицький, О. Сліпченко

## ВИСОТНІ ЗМІНИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДІЕНТА МАГНІТНОГО ПОЛЯ У СОНЯЧНІЙ ПЛЯМІ

Вивчаються висотні зміни магнітного поля у "спокійній" сонячній плямі, в якій під час спостережень не було сонячних спалахів. Використовується метод комп'ютерного сканування зееман-спектрограм, з наступним опрацюванням масивів даних програмами Photoshop та Matlab. Були співставлені зееманівські розщеплення у 24 спектральних лініях FeI. Вимірювані магнітні поля у плямі виявилися практично незалежними від фактора Ланде та потенціалу збудження нижнього терма. Співставлення вимірюваних індукцій з висотами формування ліній показало, що в діапазоні висот 40–160 км висотний градієнт поля від'ємний, причому на висотах 40–70 км він близький до  $-10$  Гс/км, тоді як вище – значно менший (по модулю), біля  $-1$  Гс/км.

The vertical magnetic field changes are analyzed in a 'quiet' sunspot outside the time of solar flares. A method of computer scanning of the Zeeman-spectrogram was used, with following application of the Photoshop and Matlab programs. The Zeeman splittings in 24 spectral lines of FeI were compared. It was shown that measured magnetic field strength is practically independent from both Lande factor and excitation potential. By comparison of measured fields with heights of formation of lines it was shown that in height range of 40–160 km the vertical magnetic field gradient is negative, and in range of 40–70 km it is close to  $-10$  G/km, but higher – much less (modulo), approximately  $-1$  G/km.

**Вступ.** Сонячні плями вивчаються з допомогою телескопів майже чотири століття, а спектральними методами – біля 100 років, однак і на сьогодні є досить цікавими об'єктами для астрофізичних досліджень. Відомо, що саме у сонячних плямах зосереджено сильне магнітне поле, з індукцією, здебільшого, 2200–3500 Гс [9, 10, 16]. Саме магнітне поле охоподжує сонячну пляму, пригнічуючи конвективне перенесення енергії знизу. Магнітне поле як в тіні плями, так і у її півтіні є дуже неоднорідним – воно сконцентровано у тонких магнітних волокнах, напруженості в яких можуть бути як більшими, так і меншими за деякі "фонові" значення. Верхня межа індукцій у цих дуже тонких магнітних волокнах є невідомою – можливо, вона значно перевищує 3500 Гс. Силові лінії у плямі є приблизно вертикальними лише у центральній частині плями, однак при переході до її периферії вони все більш відхиляються від вертикалі і стають практично горизонтальними на межі "півтінь–фотосфера". Це передбачає значний вертикальний градієнт магнітного поля, біля  $-1$  Гс/км. Вказане значення є суто орієнтовним – у різних плямах, що мають різні розміри, морфологічні особливості і фазу розвитку, висотний градієнт може бути як більшим, так і меншим [4, 9]. Питання висотного градієнта є дуже цікавим в проблемі вибору адекватної моделі плями. Зокрема, Солов'йов А.А. [12] на основі теоретичних розрахунків приходить до висновку, що сонячна пляма є відносно неглибоким утворенням: нижня межа плями простягається до глибини, яка у 2–3 рази менша за радіус плями. На противагу цьому, Гопасюк С.І. та Гопасюк О.С. [2] на основі аналізу крутільних коливань у плямах дійшли до висновку, що пляма, навпаки, є досить глибокою: її глибина у 5–10 разів перевищує її радіус. Знайти надійну точку опори у цій дискусії можна було б на

основі прямих вимірювань магнітного поля на різних висотах у сонячній плямі. З таких вимірювань, в принципі, можна знайти зміну висотного градієнта з висотою і на основі порівняння його з теоретичними розрахунками – зробити висновок про фізичну модель плями.

У цій роботі вивчається висотний градієнт магнітного поля у великий "спокійний" сонячний плямі, в якій під час спостережень не було сонячних спалахів. Для визначення висотних змін магнітного поля визначено зееманівські розщеплення у 24 спектральних лініях, зафікованих одночасно на ешеліні спектрограмі. У попередніх аналогічних дослідженнях інших авторів, що стосувалися сонячних плям [4, 9, 14], використовувались менша кількість спектральних ліній.

**Матеріал спостережень та результати вимірювань.** Вивчався спектр великої сонячної плями 25 березня 1991 р. Спектр плями був сфотографований о 12<sup>h</sup> 11<sup>m</sup> UT з аналізатором кругової поляризації на ешеліні спектрографі горизонтального сонячного телескопа (ГСТ) Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (далі – ГСТ АО КНУ) [6]. Для точного вимірювання зееманівських зміщень використовувалась методика, основана на комп'ютерному скануванні зееман-спектрограм і на наступному опрацюванні отриманих даних пакетами програм Photoshop та Matlab; ця методика детально описана в роботі [1].

Напруженість магнітного поля визначалась на 12 ділянках сонячної поверхні, що відповідають різним смужкам мозаїки В.Й. Скоморовського [11]. Ширина кожної смужки відповідає на ГСТ АО КНУ 6", тобто 4.35 Мм на Сонці. Центральні три смужки мозаїки випадали на тінь сонячної плями (протяжністю ≈ 13 Мм), наступні три з протилежних боків від них – півтінь плями, а всі інші – на сусідню з плямою фотосферу. Вся висота спектру відповідала 490 піксельним фотометричним доріжкам, тобто на одну смужку поляризаційної мозаїки припадала 41 піксельна доріжка. Поскольки біля країв поляризаційної мозаїки можливі інструментальні ефекти, викликані розсіянням світлом, при опрацюванні вимірювань враховувалась не 41 піксельна доріжка, а 25, розташованих найближче до середини кожної смужки поляризаційної мозаїки. За вимірюну величину магнітного поля приймалось значення, середнє для цих 25 піксельних доріжок.

Аналізувались 24 магніточутливі лінії FeI, які не мали близько розташованих ліній-сусідів (бленд), і для яких були відомі висоти формування з роботи [3] (табл. 1). У цій таблиці фактори Ланде  $g_{\text{eff}}$  є ефективними, тобто визначеними з врахуванням інтенсивностей і зміщень підкомпонент розщеплення при аномальному ефекті Зеемана. Для тих ліній, в яких відомі лабораторні фактори Ланде для нижнього і верхнього рівнів, їх ефективні фактори Ланде було взято з роботи Земанек і Стефанова [5]. Для всіх інших ліній наведено теоретичні значення  $g_{\text{eff}}$  для LS-зв'язку.

Таблиця 1. Довжини хвиль  $\lambda$ , фактори Ланде  $g$ , потенціали збудження нижнього терма EP (в еВ) та висоти формувань у плямі HW (в км) для 24 використаних ліній FeI

$\lambda$	$g_{\text{eff}}$	EP	HW	$\lambda$	$g_{\text{eff}}$	EP	HW	$\lambda$	$g_{\text{eff}}$	EP	HW
5406.77	0.87	4.37	41	5987.07	0.997	4.79	54	6200.32	1.509	2.61	87
5436.28	1.44	4.39	42	6003.02	1.269	3.88	73	6213.44	1.996	2.22	132
5522.44	1.532	4.21	46	6007.96	1.596	4.65	53	6219.29	1.657	2.20	156
5546.50	1.457	4.37	49	6056.01	0.866	4.73	59	6240.65	0.99	2.22	67
5859.59	1.228	4.55	60	6065.49	0.675	2.61	158	6246.32	1.582	3.60	92
5862.36	1.252	4.55	64	6078.50	0.991	4.79	59	6252.56	0.951	2.40	164
5983.69	1.298	4.55	59	6157.73	1.222	4.07	62	6265.14	1.579	2.18	150
5984.82	1.189	4.73	61	6191.56	0.914	2.43	163	6270.23	0.493	2.86	65

Спершу було виконано співставлення даних вимірювань з факторами Ланде  $g_{\text{eff}}$ , а також потенціалами збудження EP. Виявилось, що результати вимірювань практично не залежать від цих параметрів. Щодо першого співставлення (з  $g_{\text{eff}}$ ), то з цього випливає, що у дослідженні ділянці плями не було помітного вкладу маломасштабних неоднорідностей з надто сильними ( $> 4-5 \text{ Гс}$ ) полями. Точніше, якщо субтелескопічні елементи з такими полями і були у цій плямі, вони займали відносно невелику сумарну площину (фактор заповнення) [7]. У роботах [7, 8, 13] було знайдено достовірну залежність вимірюваних полів від фактора Ланде (величина  $g$ ) там збільшувалась при зменшенні  $g$ , однак відповідні ділянки стосувались не плям, а областей поза плямами а також сонячних спалахів. Таким чином, магнітне поле досліджені плями можна розглядати як квазіоднорідне в картинній площині. Зауважимо, що якісно аналогічну картину для плями знаходив раніше Семель [14].

На залежності від потенціала збудження можна бачити дуже слабкий (і, по суті, статистично недостовірний) тренд, що вказує на ріст вимірюваного поля при збільшенні EP. Імовірною причиною цього є залежність вимірювань від висоти формування ліній (при ненульовому висотному градієнту поля). Це припущення слід було перевірити при безпосередньому співставленні наших даних з висотами формувань ліній. У монографії [3] такі висоти вказані лише для незбуреної фотосфери і тому вони, строго кажучи, непридатні для аналізу висотних змін поля у тіні плями. У зв'язку з цим були розраховані (В.А.Шеміновою) висоти формувань ліній у плямі, і саме ці висоти (подані у табл. 1) використовувались при подальшому аналізі даних.

Виявилось, що магнітне поле в тіні плями монотонно ослаблюється з висотою, тобто висотний градієнт  $\partial B / \partial h$  в діапазоні висот 40–160 км скрізь від'ємний (рис. 1). Цікаво, що на висотах 40–70 км цей градієнт досить значний, біля  $-10 \text{ Гс/км}$ , тоді як вище – приблизно на порядок менший (по модулю), біля  $-1 \text{ Гс/км}$ . Як це випливає з вивчення публікацій інших авторів по цій проблемі, аналогічних змін у плямах раніше не виявляли: хоча там також відмічались по-мітні висотні зміни магнітного поля, в тому числі й немонотонні, однак при цьому не знаходили „стрибків” висотного градієнта приблизно на порядок.

Окрім тіні сонячної плями, вивчались і інші її ділянки (півтінь та прилеглу до неї фотосферу). Для цих місць у плямі, строго кажучи, слід було б брати висоти формувань ліній, розраховані по деякій моделі атмосфери, проміжні між плямою та незбуреною фотосферою. Позаяк таких розрахунків у літературі немає, довелося обмежитись

наблизеними оцінками. Вони показали, що величина висотного градієнта в плямі в цілому зменшується від центра плям до її периферії, і має при цьому середнє значення  $-1.2 \text{ Гс/км}$  по всій плямі, що цілком задовільно узгоджується з даними інших дослідників.

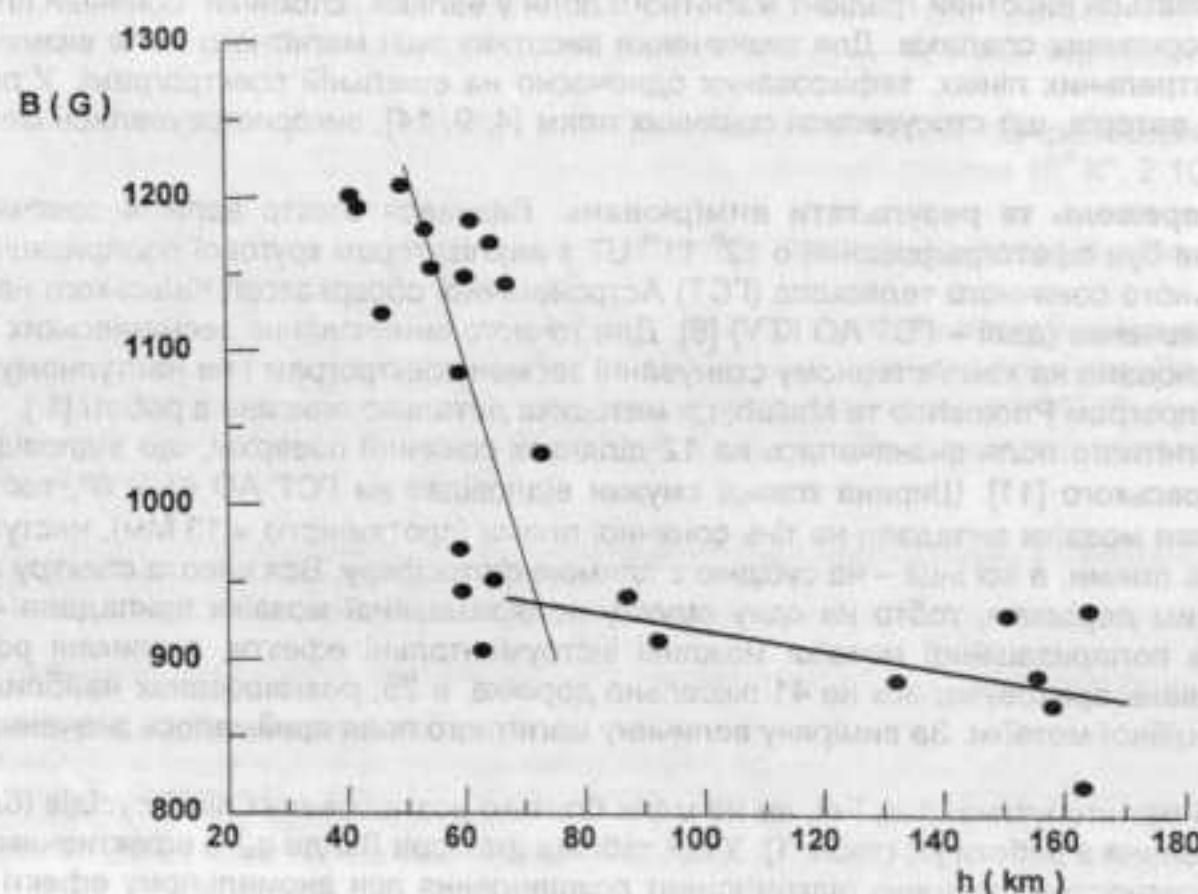


Рис. 1. Залежність вимірюваного магнітного поля  $B$  від висоти формування ліній  $h$  у тіні сонячної плями

**Висновки та їх обговорення.** Отримані результати свідчать про те, що у дослідженій плямі магнітне поле в діапазоні висот 40–160 км монотонно ослаблювалося з висотою. Висотний градієнт магнітного поля в тіні плями змінювався від  $-10 \text{ Гс/км}$  до  $-1 \text{ Гс/км}$ , з можливим „стрибком“ цього градієнта на висоті 70–80 км.

Слід зауважити, що вимірювана величина  $\partial B / \partial h$ , строго кажучи, по фізичному смислу не є градієнтом модуля магнітного поля – ймовірно, це лише деяка нижня межа цього градієнта. Це пов’язано з тим, що серед 24 використаних спектральних ліній майже всі – лінії низької і помірної магнітної чутливості, з факторами Ланде в діапазоні 0.5–2.0, що недостатньо для повного спектрального розділення зееманівських  $\pi$ -та  $\sigma$ -компонент при тих полях, які були виміряні у плямі. У такому випадку, згідно з теорією формування ліній в магнітному полі [15], при використанні аналізатора кругової поляризації по зміщенню „центрів ваги“ сумарного профіля  $\pi$ -та  $\sigma$ -компонент вимірюється не модуль поля  $B$ , а його поздовжня компонента  $B_{\parallel} = B \cos \gamma$ , де  $\gamma$  – кут між силовою лінією магнітного поля та променем зору. Лише для лінії 6213.44, у якої фактор Ланде найбільший і близький до 2.0, це може бути величина, проміжна між модулем поля  $B$  та його поздовжньою складовою  $B_{\parallel}$ . Тобто, виявлений цікавий ефект („стрибок“ градієнта на рис. 1) може бути наслідком змін не величини (індукції) магнітного поля, а лише орієнтації його силових ліній.

Незважаючи на цю невизначеність, вимальовується, по суті, якісно аналогічна картина висотних змін магнітного поля у плямі в обох випадках – і якщо зміни  $\partial B / \partial h$  трактувати як дійсні зміни індукції поля, і якщо їх вважати наслідком, в основному, лише нахилу силових ліній. При квазі однорідній (у горизонтальній площині) структурі магнітного поля швидка зміна з висотою модуля поля неможлива при незмінному нахилу силових ліній; навпаки, значний поворот силових ліній з висотою може бути тоді, коли і сам модуль поля істотно змінюється.

Автори вдячні В.А.Шеміновій за виконані нею розрахунки висот формування ліній у плямі, які були використанні у даній роботі.

1. Венделінський Є., Лозицький В., Слітченко О. Вимірювання сонячних магнітних полів методом комп’ютерного сканування зееман-спектрограм // Вісн. Київ.ун-ту.. Астрономія. – 2006. – Вип. 43. – С. 4-7.
2. Голасюк С.І., Голасюк О.С. Возможности исследования магнитных структур в подфотосферных слоях Солнца // Кинематика и физика небес. тел. – 2005. – Т.21, № 4. – С. 257–266.
3. Гуртовенко Э.А., Костык Р.И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов // Киев: Наук. думка, 1989 – 200 с.
4. Гусейнов М.Дж. О величине вертикального градиента напряженности магнитного поля в тени пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1978. – Т. 58. – С. 31–34.
5. Земанек Е.Н., Стефанов А.П. Расщепление некоторых спектральных линий ионизованного железа в магнитном поле // Вестн. Киев.ун-та. Астрономія.– 1985. – Вип. 27. – С. 32–38.
6. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лозицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестн. Киев.ун-та. Астрономія.– 1980.– Вип. 22 – С. 48–56.
7. Лозицкий В.Г. Сильные магнитные поля в мелкомасштабных структурах и вспышках на Солнце. Дисс. доктора ф.-м. наук: 01.03.03 – Киев, 2003.– 299 с.
8. Лозицкий В.Г., Далгополов В.И. К вопросу о калибровке измерений солнечного магнитографа, II // Солнечные данные. – 1983. – № 5. – С. 71–76.
9. Обриджо В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. - М.: Наука, 1985. – 256 с.
10. Северний А.Б. Некоторые проблемы физики Солнца – М., 1988.
11. Скомаровский В.И. Мозаика для измерения магнитных полей // В сб.: Исслед. по геомагнетизму, астрономии и физике Солнца, Вип. 28. – М.: Наука, 1974. – С. 220–221.
12. Соловьев А.А., Киричек Е.А. Диффузная теория солнечного магнитного цикла // Элиста–С.Петербург, Из-во Калмыцкого ГУ, 2004.– 181с.
13. Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T. The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines // Solar Phys. – 1973. – Vol. 31, No. 2. – P. 307–316.
14. Semel M. Magnetic field observed in a sunspot and faculae using 12 lines simultaneously // Astron. and. Astrophys. – 1981. – Vol. 97. – P. 75–78.
15. Unno W. Line formation of a normal Zeeman triplet // Publs. Astron. Soc. Japan. – 1958. – Vol. 8. – P. 108–125.

16. Wiehr E. Mass motions and magnetic fields in penumbras // Third Advances in Solar Physics Euroconference: Magnetic Fields and Oscillations, ASP Conf. Series, 1999, Vol. 184. – P. 87–102.

Надійшла до редколегії 10.05.07

УДК 523.982

В. Лозицький, Є. Курочка

## **БАГАТОКОМПОНЕНТНА СТРУКТУРА ПІВТІНІ СОНЯЧНОЇ ПЛЯМИ**

На основі аналізу профілів Стокса  $H\beta$  та I для 14 ліній FeI, FeII, CrI, CrII та ScII зроблено висновок, що півтінь сонячної плями є дуже неоднорідним утворенням, в якій можна виділити три основні компоненти: а) світлу („фонову“) компоненту з магнітним полем 20–40 мТл на рівні фотосфери та фактором заповнення 70%, б) темну маломасштабну компоненту з магнітним полем ≈150 мТл та фактором заповнення ≈25 % і в) ще одну маломасштабну компоненту з особливо сильним полем у 880 мТл, фактором заповнення = 5 % і з протилежною магнітною полярністю. У перших двох компонентах магнітне поле монотонно спадало з висотою, з висотним градієнтом – 0.06 мТл/км. Мінімум температури у півтіні – на тій же висоті, що і в незбуреній атмосфері ( $Ig\tau = -3.5$ ). Турбулентна швидкість у півтіні в цілому спадає з висотою і дорівнює 1 км/с у верхній фотосфері, і 2 км/с – у нижній.

On the basis of analysis of the Stokes  $H\pm V$  and  $I$  profiles for 14 spectral lines of FeI, FeII, CrI, CrII and ScII one can conclude that penumbra of sunspot is very inhomogeneous feature. Three main components likely present here: a) light ('background') one with magnetic field strength of 20–40 mT on the photospheric level and with filling factor 70%, b) dark small-scale component with magnetic field of  $\approx 150$  mT and filling factor  $\approx 25\%$ , and c) one more small-scale component with very strong field of 880 mT, filling factor of about 5 % and of opposite magnetic polarity. For first and second components, magnetic field decreases monotonically with height, with vertical gradient 0.06 mT/km. Temperature minimum in the penumbra was observed on the same height, as in the undisturbed atmosphere ( $\lg \tau = -3.5$ ). Turbulent velocity in the penumbra decreases, in general, with height and is close to 1 km/s in upper photosphere, and 2 km/s – in low one.

**Вступ.** Півтінь сонячної плями є дуже неоднорідним утворенням. При спостереженнях з високою роздільною здатністю ( $< 0.5''$ ) у півтіні видно велику кількість дуже тонких темних волокон, які розходяться в основному радіально від тіні сонячної плями. Проміжки між волокнами є більш світлими і не такими тонкими. На сьогодні є неясним, якою є дійсна товщина цих найтонших волокон півтіні. Санчес Альмейда [33] на основі вивчення вертикального градієнта нахилу силових ліній у півтіні зробив висновок, що вона може досягати лише кількох кілометрів. Вієр [44] зазначає, що "ми можемо обгунтовано вважати, що дійсна структура півтіні, видима в спектральному континуумі, має ширини між 1 і 100 км".

Спектральні спостереження показали, що в темних волокнах півтіні відбувається швидке витікання речовини зі швидкістю 6 км/сек, тоді як в яскравих - спостерігається повільне втекання речовини. В роботі [39] наведена модель півтіні, отримана при спостереженнях з роздільною здатністю  $0''.5$ . Моделювання дало можливість визначити структуру півтіні. Виявилось, що на її зовнішній межі нахил силових ліній магнітного поля складає  $70^\circ - 75^\circ$  до нормалі. Потоки вгору та вниз сконцетровані в окремих елементах тонкої структури, причому потоки Евершеда спостерігаються в темних елементах, магнітне поле в яких майже горизонтальне. На зовнішній та внутрішній межах півтіні магнітні силові лінії являють собою «частокіл», в якому вони розташовані під різними кутами до нормалі. При дослідженні півтіні в областях 488, 436 та 430 нм були отримані докази існування тонкої волокнистої структури півтіні з шириною, меншою 80 км [32].

У роботі [40] наведено основні риси тонкої структури: а) вона є добре вираженою в глибоких фотосферних шарах та дифузійною у верхніх, б) поле швидкостей показує наявність рухів вгору у внутрішній півтіні та вниз – у середній та зовнішній, в) в крилах ліній існує підвищена яскравість, якої немає в ядрах ліній або в континуумі, г) елементи внутрішньої тонкої структури мають швидкості по променю зору вгору близько 400 м/с. Лінія FeI 557.6 нм в спектрі півтіні може бути асиметричною та показувати швидкість, спрямовану в глибину [34] (зауважимо, що подібна асиметрія цієї лінії виявлена і на тому матеріалі спостережень, який аналізується у даній роботі). Поведінка бісекторів вздовж елемента тонкої структури півтіні – волокна (filament) – показує складну поведінку поля швидкостей: в глибині фотосфери: в основі структури спостерігається рух вгору, далі горизонтально, а у верхній частині – вниз. Дослідження поля швидкостей у півтіні на основі лінії K CaII показує присутність потоку вгору у внутрішній частині півтіні та вниз у середній та зовнішній частинах [31]. В результаті отримано, що максимум потоку знаходиться на глибині 200 км, де він має швидкість 6 км/с.

На основі зникнення кругової поляризації в лініях FeI 630.25 нм, 1564.8 нм зроблено висновок про присутність у півтіні потоків вниз [29]. Тонка структура півтіні обговорюється в [38], де зроблено висновок, що темна складова має два види: темні ядра, що відповідають магнітному полю з найбільшим нахилом силових ліній до нормалі (практично горизонтальному), та проміжки між яскравими волокнами, що відповідають меншому нахилу ліній. Розгляд двох механізмів переносу теплового потоку в півтіні – через єднання силових трубок та переносу вздовж трубки при їх підйомі вгору та охолодженні – призводить до вибору другого механізму [35], що узгоджується з існуванням тепло-вих потоків вгору та вниз у півтіні. Представлена в [36] 2D магнітостатична модель півтіні, яка включає тонку структуру у вигляді радіальних розривів без магнітного поля, дає для магнітних структурних елементів депресію Вільсона біля 200–300 км. При цьому силові лінії магнітного поля мають великий нахил, біля  $70^\circ$  відносно вертикального напряму. Модель 3D – геометрії магнітної трубки в півтіні представлена в [28].

Прямі вимірювання магнітного поля у півтіні плям ускладнюються тим, що в цих місцях на Сонці, як правило, спостерігається неповне розділення зееманівських  $\pi$ -та  $\sigma$ -компонент. Частково це обумовлено реальним ослабленням магнітного поля від центру плями до її периферії, що призводить до зменшення віддалі у спектрі між  $\pi$ -та  $\sigma$ -компонентами, аж до їх взаємного злиття (блендування). Інша причина – більш поперечна (ніж у тіні плям) орієнта-

ція силових ліній, яка призводить до зменшення вкладу кругової поляризації. Як наслідок цього – суттєва невизначеність величини магнітного поля як по магнітографічних, так і по спектрально-поляризаційних даних. Фактично, при використанні лише однієї спектральної лінії і аналізатора кругової поляризації, зі спостережень визначається не модуль магнітного поля, а величина, проміжна між модулем поля та його поздовжньою складовою. У цьому випадку краще застосовувати деякі більш спеціальні методи, зокрема метод "відношення ліній" [13], який базується на порівнянні вимірювань у двох спеціально підібраних спектральних лініях. Цей метод, як відомо, застосовувався для діагностики маломасштабної структури поля у спокійних областях, факелах, порах а також спалахах [8, 10, 11, 24, 25, 43]. Однак для досліджень півтіні сонячних плям цей метод ще не використовувався, хоча необхідність саме такого аналізу є тут очевидною. На основі прямих вимірювань Вієр [44] знаходив, що магнітне поле у півтіні близьке до 170 мТл і поступово ослаблюється до зовнішньої межі плями.

Є досить цікавим і питання термодинамічних умов у плямах. Моделі 20 плям [1] були розраховані на основі досліджень ліній K CaII та D<sub>2</sub> NaI. Знайдено, що плями мають температуру в середньому на 1000° К нижчу, ніж фотосфера, а густота їх може бути нижча фотосферної при утворенні плями та зростати з її розвитком. На основі аналізу стоксових профілей ліній FeI 629.7799, 630.2499, 630.1508 нм в [16] були розраховані фотосферні моделі для середньої (розміром 11") та малої (6") плями. Виявилось, що більша пляма є і більш холодною на 400 К – 2000 К в залежності від глибини, при практично одинакових значеннях магнітного поля. При цьому більша пляма має на 2000 км більшу протяжність. Модель плями на основі спостережень в лініях FeI 614.9 нм та FeI 630.15, 630.25, 684.27, 1564.8 нм приведена в [14]. Виявилось, що магнітне поле має дві тонкі складові: темні елементи, де існує майже горизонтальне магнітне поле, світлі – з меншим нахилом силових ліній до нормалі. В центрі плями величина магнітного поля складає 270 мТл, на межі тінь/півтінь – падає до 200 мТл, на межі півтінь/фотосфера – 80 мТл; градієнт в тіні складає 0.25–0.3 мТл/км. Моделі плям також представлені в [17, 37]. В [17] на основі магнітограм високої роздільності в лініях CaI 610.27 нм та Hα отримана важлива відмінність між фотосферним та хромосферним магнітними полями: велика пляма на рівні фотосфери мала уніполярну від'ємну полярність, яка стала додатньою на хромосферному рівні. В [37] розглядалась депресія Вільсона, отримана по зображеню плями в лінії FeI 1564.8 нм, яка дорівнює 200–500 км. На основі спостережень в 10 вузьких «вікнах» (від 2 до 50 нм) спектрально-го інтервалу λλ 387.0–2350 нм були побудовані моделі плями для початку, середини та кінця сонячного циклу [27]. Виявилось, що відношення інтенсивностей неперервного спектру пляма/фотосфера для різних довжин хвиль росте з ростом фази циклу: на початку – 0.47–0.52, в максимумі – 0.52–0.55, в кінці – 0.55–0.60, і це відповідає зростанню температури плями.

Модель півтіні плями була побудована в [20] на основі порівняння спостережених та розрахованих профілей ліній H<sub>a</sub>, H<sub>b</sub>, CaII H, K та інфрачервоного триплету λ 8542, 8542, 8662. З спостережень отримано, що значення магнітного поля в тіні складає 125 мТл, в півтіні – 56 мТл, депресія Вільсона для тіні близько 500 км, а відношення інтенсивностей неперервного спектру півтінь/фотосфера в залежності від довжини хвилі – в межах 0.7–0.8.

У цій роботі вивчається півтінь "спокійної" сонячної плями передусім як область порівняння для тих ділянок активних областей, де раніше були зареєстровані сонячні спалахи. Відомо, що спалахи на Сонці, як правило, виникають саме в групах сонячних плям, притому їх яскраві вузли часто виникають поблизу плями або в її півтіні, рідше – в тіні. Щоб зрозуміти, в якій мірі деякі специфічні особливості напівемпіричних моделей спалахів (зокрема вузькі висотні піки в розподілі магнітного поля й температури [6, 8, 25]) є винятковими ефектами саме для спалахів, слід тими ж методами аналізу (що і в роботі [25]) дослідити типову область порівняння – спокійну, без спалахів, півтінь сонячної плями. Саме це і є основною метою даної роботи.

**Матеріал спостережень та вибрані спектральні лінії.** Вивчалась досить правильна сонячна пляма, яка спостерігалась 22 вересня 2005 р. поблизу центру диску Сонця ( $\mu = 0.98$ ). Ешеліний спектр плями був отриманий в ортогональних кругових поляризаціях о 8:19 UT на горизонтальному сонячному телескопі (далі – ГСТ) Астрономічної обсерваторії Київського національного університету [5]. Пляма мала діаметр 60", N полярність і індукцію магнітного поля 290 мТл в її центрі згідно з візуальними вимірюваннями одного з авторів (Л.В.) на ГСТ АО КНУ в лінії FeI 525.02 нм. Дрижання зображення було в межах 2–3"; саме ця величина і визначає фактичну просторову роздільність виконаних спостережень ( $\approx 1.5\text{--}2 \text{ Mm}$ ). Спектр плями сфотографований на фотопластинку ORWO WP3 з експозицією 50 сек.

Фізичні умови у півтіні плями вивчались по 14 спектральних лініях (табл. 1). У цій таблиці: EP – потенціал збудження нижнього терма, g<sub>eff</sub> – ефективний фактор Ланде, h(D) – висота утворення центра лінії згідно [2], g<sub>0,p</sub> – спостережена центральна залишкова інтенсивність лінії у півтіні (для параметра Стокса I). Для ліній №№ 6–9 подані також (в дужках) висоти формування для всього профілю інтенсивності; видно, що для вказаних чотирьох ліній ці висоти досить близькі між собою.

Ефективні фактори Ланде  $g_{eff}$  для тих ліній, де вказані три цифри після коми, відповідають лабораторним значенням з роботи Земанек і Стефанова [3, 4]. Для всіх інших ліній наведено теоретичні значення для LS-зв'язку.

**Усереднені магнітні поля.** Ці поля можна вимірюти по зміщенню „центрів ваги” профілів I±V. Таким чином отримуємо деяке середнє по площі апертури магнітне поле, яке у випадку слабких і помірних магнітних полів ( $< 50 \text{ mTl}$ ) має відповідати усередненому магнітному потоку через апертуру поздовжньої складової вектора магнітного поля  $B_z$  [13]. Величина цього поля у різних спектральних лініях має залежати як від висоти формування лінії і висотного градієнта магнітного поля, так і неоднорідності поля у горизонтальному напрямі, зокрема від можливої наявності просторово нероздільних (субтелескопічних) елементів з високими напруженостями. Щоб виключити вплив висотних змін, доцільно спершу порівняти вимірювання у тих лініях, які мають практично одинакову висоту формування в атмосфері, але різні фактори Ланде. У нашому випадку такими лініями є лінії №№ 6–9.

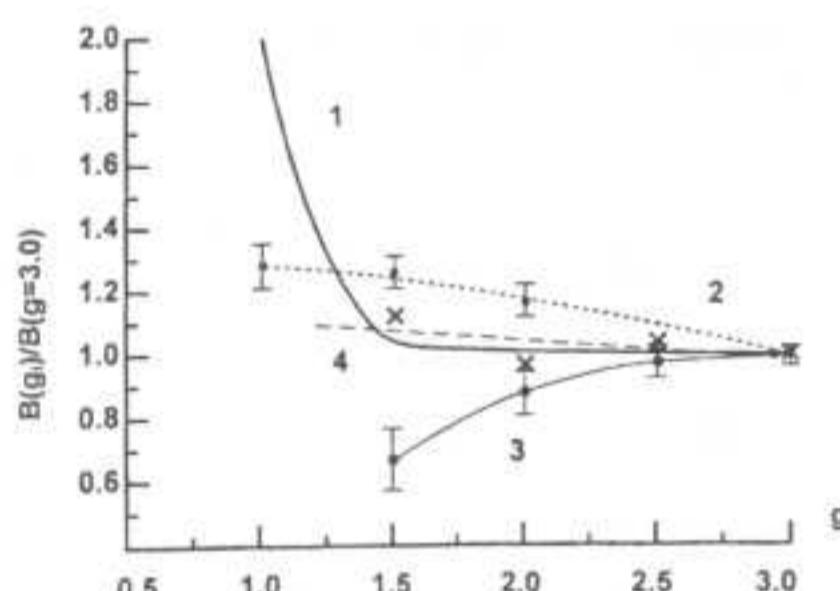
Виявилось, що в досліденому місці півтіні плями магнітні поля по цих лініях є практично одинаковими, в межах 56–65 мТл (560–650 Гс), при типових похибках вимірювань 3–5 мТл. Для діагностики можливої субтелескопічної неоднорідності важливо розглянути відношення  $B(g)/B(g=3.0)$ , тобто величину поля у лінії з довільним фактором Лан-

де  $g$  до поля, виміряного у лінії з фактором Ланде  $g=3.0$  (такою є лінія FeI 525.02). Саме такі дані подані на рис. 1 (косі хрестики і штрихова залежність 4) разом з аналогічними даними для слабких магнітних потоків (крива 1 [21]), помірних потоків за межами плям та спалахів (крива 2 [8]), а також сонячного спалаху (залежність 3 [26]).

**Таблиця 1.** Спектральні лінії, використані для вимірювань магнітного поля та для побудови напівемпіричної моделі півтіні плями

№ п /п	Елемент, № мультиплету	$\lambda$ , нм	ЕР, eВ	$g_{\text{eff}}$	$h(D)$ , км	$g_{0,p}$
1	Fell 42	492.392	2.88	1.70	-	0.399
2	Fell 49	523.462	3.21	0.869	370	0.444
3	Crl 43	523.734	4.06	1.66	194	0.662
4	Scll 26	523.982	1.45	1.00	241	0.640
5	FeI 843	524.249	3.62	1.00	-	0.355
6	FeI 1	524.705	0.09	1.998	415 (328)	0.400
7	Crl 18	524.756	0.96	2.50	417 (308)	0.360
8	FeI 1	525.021	0.12	2.999	409 (324)	0.450
9	FeI 66	525.065	2.19	1.502	493 (330)	0.302
10	Fell 48	526.480	3.22	0.142	195	0.699
11	FeI 553	532.418	3.20	1.502	-	0.160
12	FeI 686	557.609	3.42	-0.012	-	0.339
13	FeI 816	630.151	3.65	1.669	489	0.350
14	FeI 816	630.251	3.67	2.487	381	0.512

Видно, що всі наведені залежності суттєво відрізняються. Якби на Сонці були маломасштабні елементи лише з помірними полями, мала б місце незмінність розглянутого відношення, тобто  $B(g)/B(g=3.0) = \text{const}$ . У дійсності ж, всі наведені залежності 1–4 у більшій чи меншій мірі відрізняються від випадку  $B(g)/B(g=3.0) = \text{const}$ , і саме це вказує на субтелескопічні неоднорідності з дуже сильними ("кілогауссовими") полями ( $B > 100$  мТл). Зокрема, як показано в роботах [8, 9], залежність 1 може вказувати на магнітні поля  $B \approx 1$  Тл, 2 – на присутність кількох типів (мод) магнітних елементів з магнітними полями в межах 0.3–1.3 Тл [7, 12], а залежність 3 – на також сильні поля (до 0.8 Тл), але протилежної полярності або ж такі, що дають прояви ефекту Зеємана в емісії.



**Рис. 1.** Порівняння відносних магнітних полів  $B(g)/B(g=3.0)$  для ліній з різними факторами Ланде  $g$  для таких областей на Сонці: 1 – слабкі магнітні потоки [21], 2 – помірні потоки за межами плям та спалахів (крива 2 [8]), 3 – сонячний спалах [26], 4 – досліджена півтіні плями

Не зупиняючись на деталях відповідних моделей (вони викладені в роботах [7, 8, 12]), зауважимо, що саме для півтіні (4) маємо найкраще наближення до випадку  $B(g)/B(g=3.0) = \text{const}$ . Це може мати двояку причину [8, 9]: а) магнітні поля у дослідженій ділянці не дуже сильні, до 100 мТл, і б) магнітні поля досить сильні ( $> 100$  мТл), але зосереджені в маломасштабних ділянках з незначним інтегральним фактором заповнення  $a$  ( $a \ll 1$ ). Щоб встановити, який з цих варіантів а) чи б) відповідає дійсності, слід застосувати інші методи аналізу.

**Метод „відношення ліній”.** У цьому методі визначається відношення магнітних полів, виміряних у лініях FeI 525.02 та 524.71 нм на різних віддалях  $d$  від їх центрів; це відношення  $B(525.0)/B(524.7)$  позначимо через  $k$ . Вказані лінії належать одному мультиплету FeI (№ 1), мають практично однакову глибину формування в атмосфері Сонця і температурну чутливість, але різні фактори Ланде. Формально, це ніби одна й та ж спектральна лінія, в якій дискретно змінюються фактор Ланде. У такому випадку можна вважати, що немагнітні зміни у профілях цих двох ліній є однаковими, тоді як магнітні – дискретно і суттєво змінюються.

На рис. 2 подано вимірюне відношення  $B_{\text{obs}}(525.0)/B_{\text{obs}}(524.7)$  для досліденої півтіні разом з відповідними теоретичними залежностями з роботи [30]. Видно, що майже на всьому розглянутому інтервалі віддалей від центра ( $d = 2$ –

10 пм), маємо  $k \neq 1$ . Це вказує на присутність як у спалаху, так і в спокійних областях сильних магнітних полів ( $\geq 100$  мТл). Якби величина магнітного поля дійсно дорівнювала 56–65 мТл, ми мали б  $k \approx 1$  (з точністю 5–10 %) на всьому інтервалі значень  $d = 2$ –10 пм [30].

З рис. 2 видно, що найкраще зі спостереженою залежністю узгоджується теоретична для  $B \approx 150$  мТл, можливо, 160 мТл. Це означає, що незважаючи на відносно слабкі вимірювані зееманівські зміщення (які відповідають лише 60 мТл), дійсна величина магнітного поля у півтіні була  $B_t \approx 150$ –160 мТл, тобто близька до тієї (170 мТл), що знайдена Вієром [44] іншим методом.

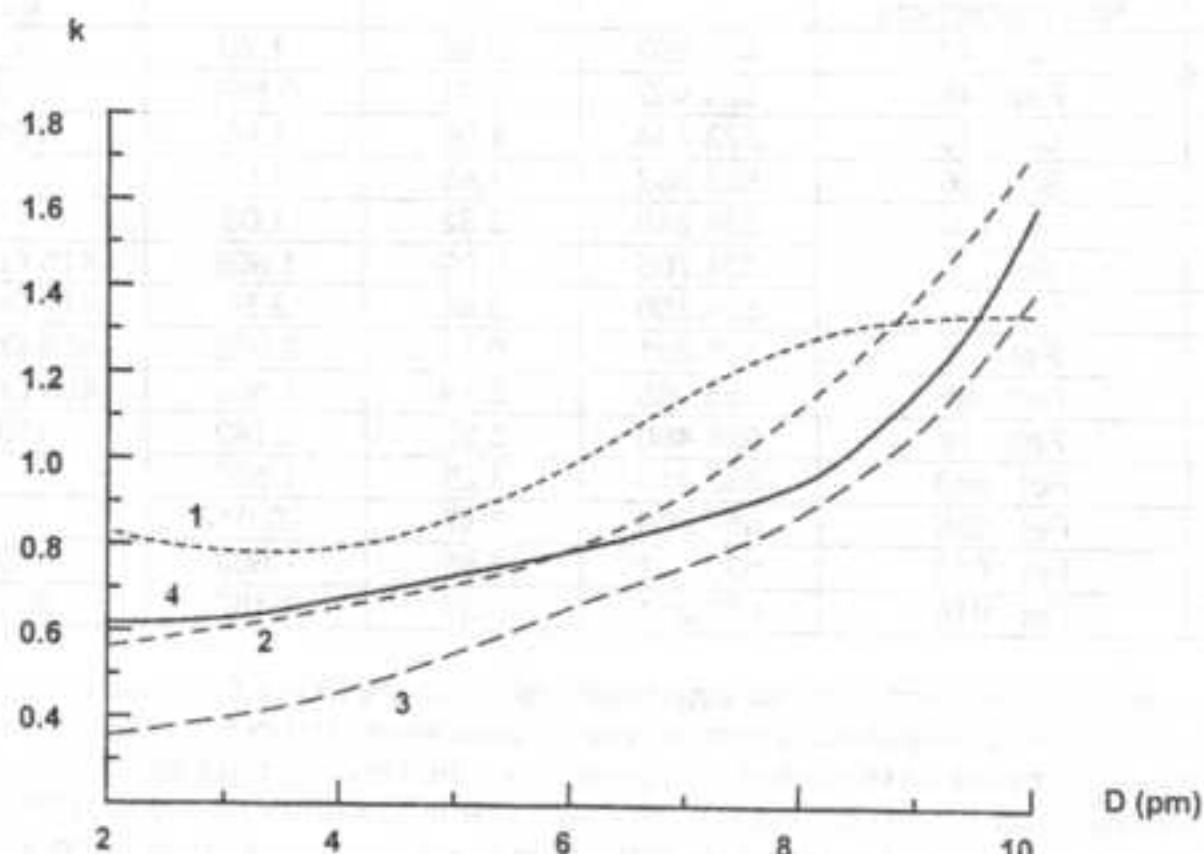


Рис. 2. Відношення  $B(525.0)/B(524.7)$  на різних віддалях  $d$  від їх центрів ліній для теоретичних (1–3) залежностей та спостереженої (4): 1 – 100 мТл, 2 – 150 мТл, 3 – 200 мТл, 4 – півтіні плями. Точність визначення параметра  $k$  в межах  $\pm 0.02$ –0.05

Отримані дані дозволяють наблизено оцінити фактор заповнення  $\alpha$  сильної компоненти. Якщо вважати, що магнітний потік фонового поля близький до нуля, то [13]

$$\alpha \approx B_{\text{obs}} / B_t, \quad (1)$$

де  $B_t$  – індукція магнітного поля у маломасштабних структурах (волокнах). Тут припускається, що кут нахилу силових ліній до променя зору  $\gamma = 0^\circ$ . Підставляючи у формулу (1) значення:  $B_{\text{obs}} \approx 60$  мТл,  $B_t \approx 155$  мТл, маємо  $\alpha \approx 0.39$ . Тобто, компонента з сильним полем займає у півтіні приблизно 40 % площини. Очевидно, це деяка верхня межа фактора заповнення. У роботі [10] показано, що в спокійних областях трохи більше половини магнітного потоку припадає на тонкоструктурні елементи, а решта – на фонові поля  $B_t$ . У такому разі [10]

$$B_{\text{obs}} = (1 - \alpha)B_t + \alpha B_t. \quad (2)$$

Після нескладних перетворень, вважаючи що  $B_t \ll B_t$ , маємо

$$\alpha \approx B_{\text{obs}} / (B_t / \alpha + B_t). \quad (3)$$

У роботах [10, 11] знайдено, що для спокійних областей  $B_t / \alpha \approx 100$  мТл. Якщо це співвідношення виконується і для півтіні плямами, то тоді  $\alpha \approx 0.24$ . З формулі (3) випливає, що такі значення  $B_t / \alpha$  та  $\alpha$  відповідають  $B_t \approx 30$  мТл.

Таким чином, дані методу "відношення ліній" свідчать на користь двохкомпонентної структури магнітного поля у півтіні плямами, при якій на  $\approx 25\%$  площині присутні сильні магнітні поля з індукцією 150–160 мТл, тоді як на решті 75% площини – більш слабкі фонові поля з полем 30 мТл. Слід зауважити, що аналіз цим методом (на базі ліній FeI 524.7 та 525.0 нм) нічого не може сказати про можливо існуючі більш сильні поля. Дійсно, лінії 524.7 та 525.0 нм мають високу магнітну чутливість (їх фактори Ланде дорівнюють 2.0 та 3.0, відповідно) і згідно з відомою формуллю

$$\Delta\lambda_H = 4.67 \times 10^{-8} g \lambda^2 B, \quad (4)$$

(де  $\Delta\lambda_H$  та  $\lambda$  у нм,  $B$  – у Тл) при  $\Delta\lambda_H = 0.01$  нм = 10 пм (як для крайньої точки на рис. 2) маємо  $B = 390$  мТл по лінії FeI 524.7 і лише 260 мТл по FeI 525.0. Тобто поля з індукцією більше 400 мТл, навіть якщо вони і є на Сонці, практично ніяк не проявляються на вигляді залежностей, подібних до поданої на рис. 2. Для з'ясування питання про можливу наявність більш сильних полів слід використовувати лінії з меншими факторами Ланде [8].

Особливості розщеплення бісекторів профілів  $I \pm V$ . Бісектором, як відомо, є серединна лінія профілю, що з'єднує у ньому точки з рівною інтенсивністю. Розподіл взаємного розщеплення бісекторів у профілях  $I + V$  та  $I - V$  в залежності від віддалі від центру лінії є простим й наочним тестом на предмет поверхневої неоднорідності магнітного поля [26].

Величину розщеплення бісекторів можна визначити згідно розподілу кругової поляризації в сфері лінії (параметр Стокса  $V$ ). При дійсно слабких магнітних полях, коли зееманівське розщеплення  $\Delta\lambda_H$  набагато менше за допплерівську ширину лінії  $\Delta\lambda_D$ , параметр Стокса  $V$  можна подати таким виразом:

$$V \propto (dI/d\lambda) \Delta\lambda_H. \quad (5)$$

де  $dI/d\lambda$  – градієнт інтенсивності у стоксовому профілі  $I$ . З (5) випливає, що

Адм. № VII д/д/д).

Теоретично при слабкому однорідному магнітному полі, коли  $\Delta h/\Delta \rho < 1$ , знайдена згідно ( 6 ) величина  $\Delta h$  має бути однаковою на різних віддалях від центра ліній.

Якщо ж магнітне поле є неоднорідним, і спостережений спектр є результатом сумування вкладів від фонового поля і маломасштабного сильного поля, виміряне згідно ( 6 ) значення  $\Delta\lambda_n$  буде різним на різних віддалях від ядра лінії [8]. Тоді відношення  $V/(dI/d\lambda)$  по фізичному смислу буде вже не якимось конкретним зееманівським розщепленням, а просто певною функцією розщеплень у фоновій і маломасштабній компонентах, а також функцією факторів заповнення цих компонент. Варто тоді говорити просто про розщеплення бісекторів, яке позначатимемо нижче через BS.

Спостережене розщеплення бісекторів у лініях FeI 524.249 та 532.418 нм ( $g = 1.0$  та  $1.5$ , відповідно) подано на рис. 3.

На цьому рисунку по осі абсцис для лінії FeI 532.418 нм подані фактичні віддалі від центра, а для лінії FeI 524.249 нм – збільшені у 1.5 рази, що відповідає відношенню факторів Ланде для цих ліній. При співставленні даних по цих лініях виявилось, що коли для обох ліній взяти фактичні віддалі від центру, то загальний хід залежностей на графіку узгоджується гірше, ніж на рис. 3. Це непрямим чином свідчить на користь дійсно магнітної природи деяких особливостей розподілу  $BS(I)$ , зокрема, глибокого мінімуму поблизу  $I \approx 17.5$  пм.

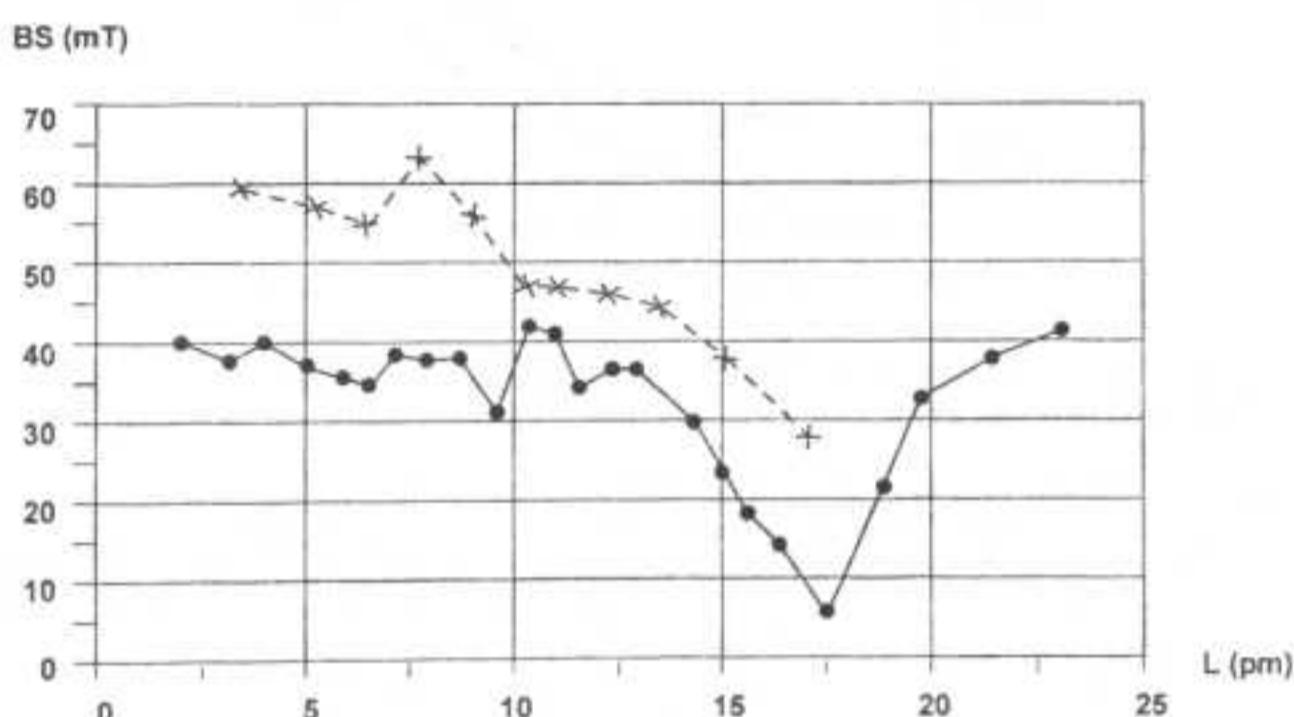


Рис. 3. Спостережене розщеплення бісекторів BS в залежності від приведеної віддалі  $l$  від центрів ліній: суцільна лінія – Fel 532.418, штрихова – Fel 524.249

З рис. 3 видно, що незважаючи на слабку магнітну чутливість обох ліній (а отже, очікуване виконання умови  $\Delta h_1/\Delta h_2 \ll 1$  навіть для полів у 100–150 мТл) в дійсності хід розщеплення бісекторів відповідає умові

$$BS(l) \neq \text{const.} \quad (7)$$

Найбільш очевидний ефект, що обумовлює нерівність (7) – глибокий мінімум на  $I \approx 17.5$  пм. Згідно з формулою (4), цей мінімум відповідає  $B = 880$  мТл (8.8 кГс). Структури з такими дуже сильними поля, згідно з виконаними розрахунками, повинні мати наступні особливості:

а) їх магнітна полярність повинна бути протилежною до полярності двох інших компонент магнітного поля півтіні, тобто південною (S):

б) фактор заповнення площи цими полями повинен бути  $\approx 5\%$ ;

в) півширина спектральної лінії FeI 532.418 нм у відповідних структурних елементах має бути дуже малою, не більше 3 пм (30 м $\text{\AA}$ ), що означає не тільки повне пригнічення турбулентності, але й суттєве (приблизно на порядок) зниження температури.

Зауважимо, що на протилежну полярність цих дуже сильних полів вказує на рис. 3 мінімум розщеплення: якби полярність там була однаковою, був би не мінімум, а максимум [8]. Детальне порівняння обох крил профілів  $I \pm V$  лінії FeI 532.4 нм показало, що цей мінімум обумовлений вузькими покальними особливостями в обох крилах лінії ("червоному" і "фіолетовому"). Ці особливості розташовані практично симетрично відносно центра лінії – як і має бути при ефекті Зесмана при незначних відносних променевих швидкостях.

**Напівемпірична модель півтіні.** При побудові моделі використовувались лінії №№ 1–4, 7–10, 12–14. Як вихідна використовувалась модель спокійної фотосфери з роботи [41] (модель С), параметри ліній сонячного спектру – з [19], сили осциляторів для підготовчих розрахунків – із [22], ефективні фактори Ланде обчислювались по [23]. Для розрахунків використовувалась програма Е.О.Барановського [15]. Крім спостережних даних про профілі ліній, при побудові моделі використовувались також спостережені відношення інтенсивностей півтіни/фотосфера в неперевному спектрі. Для різних довжин хвиль ці відношення виявились такими: 492 нм –  $0.70 \pm 0.01$ , 525 нм –  $0.71 \pm 0.03$ , 558 нм –  $0.74 \pm 0.01$ , 630 нм –  $0.77 \pm 0.02$ .

Спершу була розрахована більш проста однокомпонентна модель. Виявилось, що вона задовільно узгоджується з спостереженнями. На рис. 4 подано хід температури з оптичною глибиною для однокомпонентної моделі півтіні та моделей із [18, 20, 31]. Температура півтіні менша від температури незбуреної фотосфери в глибині фотосфери на 1400 К, але починаючи з  $\lg \tau < -2.2$  вони практично однакові. Порівняння з моделлю півтіні [20] показує вищу на 1000 К температуру в отриманій нами моделі. На основі спостережень з високою роздільною здатністю в лінії K CaII були побудовані холодна, гаряча та усереднена моделі півтіні [31], де максимальна різниця температур між гарячою і холодною моделями досягає 300 К. Отримана однокомпонентна модель практично співпадає з усередненою моделлю [31] та моделлю, побудованою на основі спостережень лінії FeI 557.6 нм [18].

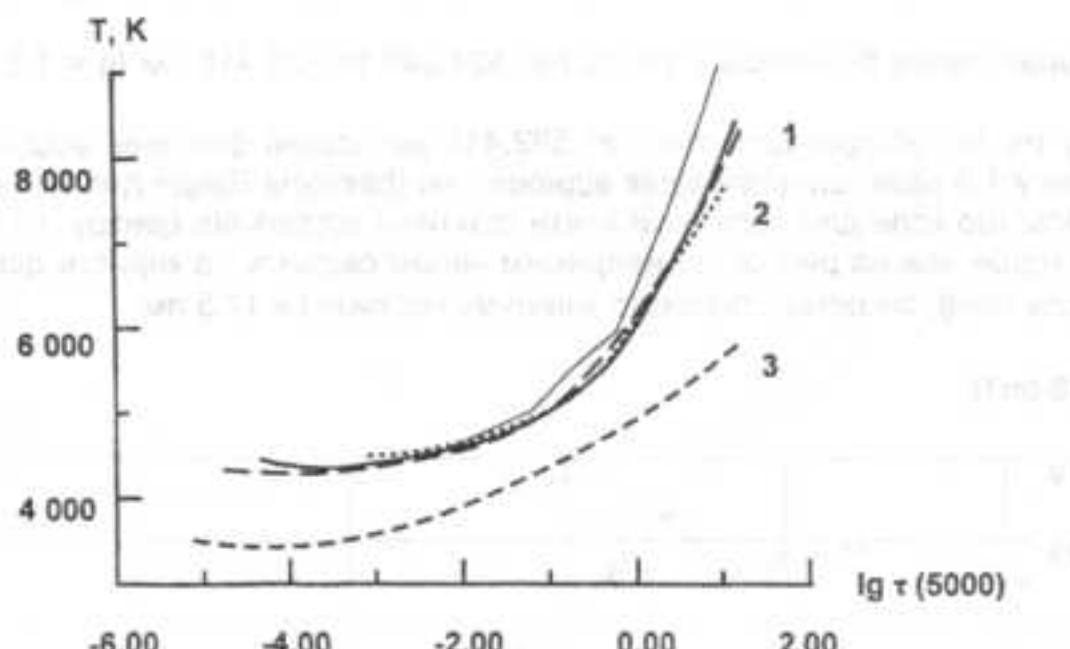


Рис. 4. Порівняння висотних розподілів температури у різних моделях півтіні: спокійна фотосфера – тонка неперервна лінія, однокомпонентна модель півтіні даної роботи – товста лінія, 1 – модель півтіні з [18], 2 – усереднена модель з [31], 3 – [20]

Після побудови однокомпонентної моделі була розрахована також двохкомпонентна модель. Вона має яскраву та темну компоненти. Індукції магнітного поля та фактори заповнення цих компонент були взяті на основі даних методу "відношення ліній". Припускалось також, що у яскравій компоненті відношення інтенсивності півтіні до неперервного спектру Сонця було 0.86–0.76, тоді як у темній – в межах 0.58–0.47. Відповідно фактори заповнення складають 70% та 30%, а магнітні поля в глибині фотосфери – 50 мТл та 150 мТл. Розраховані 1- та 2-компонентні моделі подані в табл. 2. Назви темна та світла компоненти умовні, оскільки при роздільній здатності 2" – 3" на щілину спектрографа попадає від 20 і більше волокон, в залежності від прийнятої товщини волокна. Тому 2-х компонентна модель просто демонструє можливість існування волокон з різкими змінами параметрів на невеликій частині півтіні.

З табл. 2 видно, що різниця температур між компонентами найбільша на нижній межі і поступово наближається до температури незбуреної фотосфери біля  $\lg \tau \approx -2.2$ . Слід відмітити, що однокомпонентна модель є якби усередненою для двокомпонентної.

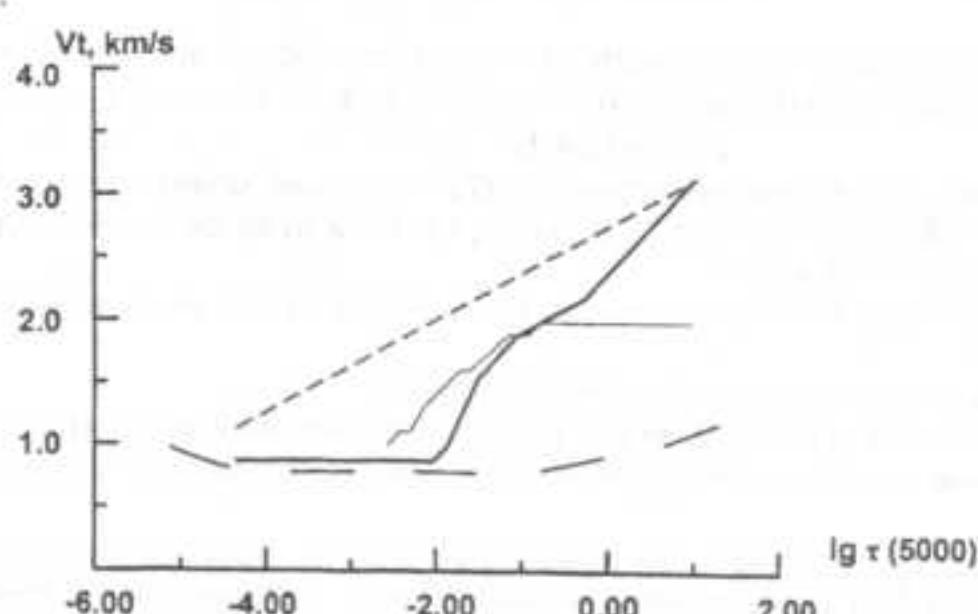


Рис. 5. Зміна турбулентної швидкості (товста неперервна лінія) з оптичною глибиною в однокомпонентній моделі, пунктирна – в яскравій компоненті 2-х компонентної моделі. Тонка неперервна лінія – незбурена фотосфера, штрихова – швидкість з роботи [20]

Розподіл густини вздовж оптичної глибини показує існування області підвищеної густини до 5 разів для однокомпонентної моделі в проміжку ( $-2.33 < \lg \tau < -0.30$ ) та двокомпонентної ( $-3.14 < \lg \tau < -0.30$ ). Густина, отримана в моделі [20], є приблизно в 5 разів вища впротив всієї фотосфери, ніж в однокомпонентній. Можливо, підвищена густина та понижена температура привели до того, що швидкості в [20] значно нижчі, ніж отримані в даній роботі та [31]. З рис. 5 видно, що турбулентна швидкість у півтіні росте з глибиною. Це може бути проявом потоку вниз, про що згадувалось вище в [34].

У розрахованих однокомпонентні та двокомпонентні моделях півтіні магнітне поле монотонно росте в глибину, кут нахилу його силових ліній до променя зору є нульовим. Цей результат можна пояснити хаотичним розподілом нахилу волокон до променя зору та великим їх числом на щілині спектрографу. Це відповідає прийнятій моделі півтіні, як заплутаній волоконний структурі [42], яка обумовлена складною системою магнітних полів.

Протяжність півтіні, порівняно з протяжністю незбуреної фотосфери, для однокомпонентної моделі є меншою на 200 км, двокомпонентної – 250 км, що узгоджується з результатом [31].

На рис. 6 подано порівняння розрахованих та спостережених наборів профілів ліній, які між собою узгоджувались по сумі мінімальних відхилень. Видно, що обидва набори ліній практично співпадають.

Таблиця 2. Розподіл основних параметрів 1 та 2-х компонентних моделей півтіні плями

lg τ(5000)	1-компонентна модель			Темна компонента 2-компонентної моделі			Світла компонента 2-компонентної моделі		
	T, K	lg ρ, cm <sup>-3</sup>	B, мTл	T, K	lg ρ, cm <sup>-3</sup>	B, мTл	T, K	lg ρ, cm <sup>-3</sup>	B, мTл
-4.357	4470	14.76	41	4470	14.76	111	4470	14.76	11
-4.221	4430	14.90	42	4430	14.90	112	4430	14.90	12
-4.086	4400	14.99	43	4400	14.99	113	4400	14.99	13
-3.951	4370	15.12	44	4370	15.12	114	4370	15.12	14
-3.815	4350	15.19	45	4350	15.19	115	4350	15.19	15
-3.680	4340	15.26	46	4340	15.26	116	4340	15.26	26
-3.545	4330	15.33	47	4330	15.33	117	4330	15.33	17
-3.411	4340	15.44	48	4340	15.44	118	4320	15.44	18
-3.276	4360	15.51	49	4360	15.51	119	4330	15.51	19
-3.140	4390	15.56	50	4390	15.56	120	4340	15.56	20
-3.005	4410	15.63	51	4410	15.63	121	4360	15.73	21
-2.870	4440	15.67	52	4440	15.67	122	4390	15.77	22
-2.735	4460	15.72	53	4460	15.72	123	4420	15.82	23
-2.600	4490	15.79	54	4490	15.79	124	4460	15.89	24
-2.465	4530	15.87	55	4530	15.87	125	4490	15.97	25
-2.330	4550	16.16	56	4550	15.96	126	4520	16.16	26
-2.194	4590	16.24	57	4590	16.04	127	4550	16.24	27
-2.059	4620	16.39	58	4620	16.09	128	4600	16.39	28
-1.924	4680	16.46	59	4680	16.16	129	4650	16.46	29
-1.788	4740	16.55	60	4740	16.25	130	4700	16.55	30
-1.654	4760	16.63	61	4760	16.33	131	4750	16.63	31
-1.519	4790	16.71	62	4790	16.41	132	4850	16.71	32
-1.384	4800	16.80	63	4820	16.50	133	4940	16.80	33
-1.249	4900	16.88	64	4850	16.58	134	5000	16.88	34
-1.114	5000	16.97	65	4870	16.67	135	5100	16.97	35
-0.979	5100	17.04	66	4900	16.74	136	5170	17.10	36
-0.842	5150	17.09	67	4950	16.79	137	5270	17.15	37
-0.708	5300	17.13	68	5000	16.83	138	5320	17.20	38
-0.573	5400	17.07	69	5050	16.87	139	5490	17.17	39
-0.438	5520	17.00	70	5120	16.90	140	5540	17.10	40
-0.303	5650	16.96	71	5250	16.96	141	5670	17.06	41
-0.167	5820	17.04	72	5320	17.04	142	5850	17.04	42
-0.032	6000	17.07	73	5500	17.07	143	6130	17.07	43
0.104	6200	17.10	74	5750	17.10	144	6430	17.10	44
0.238	6450	17.10	75	5950	17.10	145	6750	17.10	45
0.373	6650	17.12	76	6050	17.12	146	7100	17.12	46
0.508	7000	17.12	77	6400	17.12	147	7500	17.12	47
0.643	7300	17.12	78	6700	17.13	148	7900	17.13	48
0.778	7600	17.13	79	7000	17.13	149	8200	17.13	48
0.913	7900	17.13	80	7300	17.14	150	8700	17.13	50

**Висновки та їх обговорення.** Основний висновок нашої роботи полягає у тому, що півтінь досліджені сонячної плями є дуже неоднорідним утворенням, в якій можна виділити три основні компоненти: а) світлу ("фонову") компоненту з магнітним полем 20–40 мTл на рівні фотосфери та фактором заповнення 70%, б) темну маломасштабну компоненту з магнітним полем =150 мTл та фактором заповнення =25% і в) ще одну маломасштабну компоненту з особливо сильним полем у 880 мTл, фактором заповнення = 5% і з протилежною магнітною полярністю. У перших двох компонентах магнітне поле монотонно спадало з висотою, з висотним градієнтом – 0.06 мTл/км. Характерною особливістю третьої компоненти є істотно звужені спектральні лінії, які вказують на практично повне пригнічення турбулентних рухів і значне охолодження плазми. Напівемпірична модель півтіні задовільно узгоджується з спостереженнями, якщо припустити близький до нуля кут нахилу силових ліній до променя зору. Висотний розподіл густини

ни у півтіні має локальне підвищення в середній та нижній фотосфері і типову для спокійної атмосфери густину – у верхній фотосфері. Мінімум температури у півтіні – на тій же висоті, що і в незбуреній атмосфері ( $\lg \tau = -3.5$ ).

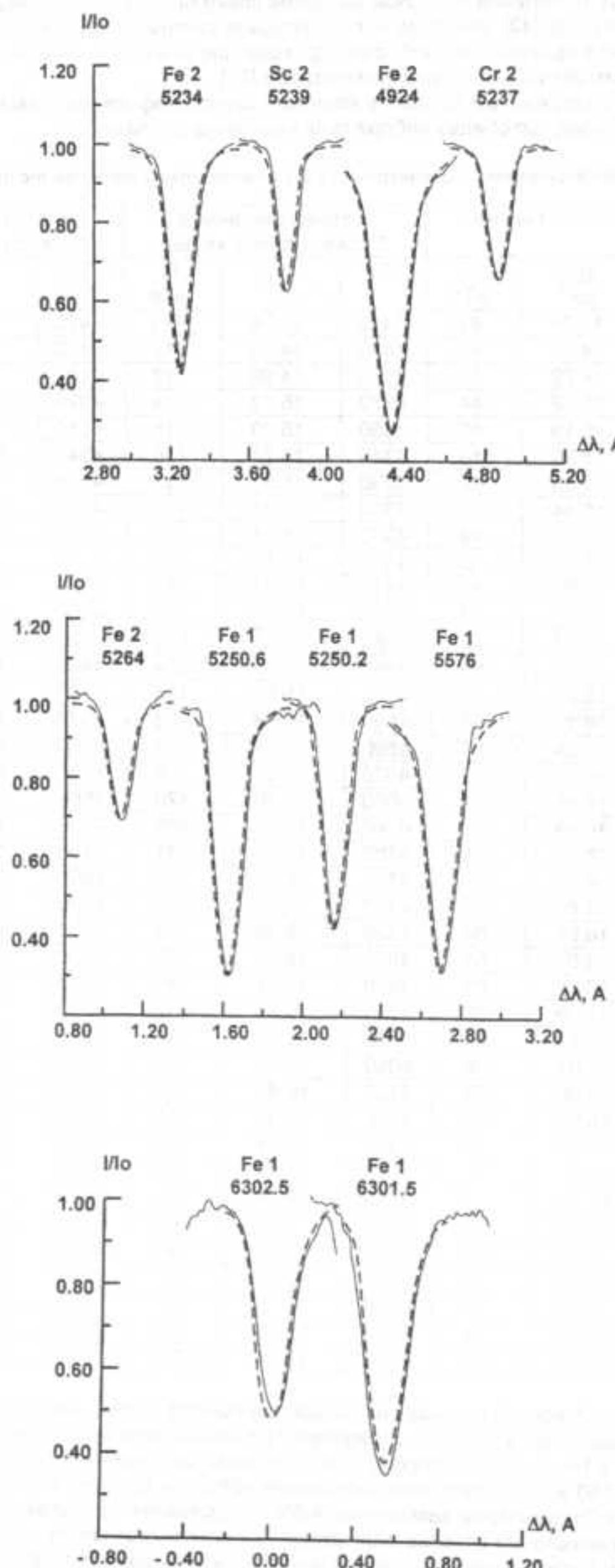


Рис. 6. Порівняння спостережених профілів ліній півтіні (неперервана лінія) та розрахованих (штрихова)

Турбулентна швидкість у півтіні в цілому спадає з висотою і дорівнює 1 км/с у верхній фотосфері, і 2 км/с – у нижній. Порівняно з незбуреною фотосферою, півтінь має на 100 км меншу протяжність.

Зауважимо, що величина магнітного поля у перших двох компонентах добре узгоджується з моделями плям, отриманих в роботі [16]. Щодо ж третьої компоненти, то подібні спектральні ефекти, які вказують на просторово нероздільні поля до ≈ 1 Тл, виявлені раніше за межами плям, а також у сонячних спалахах [6, 7, 8, 26]. Так, у роботах [7, 8, 12] вказано на можливе існування в активній області поблизу сонячних плям трьох типів (мод) маломасштабних структур, що мають індукцію 0.3–0.4, 0.7–0.8 та 1.1–1.3 Тл. Автори [26] у сонячних спалахах виявили спектральні ефекти, що свідчать на користь дискретних значень індукції у 0.13–0.15, 0.39–0.56 та 0.78 Тл. В роботі [12] запропоновано пояснення дискретності значень магнітного поля в тонкоструктурних елементах, виходячи з ідеї екраниованого безсилового МГД джгута. В такому джгуті дискретність індукцій виникає як результат екраниованості, тобто обмеженості джгута у поперечному до осі напрямі. При приближно однаковому зовнішньому газовому тиску має бути і приближно одинаковий набір дискретних індукцій. Тому те, що у нашому випадку значення поля у 0.88 Тл виявляється близьким до отриманих раніше для інших областей значень 0.7–0.8 та 0.78 Тл, можливо, є невипадковим – воно просто відображає, з одного боку, тотожність МГД механізму утворення відповідних мало масштабних структур у різних областях на Сонці, а по-друге, відносно вузький діапазон сумарного тиску (газового+магнітного), який утримує ці структури у рівновазі.

**Подяка.** Автори вдячні Е.А.Барановському за дозвіл використовувати його програму для аналізу спектральних даних.

1. Барановский Э.А., Степанян Н.Н. Изменение физических условий в пятнах активной области McMath 14943 12-19 сентября 1977 г. // Изв. Крым. астрофиз. обс. – 1980. – Т. 62. – С. 125–130.
2. Гуртовенко Э.А., Костык Р.И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов // Киев: Наук. думка, 1989. – 200 с.
3. Земанек Е.Н., Стефанов А.П. Расщепление некоторых спектральных линий ионизированного железа в магнитном поле // Вестн. Киев. ун-та Астрономия. – 1985. – Вып. 27. – С. 32–38.
4. Земанек Е.Н., Стефанов А.П. Расщепление некоторых спектральных линий FeI в магнитном поле // Вестн. Киев. ун-та Астрономия. – 1976 – Вып. 18. – С. 20–36.
5. Курочкина Е.В., Курочкина Л.Н., Лозицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестн. Киев. ун-та Астрономия. – 1980. – Вып. 22. – С. 48–56.
6. Курочкина Е.В., Осица О.Б., Лозицкий В.Г. Магнітні поля та турбулентні швидкості у різних фазах розвитку сонячного спалаху // Вісн. Київ. нац. ун-ту Астрономія. – 2006. – Вип. 43. – С. 8–11.
7. Лозицкий В.Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел. – 1986. – Т. 2, № 1. – С. 28–35.
8. Лозицкий В.Г. Сильные магнитные поля в мелкомасштабных структурах и вспышках на Солнце. Дисс. доктора ф.-м. наук. 01.03.03 – Киев, 2003. – 299 с.
9. Лозицкий В.Г., Долгополов В.И. К вопросу о калибровке измерений солнечного магнитографа, II // Солн. данные. – 1983. – № 5. – С. 71–76.
10. Лозицкий В.Г., Цап Т.Т. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца // Кинематика и физика небес. тел. – 1989. – Т. 5, № 1. – С. 50–58.
11. Рачковский Д.Н., Цап Т.Т., Лозицкий В.Г., Лейко У.М. Проблемы диагностики мелкомасштабных магнитных полей на Солнце // Изв. Крым. астрофиз. обс. – 2006. – Т. 103. – Ч. 2. – С. 26–35.
12. Соловьев А.А., Лозицкий В.Г. Бессиловая модель тонкоструктурного магнитного элемента // Кинематика и физика небес. тел. – 1986. – Т. 2, № 5. – С. 80–84.
13. Стенфло Дж.О. Мелкомасштабные магнитные поля на Солнце // В сб.: Проблемы солнечной активности. – М.: Мир, 1979. – С. 75–120.
14. Balthasar H., Schmidt W. Polarimetry and spectroscopy of a single sunspot. II. On the height and temperature dependence of the magnetic field // Astron. Astrophys. – 1993. – Vol. 279. – P. 243–250.
15. Baranovsky E.A. Semiempirical LTE modelling of solar photosphere layers. I. Theoretical background. // Contrib. Astron. Obs. Skalnate Pleso. – 1993. – Vol. 23. – P. 107–117.
16. Collados M., Martinez Pillet V., Ruiz Cobo B., del Toro Iniesta J.C., Vazquez M. Observed differences between large and small sunspots // Astron. Astrophys. – 1994. – Vol. 291. – P. 622–634.
17. Dara H.C., Koutchmy S., Alissandrakis C.E. Photospheric and chromospheric magnetic field structure of a bipolar sunspot region // Astron. Astrophys. – 1993. – Vol. 277. – P. 648–652.
18. Del Toro Iniesta J.C., Tarbell T.D., Ruiz Cobo B. On the temperature and velocity through the photosphere of a sunspot penumbra // Astrophys. J. – 1994. – Vol. 436. – P. 400–410.
19. Delbouille L., Neven L., Roland G. Photometric atlas of the solar spectrum from  $\lambda$  3000 to 10000 Å // Liege Univ. Press. 1973.
20. Ding M.D., Fang C. A semi-empirical model of sunspot penumbra // Astron. Astrophys. – 1989. – Vol. 225. – P. 204–212.
21. Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severyn A.B., Tsap T.T. The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines // Sol. Phys. – 1973. – Vol. 31, No. 2. – P. 307–316.
22. Kunucz R.L., Peytremann E. A table of semiempirical gf values // Smithsonian Astrophysical Observatory. Special report. – 1975. – N 362 – Part 2, 3.
23. Landi Degl'Innocenti E. On the effective Lande factor of magnetic lines // Sol. Phys. – 1982. – Vol. 77. – P. 285–289.
24. Lozitska N., Lozitskij V. Small-scale magnetic fluxtube diagnostics in a solar flare // Sol. Phys. – 1994. – Vol. 151, № 2. – P. 319–331.
25. Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M. Observations of magnetic field evolution in a solar flare // Sol. Phys. – 2000. – Vol. 191, № 1. – P. 171–183.
26. Lozitsky V.G., Staude J. Multi-component magnetic field structure in solar flares // ASP conf. Ser. 307, Solar Polarization Workshop 3, Eds. J.Trujillo-Bueno & J.Sanches Almeida (San Francisco: ASP), 2003. – P. 378–381.
27. Maltby P., Avrett E.H., Carlsson M., Kleidseth-Moe O., Kunucz R.L., Loeser L. A new sunspot umbra model and its variation with solar cycle // Astrophys. J. – 1988. – Vol. 306. – P. 284–303.
28. Muller D.A.N., Schlichenmaier R., Fritz G., Beck C. The multi-component field topology of sunspot penumbrae. A diagnostic tool for spectropolarimetric measurements // Astron. Astrophys. – 2006. – Vol. 460. – P. 925–933.
29. Muller D.A.N., Schlichenmaier R., Steiner O., Stix M. Spectral signature of magnetic flux tubes in sunspot penumbrae // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 393. – P. 305–319.
30. Rachkovsky D.N., Tsap T.T., Lozitsky V.G. Small-scale magnetic field diagnostics outside sunspots: comparison of different methods // J. Astrophys. Astron. – 2005. – Vol. 26. – P. 435–445.
31. Rouppe van der Voort L.H.M. Penumbral structure and kinematics from high-spatial resolution observations of Call K // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 389. – P. 1020–1038.
32. Rouppe van der Voort L.H.M., Lofdahl M.G., Kiselman D., Scharmer G.B. Penumbral structure at 0.1° resolution. I. General appearance and power spectra // Astron. Astroph. – 2004. – Vol. 414. – P. 717–726.
33. Sanches Almeida J. Optically thin irregularities in the penumbrae of sunspots // Astrophys. J. – 1998. – Vol. 497. – P. 967–971.
34. Schlichenmaier R., Bellot Rubio L.R., Trischier A. Two-dimensional spectroscopy of a sunspot. II. Penumbral lines asymmetries. // Astron. Astrophys. – 2004. – Vol. 415. – P. 731–737.
35. Schlichenmaier R., Solanki S.K. On the heat transport in a sunspot penumbra. // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 411. – P. 257–262.
36. Scharmer G.B., Spruit H.C. Magnetostatic penumbra models with field-free gaps // Astron. Astrophys. – 2006. – Vol. 460. – P. 605–615.
37. Solanki S.K., Walther U., Livingston W. Infrared lines as probes of solar magnetic features. VI. The thermal magnetic relation and Wilson depression of a single sunspot. // Astron. Astrophys. – 1993. – Vol. 277. – P. 639–647.

38. Spruit H.C., Schärmer G.B. Fine structure, magnetic field and heating of sunspot penumbrae // Astron. Astrophys. – 2006. – Vol. 447. – P. 343–354.
39. Title A.N., Frank Z.A., Shine R.A., Tarbell T.D., Torka K.P. On the magnetic and velocity field geometry of simple sunspots // Astrophys. J. – 1993. – Vol. 403. – P. 780–796.
40. Tritschler A., Schlichenmaier R., Bellot Rubio L.R. and the KAOS Team. Two-dimensional spectroscopy of a sunspot. I. Properties of the penumbral fine structure // Astron. Astrophys. – 2004. – Vol. 415. – P. 717–729.
41. Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 1981. – Vol. 45, N 4. – P. 635–725.
42. Weiss N.O., Thomas J.H., Brummell N.H., Tobias S.M. The origin of penumbral structure in sunspots: downward pumping of magnetic flux // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 600. – P. 1073–1090.
43. Wiehr E. A unique magnetic field range for non-spot solar magnetic regions // Astron. Astrophys. – 1978. – Vol. 69, No 2. – P. 279–284.
44. Wiehr E. Mass motions and magnetic fields in penumbrae // Third Advances in Solar Physics Euroconference: Magnetic Fields and Oscillations, ASP Conf. Series, 1999, Vol. 184. – P. 87–102.

Надійшла до редколегії 10.04.07

УДК 523.985

В. Лозицький, Т. Цап, О. Осика

## ПОРІВНЯЛЬНА ДІАГНОСТИКА ТОНКОСТРУКТУРНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ У СОНЯЧНОМУ СПАЛАХУ ТА СПОКІЙНИХ ОБЛАСТЯХ НА СОНЦІ

Порівнюються результати вимірювання магнітних полів методом „відношення ліній” для двох спокійних областей та спалаху на Сонці балу C8.4/1N. Аналіз даних в лініях FeI 524.71 і 525.02 свідчить про те, що в рамках припущення про прямоточний профіль поля в маломасштабних структурах величина поля у спалаху виявляється на 40–50 мТл вищою, ніж у спокійних областях.

*Results of magnetic field measurements using line ratio technique are presented for a solar flare of importance C8.4/1N and quiet regions. Analysis of data in FeI 524.71 and 525.02 lines indicate the 40–50 mT exceeding of small-scale magnetic field strength in the flare relatively quiet regions assuming rectangular field profile.*

**Вступ.** Найдрібніші неоднорідності сонячних магнітних полів мають характерний розмір не більше 50 км [3, 5, 8, 29]. Такі дрібні неоднорідності не розділяються просторово навіть на найсучасніших телескопах – межа прямого розділення на таких інструментах поки що біля 100 км [12]. Тому у даний час з прямих вимірювань знаходиться не локальні напруженості магнітного поля, а деякі усереднені їх значення, які по порядку величини близькі до магнітного потоку через апертуру. Ці усереднені значення можуть на кілька порядків відрізнятись від дійсних локальних напруженостей в просторово нероздільних (субтелескопічних) елементах. Водночас, саме локальні напруженості в субтелескопічних структурах мають найбільший інтерес для сучасної геліофізики, поскільки вони проливають світло на ті специфічні механізми підсилення магнітного поля, які панують в космічній магнітоплазмі [4].

Запропоновано кілька методів непрямого вимірювання субтелескопічних полів [2, 6, 9, 11, 13–20, 23, 25–28]. Найпершим був запропонований (блізько трьох десятиліть тому) метод „відношення ліній” [27]. Він базується на використанні для вимірювань одночасно двох спектральних ліній. Використання двох ліній пов’язано з неоднорідністю магнітного поля: на основі ефекту Зеемана можна визначити повний вектор магнітного поля і по одній лінії, але лише у випадку однорідного поля [7, 10]. Для неоднорідних полів однієї лінії виявляється недостатньо – їх має бути (при певних спрощуючи припущеннях) принаймні дві. Ці лінії повинні належати одному мультиплету, мати однакову глибину залягання в атмосфері Сонця і температурну чутливість, але різні фактори Ланде. Формально, це ніби одна спектральна лінія, в якій дискретно змінюється фактор Ланде. У такому випадку можна вважати, що немагнітні зміни у профілях цих двох ліній є однаковими, тоді як магнітні – дискретно і суттєво змінюються. Це дозволяє визначити не тільки амплітуду магнітного поля  $B_0$  в субтелескопічних структурах, але й оцінити боковий профіль поля  $B(x)$  у цих структурах (тут  $x$  – віддала від осі симетрії структур), фактор заповнення  $\alpha$  площи апертури сильними полями, оцінити величину фонового поля  $B_0$  [5, 27].

Пізніше були запропоновані і інші методи діагностики [6, 9, 13, 18, 19, 20, 21, 23, 26, 28] просторово нероздільних структур, однак всі ці методи застосовувались у дуже обмеженій кількості досліджень. Фактично, тільки по методу відношення ліній є деяка попередня статистика даних вимірювань, що дозволяє робити перші узагальнюючі висновки.

Метод відношення ліній (у тій його вихідній формі, як це запропоновано вперше Стенфло [27]) ще не застосовувався для діагностики сонячних спалахів. Саме тому у даній роботі ставиться метою порівняння цим методом маломасштабних магнітних полів у спалаху та спокійних областях на Сонці.

**Матеріал спостережень та його попередній аналіз.** У нашій роботі проаналізовано зееман-спектрограми сонячного спалаху 4 серпня 2005 р. балу C8.4/1N, що виник в активній області AR 10794. Спектрограми цього спалаху отримані одним із авторів (Лозицьким В.) на ешеллонному спектографі горизонтального сонячного телескопа НДЛ "Астрономічна обсерваторія" кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка [1]. Відносна геліоцентрична віддала спалаху  $\mu = \cos\theta = 0.78$ . Умови спостережень були досить добрими, дрижання зображення 2–3''. Спалах спостерігався з 5<sup>h</sup> 57<sup>m</sup> до 6<sup>h</sup> 17<sup>m</sup> UT, за цей час було отримано 6 зееман-спектрограм.

При фотографуванні спектрів перед входною щілиною спектрографа встановлювалась пластинка  $\lambda/4$ , а за входом – призма-розщіплювач з ісландського шпату, що давало змогу реєструвати  $I \pm V$  профілі Стокса. Спектр У цій роботі ми аналізуємо лише одну спектрограму, отриману о 5<sup>h</sup> 59<sup>m</sup>, що близько до моменту максимуму спалаху.

Найбільш яскраве місце спалаху проектувалось на область поблизу сонячної пори, де магнітне поле, виміряне по розщепленню "центрів ваги" лінії FeI 525.02 нм, становило 40–50 мТл (400–500 Гц). Як вже було сказано вище, це значення скоріш відповідає магнітному потоку, а не локальній індукції магнітного поля. Щоб оцінити цю індукцію,

слід, у відповідності з методом "відношення ліній", визначити відношення  $B_{\parallel}(525.0)/B_{\parallel}(524.7)$  магнітних полів, вимірюваних у лініях FeI 525.02 та 524.71 на різних віддалях  $\Delta\lambda$  від їх центрів; це відношення позначимо через  $k$ .

На рис. 1 подано це відношення для дослідженого спалаху разом з відповідними відношеннями для спокійних областей на Сонці. Тут залежності 1 і 2 наведено згідно магнітографічних вимірювань одного із авторів (Т.Цапа) для спокійних областей: 1 – для спостережень у 1991 р., 2 – у 1978 р.; 3 – залежність для дослідженого спалаху.

Зауважимо, що для спалаху величина  $k$  обчислювалась за формулою

$$k = 2V(525.02)/3V(524.71), \quad (1)$$

де  $V(525.02)$  та  $V(524.71)$  – відповідні параметри Стокса  $V$  (тобто інтенсивність кругової поляризації); коефіцієнти 2 і 3 є фактори Ланде  $g$  для ліній FeI 524.71 та 525.02, відповідно. Такий запис є еквівалентним відношенню вимірюваних  $B_{\parallel}(525.0)/B_{\parallel}(524.7)$  тому, що параметри Стокса  $I$  для обох ліній практично співпадають (з точністю 2–3 %) [28].

Можна бачити з рис. 1, що майже на всьому розглянутому інтервалі віддалей від центра (2–10 пм), маємо  $k \approx 1$ . Це вказує на присутність як у спалаху, так і в спокійних областях сильних магнітних полів ( $\geq 100$  мТл). Якби величина магнітного поля дійсно дорівнювала 40–50 мТл, ми мали б  $k \approx 1$  (з точністю 5–10 %) на всьому інтервалі значень  $\Delta\lambda = 2$ –10 пм [24].

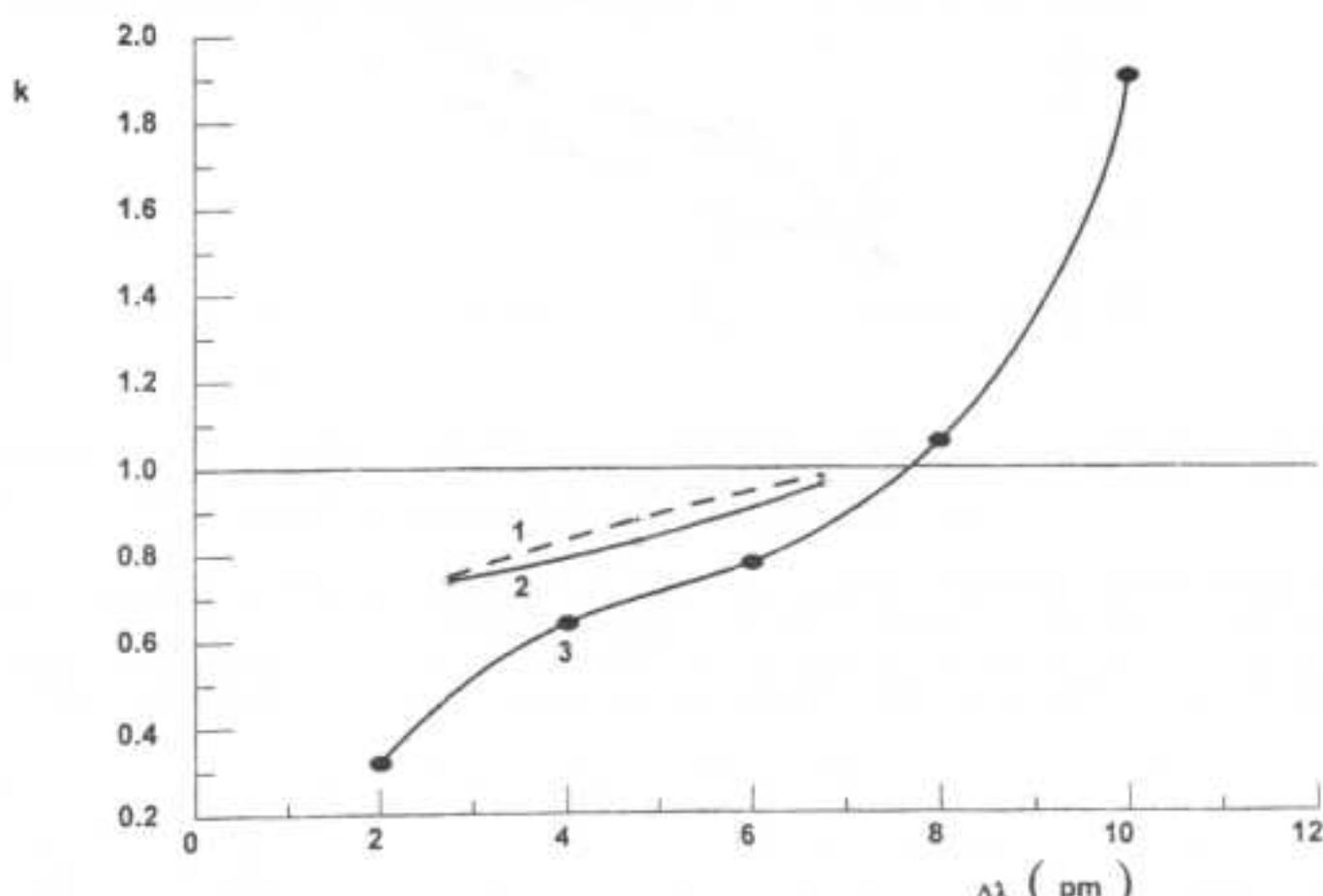


Рис. 1. Відношення  $B_{\parallel}(525.0)/B_{\parallel}(524.7)$  магнітних полів, вимірюваних у лініях FeI 525.02 та 524.71 на різних віддалях  $\Delta\lambda$  від їх центрів для різних утворень на Сонці: 1 і 2 – спокійні області згідно магнітографічних вимірювань на магнітографі КРАО (1 – 1991 р., 2 – у 1978 р.), 3 – дослідений спалах. Точність визначення  $k$  в межах  $\pm(0.02+0.05)$

Інший висновок, який випливає безпосередньо з рис. 1, полягає в тому, що у спалаху величина локального магнітного поля в маломасштабних структурах є більшою, ніж у спокійних областях. На це вказує те, що саме для спалаху відхилення від випадку  $k \approx 1$  є більшим, ніж для спокійних областей (для тих же інтервалів  $\Delta\lambda$ ). Однак для більш точних висновків тут необхідне порівняння з теоретичними розрахунками.

**Порівняння спостережень з теоретичними розрахунками.** Відповідні залежності подані на рис. 2. Видно, що спостережена залежність (4) для спалаху досить добре відповідає теоретичній (2) роботи [24], розрахованій для двохкомпонентного магнітного поля (слабке фонове поле + маломасштабні елементи з сильним полем). В останньому випадку припускалось, що боковий профіль поля  $B(x)$  близький до прямокутного  $B(x) = \text{const}$ , тобто що там скрізь однакове по всьому перерізу маломасштабних елементів (напевне, деяких дуже тонких силових трубок) магнітне поле величиною  $B_0$ . Якщо це так, безпосередньо з рис. 1 та 2 видно, у спалаху величина  $B_0$  має бути близькою до 150 мТл і приблизно на 40–50 мТл більшою, ніж у спокійних областях.

Слід зауважити, що припущення про прямокутний профіль  $B(x) = \text{const}$  дає дещо заниженні значення  $B_0$ . В роботі [5] було показано, що в спокійних областях цей профіль можна апроксимувати виразом

$$B(x) = B_0 (1 - x^4), |x| \leq 1. \quad (2)$$

У такому випадку, величина  $B_0$  буде у 1.5 раза більша, ніж при прямокутному профілі. Тобто, знайдене вище значення 150 мТл для спалаху в дійсності може відповідати  $150 \times 1.5 = 225$  (мТл).

**Висновки та їх обговорення.** Загальний висновок нашої роботи полягає в тому, що в дослідженому спалаху існували (на рівні середньої фотосфери,  $h \approx 300$  км – де формуються лінії FeI 525.02 та 524.71) субтелескопічні структури з сильними магнітними полями "кілогауссового" діапазону,  $B_0 \approx 150$ –220 мТл. Знайдено спостережні свідчення того, що у спалаху величина магнітного поля на 40–50 мТл вища, ніж в спокійних областях Сонця.

Останній висновок добре узгоджується з даними [20, 21] для іншого спалаху, отриманими методом аналізу розщеплення піків  $V$  параметра. Таким шляхом у спалаху балу 2B було знайдено, що величина  $B_0$  (в припущені прямого

кутного профіля поля) була 110 мТл на початку спалаху, 155 мТл в його максимумі і 138 мТл через 15 хв після максимуму (типові похибки методу 5–10%). Якісно аналогічний результат по лініях FeI 630.15 та 630.25 був отриманий авторами [22] і для іншого спалаху балу 1N.

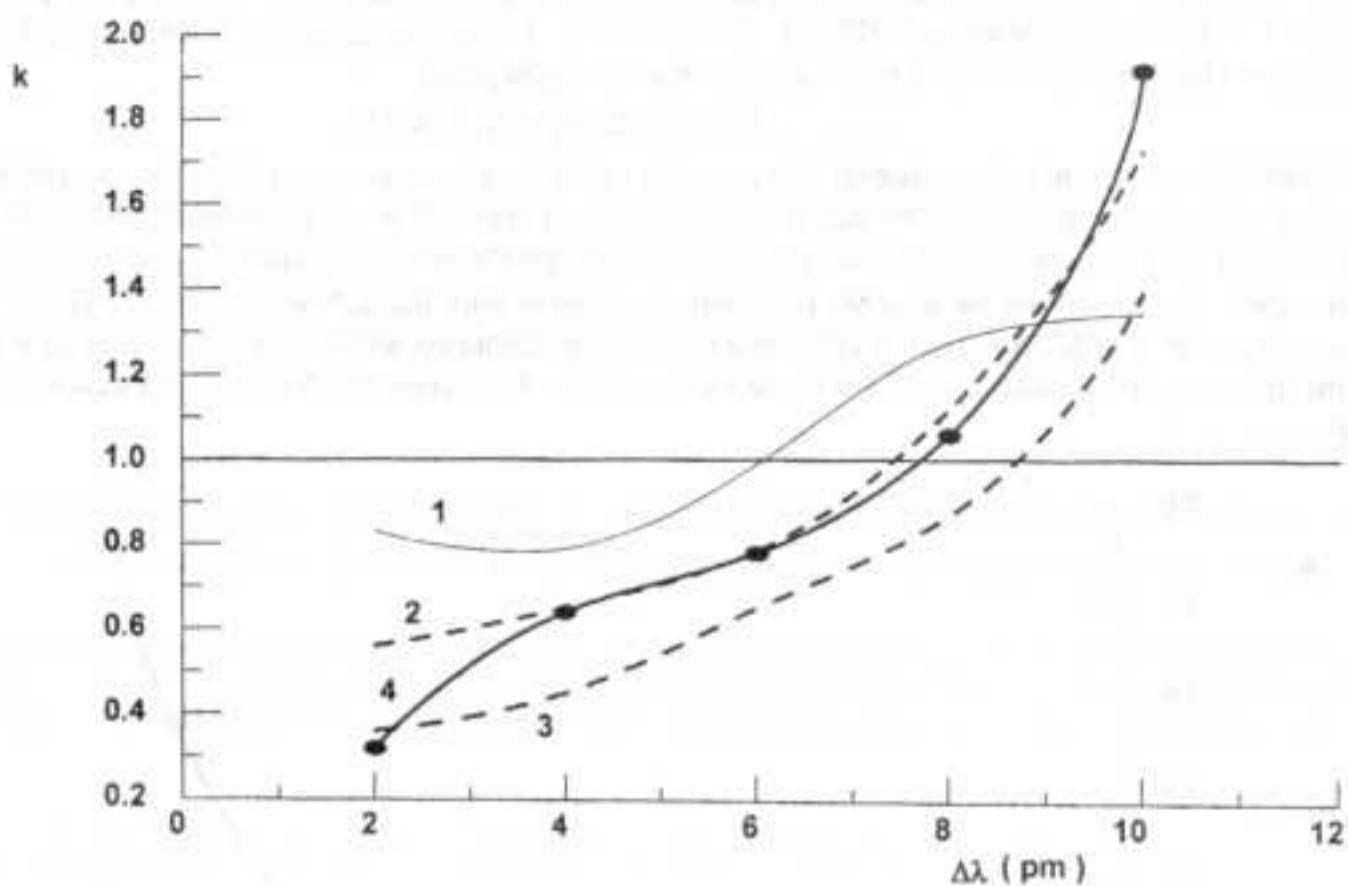


Рис. 2. Порівняння спостережень та теоретичних розрахунків: 1 – теорія [24] для  $B_0 = 100$  мТл, 2 – для  $B_0 = 150$  мТл, 3 –  $B_0 = 200$  мТл, 4 – спостережена залежність для спалаху 4 серпня 2005 р. Видно, що спостережні дані досить добре відповідають (за винятком точки на  $\Delta\lambda = 2$  pm) випадку  $B_0 = 150$  мТл

В цілому, таким чином, з усіх наведених даних вимальовується якісно аналогічна картина: спалах призводить до короткочасного підсилення магнітного поля в маломасштабній компоненті.

Виникає, однак, запитання: а як же тоді узгодити це з тим безсумнівним (на даний час) фактом, що саме магнітне поле є джерелом енергії спалахів, що саме під час спалахів енергія (а отже, і величина) магнітного поля мають зменшуватись?

Очевидно, тут слід врахувати, що основна енергія спалаху (як показують, наприклад, дані космічної обсерваторії TRACE) виділяється все-таки не в фотосфері, а вище – в хромосфері та короні. Спалах, ймовірно, пов'язаний з МГД-анігліяцією великомасштабних магнітних полів саме у цьому діапазоні висот, а не в фотосфері Сонця. При цьому виникає різке підвищення температури (а отже, і тиску) високопровідної магнітоплазми, яке передається у всіх напрямках, включаючи і рівень фотосфери. На рівні фотосфери підвищення газового тиску виникає передусім у фоновій компоненті, де магнітне поле більш слабке і не перешкоджає просочуванню гарячої плазми у проміжки між стінками маломасштабних силових трубок. Це призводить до бокового стиснення стінок маломасштабних силових трубок і до різкого підвищення напруженості магнітного поля у силових трубках. Потім, при поступовому охолодженні плазми, тиск на стінки силових трубок поступово спадає, а величина поля в них – повертається до значень, типових для незбуреної атмосфери.

Якщо ці припущення є вірними, можна очікувати у спалахах тим сильніших полів, чим вищою є температура, тобто, у першому наближенні, чим більшою є інтенсивність емісії в лінії  $H\alpha$ . І дійсно, отримані попередні дані [6] про те, що амплітудні значення магнітних полів у спалахах тісно корелюють з емісією в  $H\alpha$ . Ці дані слід уточнити і деталізувати при нових дослідженнях.

1. Курочки Е.В., Курочки Л.Н., Лозицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. – 1990. – Вып. 22. – С. 48–56.
2. Лозицкий В.Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел. – 1986. – Т. 2, № 1. – С. 28–35.
3. Лозицкий В.Г. Сильные магнитные поля в мелкомасштабных структурах и вспышках на Солнце. Дисс. доктора ф.-м. наук: 01.03.03 – Киев, 2003. – 299 с.
4. Лозицкий В.Г., Косовичев А.Г. Изменения магнитного поля в солнечных вспышках: сравнение спектральных наблюдений с данными SOHO/MDI // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 2002. – Т. 98. – С. 199.
5. Лозицкий В.Г., Цап Т.Т. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца // Кинематика и физика небес. тел. – 1989. – Т. 5, № 1. – С. 50–58.
6. Лозицкий В.Г. Диагностика маломасштабных магнитных полей у двух солнечных спалахах різної потужності // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2001. – Вип. 37. – С. 38–43.
7. Рачковский Д.Н. Уравнения переноса излучения в сильном магнитном поле // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 1974. – Т. 49. – С. 51–57.
8. Рачковский Д.Н., Цап Т.Т. Изучение магнитных полей методом отношения измеренных напряженностей в линиях вне активных областей // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 1985. – Т. 71. – С. 79–87.
9. Рачковский Д.Н., Цап Т.Т., Лозицкий В.Г., Лейко У.М. Проблемы диагностики мелкомасштабных магнитных полей на Солнце // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 2006. – Т. 103. – Ч. 2. – С. 26–35.
10. Северный А.Б. Некоторые инструментальные вопросы измерения магнитных полей Солнца и звезд // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 1977. – Т. 56. – С. 142–148.
11. Стенфло Дж.О. Мелкомасштабные магнитные поля на Солнце // В сб.: Проблемы солнечной активности. – М., Мир, 1979. – С. 75–120.
12. Berger T.E., Rouppe van der Voort L.H.M., Löfdahl M.G. et al. Solar magnetic elements at 0.1" resolution. General appearance and magnetic structure // Astron. Astrophys. – 2004. – Vol. 428. – P. 613–628.

13. Dominguez Cerdé J., Sánchez Almeida J., Kneer F. Inter-network magnetic fields observed with sub-arcsec resolution // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 407. – P. 741–757.
14. Frazier E.N., Stenflo J.O. Magnetic, velocity and brightness structure of solar faculae // Astron. Astrophys. – 1978. – Vol. 70, No 6. – P. 789–799.
15. Harvey J., Livingston W., Slaughter C. A line-profile Stokesmeter: preliminary results on non-sunspots fields // Line formation in magnetic field. – Boulder: NCAR – 1972. – P. 227.
16. Keller C.U., Deubner F.-L., Egger U., Fleck B., Pavel H.P. On the strength of solar intranetwork fields // Astron. Astrophys. – 1994. – Vol. 286. – P. 626–634.
17. Keller C.U., Solanki S.K., Tarbell T.D., Title A.M., Stenflo J.O. Solar magnetic field strength determinations from high spatial resolution filtergrams // Astron. Astrophys. – 1990. – Vol. 236, N1. – P. 250–255.
18. Koutchmy S., Stellmacher G. Photospheric faculae. II. Line profiles and magnetic field in the bright network of the quiet Sun // Astron. Astrophys. – 1978. – Vol. 67, No. 1. – P. 93–102.
19. Lites B.W., Socas-Navarro H. Characterization of magnetic flux in the quiet Sun. II. The internetwork fields at high angular resolution // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 613. – P. 600–609.
20. Lozitska N., Lozitsky V. Small-scale magnetic fluxtube diagnostics in a solar flare // Solar Phys. – 1994. – Vol. 151, № 2. – P. 319–331.
21. Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M. Observations of magnetic field evolution in a solar flare // Solar Phys. – 2000. – Vol. 191, № 1. – P. 171–183.
22. Lozitsky V.G., Lozitska N.I., Lozitsky V.V., Baranyi T., Ludmány A., Mező G. Evolution of magnetic fields and chromospheric structures in solar flare on June 26, 1981 // Proc. 9<sup>th</sup> Europ. Meeting on Solar Physics, Florence, Italy (ESA Sp-448), 1999. – P. 853–858.
23. Lozitsky V.G., Staude J. Multi-component magnetic field structure in solar flares // ASP conf. Ser. 307, Solar Polarization Workshop 3, Eds. J.Trujillo-Bueno & J.Sánchez Almeida (San Francisco: ASP), 2003. – P. 378–381.
24. Rachkovsky D.N., Tsap T.T., Lozitsky V.G. Small-scale magnetic field diagnostics outside sunspots: comparison of different methods // J. Astrophys. and Astronomy – 2005. – Vol. 26. – P. 435–445.
25. Semel M. Unresolved magnetic structures in the Sun: observational results from analysis of faculae and network spectra // Proc. Workshop held in Göttingen, 1–3 Oct 1985, Vandenhoeck and Ruprecht in Göttingen, 1986. – P. 39–58.
26. Socas-Navarro H. Multiline Stokes analysis for the study of small-scale solar magnetic fields // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 613. – P. 610–614.
27. Stenflo J.O. Magnetic-field structure of the photospheric network // Solar Phys. – 1973. – Vol. 32, No 1. – P. 41–63.
28. Stenflo J.O., Harvey J.W., Brault J.W., Solanki S. Diagnostics of solar magnetic fluxtubes using a Fourier transform spectrometer // Astron. Astrophys. – 1984. – Vol. 131, No. 2. – P. 333–346.
29. Wiehr E. A unique magnetic field range for non-spot solar magnetic regions // Astron. Astrophys. – 1978. – Vol. 69, No 2. – P. 279–284.

Надійшла до редколегії 22.01.07

УДК 524.8

О. Александров

## АНАЛІТИЧНА ТЕОРІЯ ГРАВІТАЦІЙНОГО ЛІНЗУВАННЯ: АСИМПТОТИЧНІ ФОРМУЛИ В ОКОЛІ КАУСТИКИ І КВАДРАТИЧНЕ НАБЛИЖЕННЯ

Продовжено вивчення аналітичних властивостей лінзового відображення в околі каустичної кривої. Отримано формулі другого наближення для розв'язків лінзового рівняння, якобіана лінзового відображення та коефіцієнта підсилення. Детально вивчається квадратичне лінзове відображення. Знайдено форму каустики, кривих сталого значення якобіана та кривих його найшвидшої зміни. Розглянута низка точних розв'язків квадратичного лінзового рівняння, для яких проведено порівняння точного та наближених виразів якобіана.

*The study of analytic properties of the lens mapping in the vicinity of caustic is continued. Formulas of the second approximation for critical solutions of the lens equation, for Jacobian of the lens mapping and for the magnification factor are obtained. The quadratic lens mapping is examined in detail. Forms of caustic and of curves of constant Jacobian and curves of its fastest variation are found. A number of exact solutions of quadratic lens equation are considered, for which the comparison of exact and approximate expressions for Jacobian is done.*

У дослідженнях гравітаційного мікролінзування важливу роль відіграє аналіз подій великого підсилення (ПВП) близьку спостережуваних об'єктів. Теоретична інтерпретація таких подій пов'язується з особливостями лінзового відображення. З теорії особливостей диференційованих відображень добре відомо, що у такій ситуації практично можуть спостерігатися особливості тільки двох типів: складки та зборки [1; 2]. Це дозволяє застосовувати для аналізу ПВП прості феноменологічні моделі з невеликою кількістю параметрів. Якісну картину лінзування поблизу складки і зборки можна отримати з квадратичного і кубічного наближень лінзового відображення, відповідно. З цих же наближень отримують асимптотичні розв'язки лінзового рівняння та наближену залежність коефіцієнта підсилення від положення джерела, яка широко використовується при теоретичному моделюванні спостережуваних кривих близьку. Проведений аналіз показав, що точність вказаних асимптотичних формул не можна вважати задовільною [3]. Тому залишається актуальною задача їх подальшого уточнення. Похиби асимптотичних формул мають дві складові: перша зумовлена обриванням тейлорівського розкладу лінзового відображення, друга – подальшими спрощеннями, які робляться при отриманні цих формул. Доцільно ці дві складові розглянути окремо.

У першому розділі нагадуються основні співвідношення аналітичної теорії лінзування та вводяться необхідні по-значення, у розділі 2 знайдені формулі другого наближення для розв'язків лінзового рівняння та для коефіцієнта підсилення, у розділі 3 проводиться ретельне дослідження квадратичного наближення як простої моделі лінзового відображення у околі складки.

### 1. Вихідні положення аналітичної теорії лінзування

Нормоване рівняння лінзи в комплексній формі має вид (див. напр. [1; 2]):

$$v(u, \bar{u}) = u + F(u, \bar{u}). \quad (1)$$

Тут  $v = v_1 + iv_2$ ,  $u = u_1 + iu_2$  – комплексні координати відповідно в площині джерел і зображень.  $F(u, \bar{u}) = F_1 + iF_2$  – нормований вектор відхилення зображення. Поле  $F$  є потенціальним:  $F_i = \partial\psi/\partial u_i$ ; у комплексних позначеннях:  $F = 2\partial\psi/\partial\bar{u}$ . Потенціал  $\psi(u, \bar{u})$  – дійсна функція, що задовільняє рівнянню

$\partial^2 \psi / \partial u_1^2 + \partial^2 \psi / \partial u_2^2 \equiv 4 \partial^2 \psi / \partial u \partial \bar{u} = -2k(u_1, u_2)$ , де  $k(u_1, u_2)$  – нормована поверхнева густина маси у гравітаційній лінзі<sup>1</sup>. Комплексне представлення лінзового рівняння особливо корисне, коли в деякій області зміни  $u$  густину маси можна знектувати. За такої умови в цій області функція  $F$  є аналітичною функцією змінної  $\bar{u}$  (тобто не залежить від  $u$ ). Далі ми зосередимо увагу саме на цьому випадку.

Критичні точки  $u_{cr}$  відображення (1) визначаються рівнянням

$$J(u_{cr}, \bar{u}_{cr}) = 0, \quad (2)$$

де  $J(u, \bar{u}) = |D(v, \bar{v})/D(u, \bar{u})|$ . З формулі (1) знаходимо, що в розглядуваному аналітичному випадку

$$J(u, \bar{u}) = 1 - |dF/d\bar{u}|^2. \quad (3)$$

Отже рівняння критичної кривої можна подати у формі

$$|dF/d\bar{u}|_{\bar{u}=\bar{u}_{cr}} = 1, \quad (4)$$

або якщо скористатися віттівською параметризацією  $\bar{u}_{cr}(\phi)$  [4]:

$$F'(\bar{u}_{cr}) = e^{i\phi}. \quad (5)$$

Каустика  $v_c$  – це образ критичної кривої при відображені (1):

$$v_c(\phi) = u_{cr}(\phi) + F(\bar{u}_{cr}(\phi)). \quad (6)$$

Ми розглядаємо лише стійкі критичні точки. Добре відомо, що вони бувають лише двох типів: складки та зборки. На каустиці складкам відповідають регулярні точки, а зборкам – так звані вістря (каспи).

У загальному випадку одному положенню точкового джерела  $v$  відповідає декілька зображень  $u(v)$  – розв'язків рівняння (1). Коефіцієнт підсилення кожного з них дорівнює [1; 2]

$$K_i(v) = 1/J(u_i(v), \bar{u}_i(v)). \quad (7)$$

Якщо при спостереженні кілька зображень не можна розділити, як це відбувається при мікролінзуванні, то загальний коефіцієнт підсилення дорівнює сумі  $K(v) = \sum K_i(v)$ .

Особливий інтерес становлять околи каустик. Каутичні криві відокремлюють області на площині джерел, які мають різну кількість зображень. При наблизенні точкового джерела до каустики з її опуклої сторони два зображення наближаються до критичної кривої, їх підсилення прямує до нескінченності, а в момент перетину джерелом каустики ці два зображення зникають. Далі ці зображення ми називаємо критичними.

Один з підходів до вивчення околу каустики полягає у тому, що поблизу критичної точки  $u_{cr}$  функція  $F(\bar{u})$  апроксимується своїм поліномом Тейлора. При цьому лінзове відображення можна дещо спростити зорієнтувавши систему координат на площині джерел таким чином, щоб вісь абсцис була дотичною до каустики у точці  $v_c = u_{cr} + F(\bar{u}_{cr})$ . Введемо нові змінні:  $z = x_1 + ix_2 = (u - u_{cr})e^{-i\phi/2}$ ,  $\zeta = y_1 + iy_2 = (v - v_c)e^{-i\phi/2}$  та функцію  $\Phi(\bar{z}) = e^{-i\phi/2} [F(\bar{u}_{cr} + \bar{z}e^{-i\phi/2}) - F(\bar{u}_{cr})]$ . В цих позначеннях рівняння (1) приймає вид:

$$\zeta = z + \Phi(\bar{z}), \quad (8)$$

а тейлорівський розклад функції  $\Phi(\bar{z})$ :

$$\Phi(\bar{z}) = \bar{z} + A \cdot \bar{z}^2 + C \cdot \bar{z}^3 + E \cdot \bar{z}^4 \dots \quad (9)$$

Тут

$$A \equiv a + ib = \frac{1}{2!} e^{-3i\phi/2} F''(\bar{u}_{cr}); \quad C \equiv c + id = \frac{1}{3!} e^{-4i\phi/2} F'''(\bar{u}_{cr}); \quad E \equiv e + if = \frac{1}{4!} e^{-5i\phi/2} F''''(\bar{u}_{cr}). \quad (10)$$

Для якобіана (3) лінзового відображення знаходимо  $J = 1 - |\Phi'|^2$ . Координати  $z$  та  $\zeta$  будемо називати адаптованими до точки на каустиці. Напрямок координатних осей звичайно обирають так, що додатній напрямок осі  $y_2$  спрямовується у бік опукlosti каустики; при цьому  $b < 0$ .

## 2. Уточнення асимптотичних розв'язків поблизу складки

Визначення коефіцієнта підсилення за формулою (7) передбачає знаходження розв'язків  $u(v)$  лінзового рівняння. Як було зазначено у роботі [5], наразі запропоновано декілька наближених асимптотичних формул для цих розв'язків, які не зовсім узгоджуються між собою. У роботі [3] було продемонстровано, що широко вживане "нульове" наближення для коефіцієнта підсилення лінзи біля каустики [1; 2] не дає задовільної точності вже на відстанях порядку  $\sim 0.1 R_E$ . Там також є посилання на низку робіт, в яких порушувалося питання підвищення точності наближених формул для коефіцієнта підсилення, зокрема врахування кривини каустики. На наш погляд проблема полягає не в тому, щоб знайти ту чи іншу формулу, яка би асимптотично наблизилася до розв'язку, коли джерело прямує до каустики. Важливо мати регулярну процедуру, яка дозволяла би наблизитися до розв'язку із заданою точністю. У роботі [5] було запропоновано дві такі процедури: схема, що спирається на послідовні наближення, та метод аналітичного розкладу за степенями спеціальних параметрів поблизу каустики. У роботі [6] було розглянуто задачу порів-

<sup>1</sup> Наші означення вектора відхилення та потенціалу відрізняються знаком від загальновживаних

нням коефіцієнтів підсилення двох критичних розв'язків і знайдено відповідну формулу першого наближення (див. нижче зауваження перед формuloю (22)). При цьому без будь-якого обґрунтування було застосовано один з варіантів аналітичного розкладу. Нижче знайдені формули наступного наближення, як для розв'язків, так і для коефіцієнта підсилення.

Основу для застосування методу аналітичних розкладів утворюють теореми, які були сформульовані в [5]. З них зокрема випливає, що параметризованим напівпрямим

$$y_1 = \alpha t^2, \quad y_2 = \beta t^2, \quad \beta \neq 0, \quad (11)$$

у площині джерел відповідають критичні розв'язки лінзового рівняння  $x_i(t)$ , які аналітично залежать від  $t$  в околі нуля, причому  $x_1 \sim O(t^2)$ ,  $x_2 \sim O(t)$ . Але вибір пробних шляхів (11) є далеко не єдиним можливим. Далі після формул, що випливають з (11), ми розглянемо одну з можливих альтернатив.

Розклад вихідних рівнянь беремо у вигляді (8)-(10):

$$\begin{aligned} y_1 &= 2x_1 + a(x_1^2 - x_2^2) + 2bx_1x_2 + c(x_1^3 - 3x_1x_2^2) - d(x_2^3 - 3x_2x_1^2) + gx_2^4 + \dots, \\ y_2 &= b(x_1^2 - x_2^2) - 2ax_1x_2 + d(x_1^3 - 3x_1x_2^2) + c(x_2^3 - 3x_2x_1^2) + fx_2^4 + \dots. \end{aligned} \quad (12)$$

Для врахування малості окремих складових зробимо формальну заміну:

$$y_1 \rightarrow t^2 y_1, \quad x_1 \rightarrow t^2 x_1, \quad x_2 \rightarrow tx_2; \quad (13)$$

щоб позбутися зайвої змінної в асимптотичних формулах достатньо буде покласти  $t = 1$ .

Підставимо ці вирази у розклади (12) і врахуємо доданки з точністю до другого степеня. Отримуємо:

$$\begin{aligned} y_1 &= 2x_1 - ax_2^2 + t(2bx_1x_2 - dx_2^3) + t^2(ax_1^2 - 3cx_1x_2^2 + gx_2^4) \\ y_2 &= -bx_2^2 + t(-2ax_1x_2 + cx_2^3) + t^2(bx_1^2 - 3dx_1x_2^2 + fx_2^4). \end{aligned} \quad (14)$$

Неважко пересвідчитися, що інші доданки (також і ті, які не враховані в (12)) мають більшу степінь малості.

Наближені розв'язки шукаємо у вигляді розкладів:

$$x_1 = x_{10} + x_{11}t + x_{12}t^2, \quad x_2 = x_{20} + x_{21}t + x_{22}t^2. \quad (15)$$

Підставляючи ці розклади у рівняння (14) та прирівнюючи коефіцієнти при послідовних степенях  $t$ , знаходимо

$$x_{20} = \varepsilon \sqrt{-y_2/b}. \quad (16)$$

Тут  $\varepsilon$  – знаковий множник, що приймає два значення +1 та -1 і визначає два критичні розв'язки. Звичайно, ці розв'язки існують лише при  $y_2 > 0$ . У цьому варіанті каустика апроксимується прямою  $y_2 = 0$ . Далі

$$x_{10} = \frac{1}{2} \left( y_1 - \frac{a}{b} y_2 \right). \quad (17)$$

У першому наближенні знаходимо:

$$x_{21} = \frac{1}{2} \left( \frac{a^2 - c}{b^2} y_2 - \frac{a}{b} y_1 \right) \quad (18)$$

та

$$x_{11} = -\varepsilon \sqrt{-y_2/b} \frac{(ac - aR^2 + bd)y_2 + bR^2 y_1}{2b^2}. \quad (19)$$

Тут введено позначення  $R^2 = a^2 + b^2$ . З такою точністю розв'язки були отримані раніше в нашій роботі [5] та в [6].

У другому наближенні знаходимо:

$$x_{22} = \varepsilon \sqrt{-y_2/b} \left[ \frac{10a^2c - 5c^2 - 5a^2R^2 + 10abd + 4bf}{8b^3} y_2 - \frac{3}{4} \frac{ac + bd - aR^2}{b^2} y_1 - \frac{R^2}{8b} \frac{y_1^2}{y_2} \right]. \quad (20)$$

Треба звернути увагу на останній доданок, який стає сингулярним на дотичній до каустики і який свідчить, що ці формули не можна вважати розкладами за додатними степенями адаптованих координат джерела  $y_1$ . Далі

$$\begin{aligned} x_{12} &= \frac{3a^5 + 5a^3b^2 + 2ab^4 - 2b^3d - 2b^2g + 3ac^2 - 6a^3c + 3bcd - 8a^2bd + 2abf}{4b^4} y_2^2 + \\ &+ \frac{2a^2c - b^2c + 3abd - 2a^2R^2 - b^2R^2}{2b^3} y_1 y_2 + \frac{aR^2}{4b^2} y_1^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Нарешті, для якобіана  $J(z_i(\zeta), \bar{z}_i(\zeta))$  знаходимо вираз з точністю до  $t^3$  (квадратичні члени були отримані в [6])

$$\begin{aligned} J &= 4t^2 \frac{(R^2 - c)}{b} y_2 + \varepsilon 4t \sqrt{-by_2} \left\{ 1 + \frac{t^2}{8b} \left[ \frac{7a^2R^2 - 8cR^2 + 7c^2 - 6a^2c - 30abd + 24b^2c + 12bf}{b^2} y_2 - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 6 \frac{a(R^2 - c) - bd}{b} y_1 - R^2 \frac{y_1^2}{y_2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (22)$$

Зауважимо, що доданок, який є пропорційним до  $t$ , – це, можна вважати, стандартний наближений вираз для якобіана [1, 2]; ми вважаємо його нульовим наближенням.

Для сумарного коефіцієнта підсилення двох критичних зображень знаходимо

$$K = \frac{1}{2} \frac{\Theta(y_2)}{\sqrt{|b|y_2}} \left\{ 1 - \frac{1}{8b} \left[ \frac{15a^4 + 23a^2b^2 + 8b^4 - 30a^2c + 15c^2 - 30abd + 12bf}{b^2} y_2 - \right. \right. \\ \left. \left. - 6 \frac{a(R^2 - c) - bd}{b} y_1 - R^2 \frac{y_1^2}{y_2} \right] \right\}. \quad (23)$$

Введення до цієї формулі функції Хевісайда  $\Theta(y_2)$  дозволяє формально поширити її також і на від'ємні значення змінної  $y_2$ .

Один з можливих альтернативних варіантів аналітичного розкладу поблизу каустики одержимо, якщо за пробні шляхи замість прямих (11) візьмемо сім'ю парабол

$$y_1 = \alpha t, \quad y_2 = \beta t^2, \quad \beta \neq 0. \quad (24)$$

У цьому випадку  $x_1 \sim O(t)$ ,  $x_2 \sim O(t^2)$ . Замість (13) покладемо  $y_1 \rightarrow y_1 t$ ,  $y_2 \rightarrow y_2 t^2$ ,  $x_i \rightarrow tx_i$ . Замість (14) отримуємо

$$\begin{aligned} y_1 &= 2x_1 + [a(x_1^2 - x_2^2) + 2bx_1x_2]t + [c(x_1^3 - 3x_1x_2^2) - d(x_2^3 - 3x_2x_1^2)]t^2, \\ y_2 &= b(x_1^2 - x_2^2) - 2ax_1x_2 + [d(x_1^3 - 3x_1x_2^2) + c(x_2^3 - 3x_2x_1^2)]t + fx_2^4t^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Розв'язки шукаємо у вигляді розкладів:

$$x_1 = x_{10} + x_{11}t + \dots, \quad x_2 = x_{20} + x_{21}t + \dots. \quad (26)$$

Знаходимо  $x_{10} = y_1/2$ ,  $x_{20} = -(ay_1 + \epsilon\Lambda)/2b$ , де  $\Lambda = \sqrt{R^2y_1^2 - 4by_2}$ . Ці співвідношення мають сенс коли  $y_2 > \frac{R^2y_1^2}{4b}$ ; тобто у цьому випадку каустика апроксимується параболою. Далі

$$x_{11} = \frac{1}{4b^2} (R^2ay_1^2 - 2aby_2 + \epsilon R^2y_1\Lambda) \quad (27)$$

та

$$x_{21} = \frac{1}{4b^3} \left[ -R^2(2a^2 + b^2)y_1^2 + 2a^2by_2 - 2\epsilon R^2ay_1 \left( \Lambda + \frac{by_2}{\Lambda} \right) \right]. \quad (28)$$

Наступні складові у розкладах (26) досить громіздкі, і ми їх не наводимо. Наближені розв'язки (26)-(28) були отримані в роботі [5]. На додаток до них знаходимо відповідний наближений вираз для якобіана:

$$J = \frac{R^2t^2}{b^2} (4by_2 - R^2y_1^2) + \epsilon t\Lambda \left( 2 - \frac{R^2a}{b^2}ty_1 \right) + \frac{2ab\epsilon t^2}{\Lambda} y_1 y_2. \quad (29)$$

Звернемо увагу, що до цього виразу входять лише параметри  $a, b$  квадратичного наближення розкладу (9).

В останній формулі доданок, який є пропорційним до  $t$ , можна вважати нульовим наближенням, але при цьому слід пам'ятати, що він відрізняється від стандартного, про який йшлося у зв'язку з формулою (22). Насправді, це так зване наближення параболічної каустики, яке було запропоноване в [7].

У загальному випадку формул (22) та (29), які отримані шляхом розкладання за різними параметрами, – це різні асимптотичні наближення. Але їх можна порівняти за умови  $R^2y_1^2 \ll 4by_2$ , коли можна покласти, що  $\Lambda \approx \sqrt{-4by_2}(1 - R^2y_1^2/8by_2)$ . При цьому (29) приймає такий вигляд:

$$J = \frac{R^2}{b^2} (4by_2 - R^2y_1^2) + \epsilon 4\sqrt{-by_2} \left\{ 1 + \frac{1}{8b} \left[ -6 \frac{R^2a}{b} y_1 - R^2 \frac{y_1^2}{y_2} + \frac{R^4a}{4b^2} \frac{y_1^3}{y_2} \right] \right\}. \quad (30)$$

На відміну від наближення прямолінійної каустики формула (29) дозволяє аналізувати поведінку якобіана вздовж прямої, дотичної до каустики,  $y_2 = 0$ , коли формула (29) приймає вид:

$$J = 2\epsilon Ry_1 - \frac{R^3(R + \epsilon a)}{b^2} y_1^2. \quad (31)$$

### 3. Квадратичне гравітаційно лінзове відображення

#### 3.1. Квадратичне відображення

Припустимо, що у деякій області в околі критичної кривої функцію  $F(\bar{u})$  можна вважати поліномом другого степеня:  $F(\bar{u}) = F(0) + F'(0) \cdot \bar{u} + \frac{1}{2} F''(0) \cdot \bar{u}^2$ . У цій формулі система координат ще не фіксована. Коефіцієнт  $F''(0)$  не залежить від вибору початку координат, але його фаза залежить від орієнтації системи координат. В адаптованих координатах квадратичне лінзове відображення (КЛВ) відповідно до (9) приймає вид:

$$\zeta = z + \bar{z} + A \cdot \bar{z}^2, \quad (32)$$

де згідно з (10)  $A = \frac{1}{2!} e^{-3i\phi/2} F''(\bar{u}_{cr})$ . Далі покладемо  $F'' = 2R \cdot e^{3i\alpha/2}$ ,  $R > 0$ .

Заміни координат, які даються наступними формулами

$$u = \left( z + \frac{1}{2A} \right) e^{i \frac{\phi - \alpha}{2}}; \quad v = \left( \zeta + \frac{1}{2A} + \frac{1}{4A} \right) e^{i \frac{\phi - \alpha}{2}}, \quad (33)$$

перетворюють (32) на

$$v = u + R \cdot \bar{u}^2. \quad (34)$$

Аби не ускладнювати формул, ми використовуємо ті ж самі літери для позначення нових координат, але останні тепер вже визначені однозначно. Далі ми називамо їх канонічними центрованими.

Властивості КЛВ визначаються єдиним інваріантним параметром  $R > 0$ . З формул (3) знаходимо, що якобіан КЛВ в канонічних координатах дорівнює

$$J = 1 - 4R^2 |u|^2. \quad (35)$$

Отже у площині зображень коефіцієнт підсилення окремого зображення є сталим на кожному колі

$$u = p e^{i\beta} \quad (36)$$

і дорівнює

$$K = 1 / |1 - (2Rp)^2|. \quad (37)$$

Зокрема, критичним є коло радіусу  $p = 1/2R$ , як це раніше було визначено в [5]. На рис. 1 подано залежність коефіцієнта підсилення від змінної  $r = 2Rp$ .

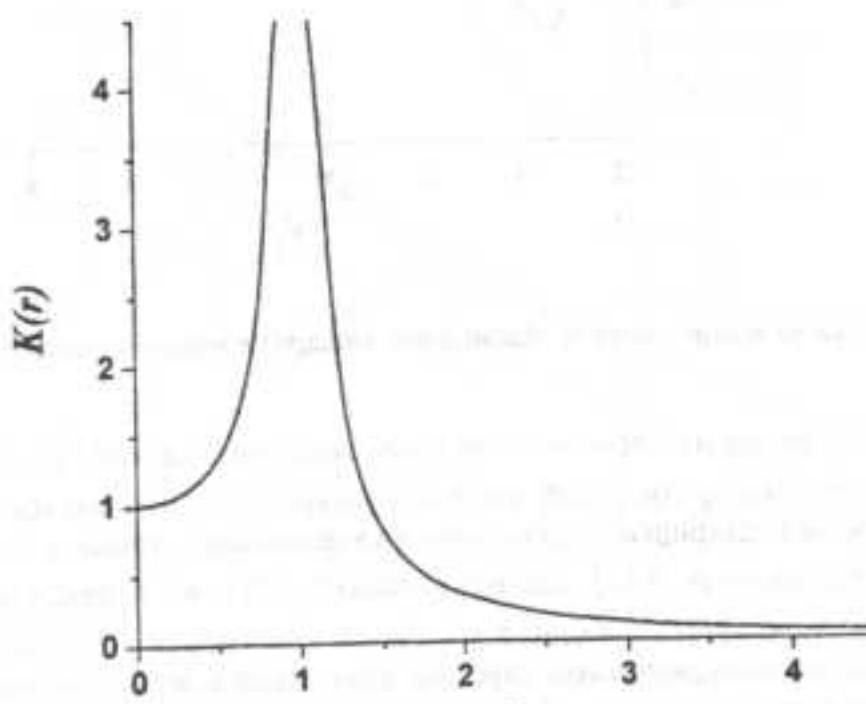


Рис. 1. Коефіцієнт підсилення КЛВ як функція змінної  $r = 2Rp$

З формул (34) знаходимо, що колу (36) у площині джерела відповідає крива  $v(\beta)$ , яка має рівняння

$$v(\beta) = p e^{i\beta} + R p^2 e^{-2i\beta}. \quad (38)$$

У такому комплексному представленні легко побачити, що ця крива є гіпоциклоїдою з радіусом твірного кола рівним  $p/2$ , відношенням радіусів твірного та спрямовуючого кіл рівним  $1/3$  [8]. Перший доданок формул (38), що слівпадає з правою частиною (36), задає лінію центрів гіпоциклоїди. Ця гіпоциклоїда є вкороченою (подовженою), якщо  $2Rp < 1$  ( $2Rp > 1$ ). При  $2Rp = 1$  отримуємо каустику, яка є звичайною гіпоциклоїдою. Отже сім'я концентричних кіл (36) відображається у сім'ю гіпоциклоїд (38).

Каустика КЛВ дается рівнянням

$$v_c(\beta) = \frac{1}{2R} \left( e^{i\beta} + \frac{1}{2} e^{-2i\beta} \right). \quad (39)$$

Неважко помітити, що  $d\beta = -d\varphi$ , де  $\varphi$  – віттівський параметр. Знайдемо одиничний дотичний вектор

$t = (dv/d\beta) / |dv/d\beta|$  і одиничний вектор нормалі  $n = it$ . Маємо

$$t = e^{-i\beta/2}, \quad n = ie^{-i\beta/2}. \quad (40)$$

На рис. 2 зображена каустика КЛВ у канонічних центрованих координатах та чотири гіпоциклоїди рівного підсилення. Для визначеності покладено, що  $2R = 1$ .

При  $2Rp < 1$  криві сталого підсилення (КСП) не мають самоперетинів і цілком лежать всередині каустики; при  $1 < 2Rp < 3$  вони частково лежать всередині, а частково ззовні каустики; при  $3 < 2Rp$  вони знаходяться цілком ззовні каустики. Неважко довести, що через точку  $v$  загального положення всередині каустики проходить чотири КСП з різними  $p_i(v)$ . Для цього достатньо лінзове рівняння записати у дійсній формі та звести до одного рівняння четвертого степеня, яке визначає координати чотирьох зображення. Зокрема, джерело у центрі каустики  $v = 0$  має окрім тривіального  $u = 0$  ще три зображення:  $u = e^{i(2n+1)\pi/3}/R$ ,  $n = 0, 1, 2$ . Ззовні каустики через точку загального положення проходять дві КСП з різними  $p$ .

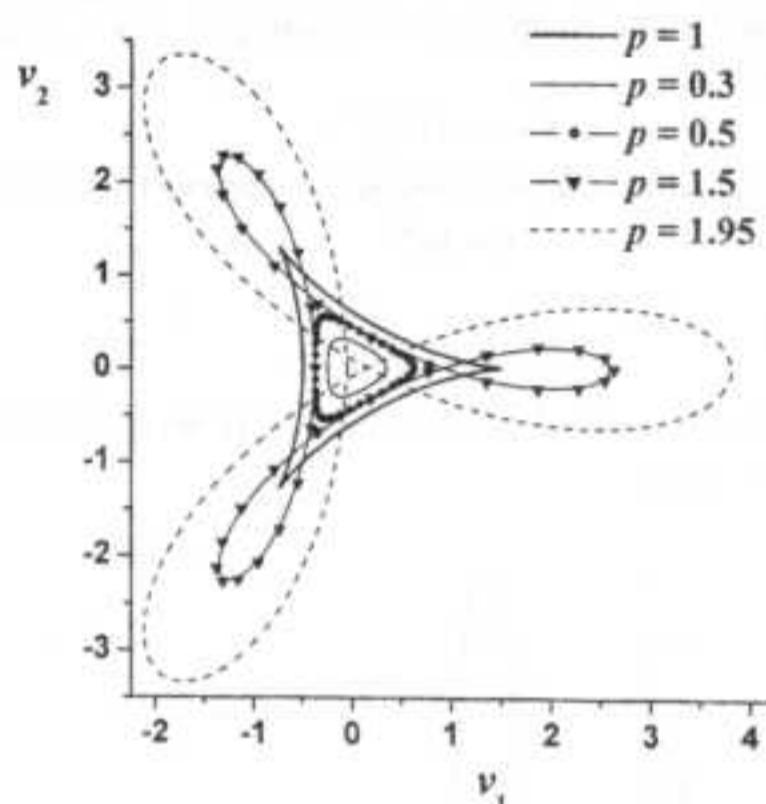


Рис. 2. Каустика та криві сталого підсилення квадратичного лінзового відображення

Астрофізичні ПВП інтерпретуються як перетин джерелом каустики під час руху джерела  $v(t)$ . Головна задача, яка пов'язана з аналізом ПВП, полягає у тому щоб знайти залежність сумарного коефіцієнта підсилення від координат джерела. Щоб знайти сумарний коефіцієнт підсилення всіх зображень точки  $v$  всередині (зовні) каустики треба знайти чотири (два) значення параметра  $p_i(v)$ , що відповідають КСП, які проходять через цю точку, і для кожного зображення скористатися формулою (37). Як видно з рис. 2, дві з чотирьох КСП, які проходять через точку поблизу каустики з її опуклого боку є майже паралельними каустиці. Вони викликають особливу цікавість, оскільки відповідають двом зображенням, які прямують до критичної кривої, коли джерело прямує до каустики. Підсилення цих зображень формально прямує до нескінченності. Вони мають протилежну фазу і в момент перетину джерелом каустики згасають одне одного. Це ті зображення, які ми називаємо критичними. Коефіцієнти підсилення двох інших зображень значно менші і мало змінюються під час ПВП. Саме паралельність критичних КСП та каустики дозволяє виразити у деякому наближенні сумарне підсилення через відстань джерела до каустики.

Для подальшого розгляду наведемо формули, що пов'язують канонічні центровані координати з тими, які є адаптованими до точки з параметром  $\beta$  на каустиці. З визначення останніх, враховуючи вирази (40), маємо

$$u = u_{cr}(\beta) + ze^{-i\beta/2}, \quad v = v_c(\beta) + \zeta e^{-i\beta/2}. \quad (41)$$

З формул (34) і (39) отримуємо

$$\zeta = z + \bar{z} + R \cdot e^{\frac{i}{2}\beta} \bar{z}^2; \quad (42)$$

отже параметри  $a, b$  розкладу (12) дорівнюють

$$a = R \cos(3\beta/2), \quad b = R \sin(3\beta/2); \quad (43)$$

інші параметри у випадку КЛВ, звичайно, дорівнюють нулю. Зауважимо, що при такій параметризації додатнім  $\beta$  відповідають від'ємні значення  $u_2$  усередині каустики.

### 3.2 Відображення радіальних прямих

Знайдемо координати джерела, зображення якого характеризується параметрами  $p$  та  $\beta$ , відносно точки на каустиці з тим самим параметром  $\beta$ :

$$v(p, \beta) - v_c(\beta) = \left[ \left( p - \frac{1}{2R} \right) e^{\beta} + R \left( p^2 - \left( \frac{1}{2R} \right)^2 \right) e^{-2\beta} \right]. \quad (44)$$

Однічні дотичний і нормальні вектори даються формулами (40). Маємо:

$$\begin{aligned} v(p, \beta) - v_c(\beta) &= e^{-\beta/2} \left[ \frac{2Rp-1}{2R^2} (a+ib) + \left( p^2 - \left( \frac{1}{2R} \right)^2 \right) (a-ib) \right] = \\ &= \frac{2\delta + R\delta^2}{R} a \mathbf{i}(\beta) + (-\delta^2) b \mathbf{n}(\beta), \end{aligned} \quad (45)$$

де  $\delta = p - 1/2R$ .

Отже, точки, які належать вкороченим та подовженим епіциклоїдах з різними  $p$  і відповідають одному і тому самому значенню параметра  $\beta$ , утворюють параболу

$$y_1 = (2\delta + R\delta^2)a/R, \quad y_2 = -\delta^2 b. \quad (46)$$

Іншими словами ця парабола є траєкторією джерела, одним із зображень якої є радіальна пряма  $\beta = \text{const}$ . Дві пілки параболи відповідають додатнім та від'ємним значенням параметра  $\delta$ . Каустика є обвідною цих парабол,  $\beta$  – значення параметра на каустиці, що відповідає точці дотикання. При  $\beta = \pi/3$  ( $a = 0, b = R$ ), тобто у вершині каустики, парабола вироджується у пряму. На рис. 3 зображені у збільшенному масштабі частини каустики; чотири КСП, що відповідають  $p = 0.3, 0.5, 1.5, 1.7$ ; дві параболи L і N, що відповідають  $\beta = 0.95$  і  $\beta = 1.1$ , відповідно; прозорими кружальцями позначені точки перетину парабол з КСП та центр каустики.

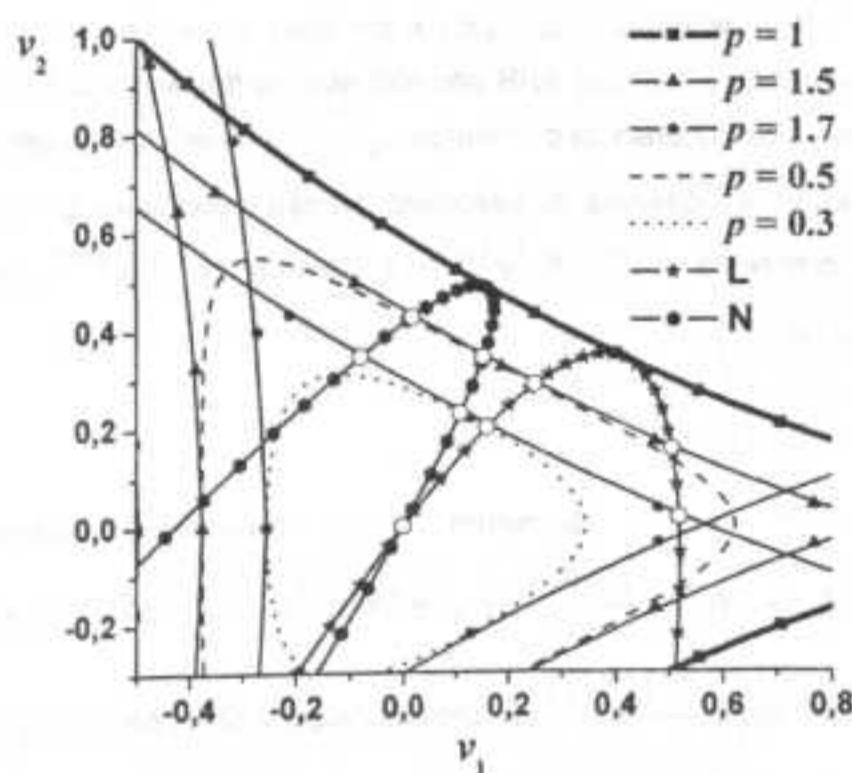


Рис. 3. Траєкторії найбільш швидкої зміни якобіана

Зауважимо, що параболи (46) можна трактувати як траєкторії найбільш швидкої зміни коефіцієнта підсилення (одного із зображень). З формул (35) отримуємо, що на параболі якобіан приймає значення  $J = -4R\delta - 4R^2\delta^2$ . Цей точний вираз доцільно порівняти при малих  $\delta$  з наближеними асимптотичними формулами. З формул (29) знайдемо значення якобіана з точністю до квадратичних доданків. При  $\epsilon = -1$  маємо  $J = -4R\delta - 4R^2\delta^2(1 + a^4/2R^4) + O(\delta^3)$ . Отже, цей вираз дуже близький до точного, якщо значення параметра  $a/R = \cos(3\beta/2)$  не занадто близьке до одиниці, себто опорна точка не наближається до каспа. Зрозуміло, що формула (22) не даст задовільний результат, оскільки обидва доданки під радикалом у виразі  $\Lambda = \sqrt{R^2 y_1^2 - 4by_2}$  мають одинаковий порядок  $O(\delta^2)$ .

### 3.3 Особливі прямі

Розглянемо деякі точні розв'язки лінзового рівняння та порівняємо точні вирази для якобіана з наближеними формулами, отриманими вище.

Джерело на осі симетрії каустики. Нехай у центрованих канонічних координатах положення джерела є  $(v_1, 0)$ . Координати зображень знаходимо з рівнянь (34), які приймають вид:  $u_1 + R(u_1^2 - u_2^2) = v_1$ ;  $u_2 - 2Ru_1u_2 = 0$ . Отримуємо дві пари розв'язків:

$$P_{1,2} \quad u_1 = \frac{1}{2R} \left( -1 + \varepsilon \sqrt{1 + 4Rv_1} \right); \quad u_2 = 0; \quad v_1 \geq -1/4R;$$

$$P_{3,4} \quad u_1 = \frac{1}{2R}; \quad u_2 = \frac{\varepsilon}{2R} \sqrt{3 - 4Rv_1}; \quad v_1 \leq 3/4R.$$

Перша пара відповідає критичним зображенням відносно вершини каустики. З формул (35)  $J_{1,2} = -1 - 4Rv_1 + 2\varepsilon\sqrt{1 + 4Rv_1}$ ,  $J_{3,4} = -3 - 4Rv_1$ . Переїдемо до координат, адаптованих до вершини каустики. Очевидно,  $y_1 = 0$ ,  $y_2 = v_1 + 1/4R$ , і, крім того, з (43)  $a = 0$ ,  $b = -R$ . У цих змінних  $J_{1,2} = -4Ry_2 + 4\varepsilon\sqrt{Ry_2}$ . Неважко пересвідчитися, що такий самий результат дають обидві наближені формул (22) і (29).

Далі, розглянемо сукупність прямолінійних траекторій точкового джерела, які перетинаються у одній точці на каустиці. Як було зазначено в [5], критичні зображення кожної з них за винятком деяких у першому наближенні утворюють параболу. Винятками є два промені, дотичні до каустики, та деякі промінь, зображення якого спрямовані вздовж вісі  $x_2$  у відповідній точці на КК. У випадку КЛВ критичними зображенням кожного з променів, дотичних до каустики, є дві ортогональні напівпрямі. Розглянемо ці особливі прямі більш детально.

*Прямолінійна траекторія джерела, зображення якої спрямовані вздовж вісі  $x_2$ .* Рівняння траекторій зображення візьмемо у виді  $z = -\varepsilon it$ . Ім згідно (32) відповідає траекторія джерела  $\zeta = -(a+ib)t^2$ , тобто напів пряма  $by_1 - ay_2 = 0$ ,  $y_2 > 0$ . При цьому  $z = -\varepsilon i\sqrt{-y_2/b}$ . Траекторії зображень у канонічних центрованих координатах – це  $u = (1/2R)e^{i\beta} - \varepsilon\sqrt{-y_2/b}e^{i(\pi-\beta)/2}$ . Для якобіана згідно (35) знаходимо точний вираз  $J = 4R^2 y_2/b + 4\varepsilon\sqrt{-by_2}$ . Неважко впевнитися, що такий самий вираз у випадку КЛВ дає наближена формула (22). Цей же результат отримаємо з формул (29), якщо праву частину розкладемо за степенями  $\sqrt{-y_2}$  і обмежимося двома першими доданками.

*Прямолінійна траекторія джерела, дотична до каустики.* Нехай її рівняння  $\zeta = t$ . Відповідна траекторія зображення  $z(t)$  має задовільнити рівнянню  $z + \bar{z} + R\bar{z}^2 e^{3i\beta/2} = t$ . Звідси  $z_1 = p_1 e^{3i\beta/4}$ , де  $Rp_1^2 + 2p_1 \cos(3\beta/4) - y_1 = 0$ ,  $p_1 = \frac{\cos(3\beta/4)}{R} \left( -1 + \sqrt{1 + Ry_1/\cos^2(3\beta/4)} \right)$ ; або  $z_2 = p_2 e^{3i\beta/4 + i\pi/2}$ , де  $Rp_2^2 + 2p_2 \sin(3\beta/4) + y_1 = 0$ ,  $p_2 = \frac{\sin(3\beta/4)}{R} \left( -1 + \sqrt{1 - Ry_1/\sin^2(3\beta/4)} \right)$ .

Маємо  $u_1 = (1/2R)e^{i\beta} + z_1 e^{-i\beta/2}$  і з формул (35) знаходимо відповідне значення якобіана  $J_1 = 4R[p_1 \cos(3\beta/4) - y_1]$ , або  $J_1 = -4Ry_1 + 2\frac{a+R}{R} \left[ -1 + \sqrt{1 + 2R^2 y_1/(a+R)} \right]$ . Розкладаючи квадратний корінь у ряд з точністю до  $y_1^2$ , отримуємо  $J_1 = -2Ry_1 - \frac{R^3(R-a)}{b^2} y_1^2$ , що співпадає з (29) при  $\varepsilon = -1$ .

Аналогічно  $J_2 = 4Ry_1 + 2\frac{R-a}{R} \left[ -1 + \sqrt{1 - 2R^2 y_1/(R-a)} \right]$ , що у двох порядках співпадає з (29) при  $\varepsilon = +1$ .

#### 4. Висновки

У цій роботі ми продовжили дослідження аналітичних властивостей лінзового відображення в околі критичної кривої, розпочате в [5]. Зупинимося на нових отриманих результатах.

На основі підходу, розвинутого в [5], розглянуті два варіанта аналітичних розкладів розв'язків лінзового рівняння вздовж пробних шляхів в околі каустики. У варіанті з прямолінійними пробними шляхами джерела отримано друге наближення для розв'язків (20)-(21), для якобіана (22) і для сумарного коефіцієнта підсилення двох критичних зображень (23). У варіанті з параболічними пробними шляхами та параболічною каустикою знайдена формула першого наближення для якобіана (29).

Детально розглянуто квадратичне лінзове відображення, яке можна трактувати як перше наближення загального аналітичного лінзового відображення в околі складки. Знайдено перетворення до канонічних центрованих координат (33). Показано, що у площині зображень якобіан КЛВ має стало значення (35) на кожному колі  $|u| = \text{const}$ . У площині джерел цим колам відповідають гіпоциколоїди (вкорочені, звичайна та подовжені) з відношенням радіусів твірного та спрямовуючого кіл рівним  $1/3$ . Каустика є звичайною гіпоциколоїдою (39). Показано, точки усередині каустики мають по чотири зображення, а ззовні – по два.

У п. 3.2 знайдені параболічні траекторії джерела (46), які мають одне із зображень у вигляді радіальної прямої у центрованих координатах і які є кривими найбільш швидкої зміни якобіана. Вздовж цих траекторій проведено порівняння точного виразу якобіана з наближеними асимптотичними формулами. У п. 3.3 розглянуті деякі особливі прямолінійні траекторії, вздовж яких також проведено порівняння точного та наближених виразів якобіана.

1. Schneider P., Ehlers J., Falco E.E. *Gravitational Lenses*. – New York, 1992.
2. Захаров А.Ф. Гравітаційні лінзи та мікrolінзи. – М., 1997.
3. Fedorova O.V., Alexandrov A.N., Zhdanov V.I. High amplification microlensing events and source structure in Q2237+030 // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія – 2005. – Вип. 41–42. – С. 49–54.
4. Witt H.J. Investigation of high amplification events in light curves of gravitationally lensed quasars // Astron. Astrophys. – 1990. – Vol. 236. – Р. 311–322.
5. Александров О.М., Жданов В.І., Федорова О.В. Аналітичні спiввiдношення для гравітацiйно-лiзового вiдображення в околi критичної кривої // Вiсн. Київ. ун-ту. Астрономiя. – 2003. – Вип. 39–40. – С. 52–59.
6. Keeton C.R., Gaudi B.S., Petters A.O. Identifying lenses with small-scale structure. II. Fold lenses // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 635, pt 1. – Р. 35–59; arXiv: astro-ph/0503452.
7. Fluke C.J., Webster R.L. Investigating the geometry of quasars with microlensing // Month. Not. Roy. Astron. Soc. – 1999. – Vol. 302. – Р. 68–74.
8. Вышотский М.Я. Справочник по высшей математике. – М., 1962.

Надійшла до редакції 07.06.07

УДК 524.7

Ю. Кудря

## АЛГОРІТМ КАЛІБРУВАННЯ УЗАГАЛЬНЕНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ТАЛЛІ-ФІШЕРА МЕТОДОМ МАКСИМАЛЬНОЇ ПРАВДОПОДІБНОСТІ ДЛЯ ДВОВИМІРНОЇ ГАУСОВОЇ ФУНКЦІЇ СЕЛЕКЦІЇ

**Методом максимальної правдоподібності отримано вирази для коефіцієнтів та дисперсії узагальненої залежності Таллі-Фішера з урахуванням селекції спостережних даних. Показано, що такі оцінки для коефіцієнтів звичайних двопараметрических залежностей Таллі-Фішера збігаються з оцінками методу найменших квадратів без врахування селекції.**

**The expressions for the coefficients and dispersion of the generalized Tully-Fisher relation are obtained by the maximum likelihood method taking into account the selection of the observations data. It is shown that such solutions for the coefficients of ordinary two-dimensional Tully-Fisher relation coincide with the least-squares solutions without consideration the selection.**

**Вступ.** На даний час залежність Таллі-Фішера (ТФ) [10] дає найбільш поширеній метод масових визначень відстаней до спіральних галактик. У дослідженнях великомасштабних рухів плоских галактик з каталогів RFGC [6] та 2MFGC [9] використовуються багатопараметричні узагальнення ТФ-залежності. Для вибірок, сформованих на основі оптичних даних каталогу RFGC, ТФ-залежність у варіанті лінійний діаметр-амплітуда обертання узагальнювалася шляхом введення додаткових регресорів, залежних від індексу поверхневої яскравості, морфологічного типу, відношення оптичних діаметрів тощо [1, 5, 7]. Для виборок з RFGC та 2MFGC, сформованих на основі даних інфрачервоного (ІЧ) 2MASS-огляду, в ТФ-залежність у варіанті абсолютна величина – амплітуда обертання додатково вводилися ефективна ІЧ поверхнева яскравість, індекс концентрації, показник кольору тощо [2, 8]. Такий феноменологічний підхід мотивувався тим, що додаткові регресори ТФ-залежності, в тому числі і слабко залежні від відстані, автоматично „лідправлять” залежності, усунуть, принаймні частково, систематичні похибки у редукціях спостережних даних (такі як ефект Малмквіста, К-поправка, відмінність ізофотних та метричних діаметрів, врахування селекції тощо), які важко точно врахувати. І дійсно, додаткові параметри покращували апроксимацію ТФ-залежності на декілька відсотків та приводили до оцінок параметрів колективного потоку, що краще узгоджувалися з оцінками інших авторів.

При варіюванні виглядом узагальненої ТФ-залежності та застосуванні дещо відмінних один від одного методів опрацювання, які ґрунтуються на стандартному методі найменших квадратів (МНК), була помічена стійкість значень координат апекса та дещо більші варіації модуля колективної швидкості. Найбільше розходження модулів для однієї і тієї самої вибірки було отримане при переході до оберненої ТФ-залежності [3]. Між тим, питання про величину модуля колективної швидкості лишається актуальним і досі. Якщо на масштабах до 8000 км/с всі відомі визначення узгоджуються між собою та з передбаченням теорії утворення структур у космологічній моделі з темною матерією та космологічною сталою, то на великих масштабах три візначення різних авторів дають значно більші модулі швидкості (до 800 км/с) (див. огляд [12]). Звідси, зокрема, випливає необхідність ретельної перевірки методів опрацювання даних, особливо при використанні глибоких вибірок. Найбільш підступною є проблема неповноти та селективності даних.

Метою даної роботи є побудова алгоритму розрахунку параметрів багатопараметричної ТФ-залежності (її калібрування) методом максимальної правдоподібності (ММП) з урахуванням селекції спостережних даних. Розглядається ТФ-залежність у її „класичному” варіанті абсолютної величини – логарифм ширини радіолінії. За основу був по кладений підхід до врахування селекції, який розроблявся Вілліком [11]. За нашими оцінками введена Вілліком функція селекції  $S(t, u)$  ( $t$  – видима величина,  $u$  – логарифм ширини лінії) на реальних спостережних даних добре апроксимується двовимірним нормальним (гаусовим) розподілом. Калібрування ТФ-залежності ми проводимо у спосіб, який широко використовується, а саме на основі даних про червоні зміщення як нульового наближення для відстаней та припущення про нормальну розподіл різниць оцінок абсолютних величин за червоним зміщенням та за ТФ-залежністю.

**1. Спосіб урахування селекції.** Нехай  $M$  – абсолютна зоряна величина галактики,  $t$  – видима величина,  $d$  – фотометрична відстань (у Мпк). Ці величини зв'язані спiввiдношенням:

$$M = t - 25 - 5 \lg d = t - \mu(d), \quad (1)$$

де  $\mu(d) = 25 + 5 \lg d$  – модуль відстані. Нехай також  $u = \log W$  – аргумент двопараметричної ТФ-залежності (параметр обертання), яку ми приймаємо у вигляді:

$$M(u) = c_1 + c_2 u. \quad (2)$$

Тут  $W$  – ширина радіолінії 21 см або інша міра амплітуди обертання спіральної галактики, приведеної до положення "з ребра". Багатопараметричне лінійне узагальнення ТФ-залежності (2), не уточнюючи вигляду додаткових регресорів  $\{x_l, l = 3, \dots, n\}$ , приймемо у вигляді:

$$M(\mathbf{X}) = c_1 + c_2 u + \sum_{l=3}^n c_l x_l \equiv \sum_{l=1}^n c_l x_l = \mathbf{C} \cdot \mathbf{X}, \quad x_1 = 1, \quad x_2 = u \quad (3)$$

Тут  $\mathbf{X} = (x_1, \dots, x_n)^T$  –  $n$ -вектор-стовбчик регресорів (Т означає транспонування),  $\mathbf{C} = (c_1, \dots, c_n)$  – вектор-рядок коефіцієнтів лінійної форми  $M(\mathbf{X})$ . При  $n = 2$  залежність (3) переходить у (2). Далі, слідом за Вілліком [11], коротко будуть викладені основні математичні побудови, необхідні для застосування ММП, з узагальненням на багатопараметричну регресію.

Припустимо, що різниці між справжньою абсолютною величиною та її оцінками з використанням (3) розподілені нормальню, тобто умовна імовірність мати галактику з абсолютною величиною  $M$  при даному параметрі обертання  $u$  та даних значеннях додаткових регресорів  $x_l, l = 3, \dots, n$ , має вигляд:

$$P(M | \mathbf{X}) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -[M - M(\mathbf{X})]^2 / 2\sigma^2 \right\}. \quad (4)$$

Оскільки  $M$  не є безпосередньо спостереженою величиною, то необхідно перейти до видимих величин за формулою (1). Тоді замість (4) маємо вираз

$$P(m | \mathbf{X}, d) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -[m - \mu(d) - M(\mathbf{X})]^2 / 2\sigma^2 \right\} \quad (5)$$

для умовної імовірності мати галактику з видимою величиною  $m$ , якщо її параметр обертання є  $u$ , значення додаткових параметрів є  $x_3, \dots, x_n$ , та галактика знаходиться на відстані  $d$ . При такому переході смысл  $\sigma$  змінився. Якщо в (3)  $\sigma^2$  характеризує розкид на ТФ-диаграмі, то в (4)  $\sigma^2$  додатково містить похиби вимірювання видимої величини та модуля відстані.

Вираз (5) для умовної імовірності є ідеальним у тому сенсі, що він не враховує ефектів селекції. Слідом за Вілліком [11] назовемо функцією селекції  $\tilde{S}(m, u, x_3, \dots, x_n) = \tilde{S}(m, \mathbf{X})$  імовірність того, що галактика з видимою величиною  $m$ , параметром обертання  $u$  та додатковими параметрами  $x_3, \dots, x_n$  з'являється в нашій вибірці (на будь-якій відстані). (Відзначимо, що частіше функцією селекції називають імовірність попадання у вибірку галактики на певній відстані або червоному зміщенні.) Вважаючи незалежними події, що описуються імовірностями  $P(m | \mathbf{X}, d)$  вигляду (5) та  $\tilde{S}(m, \mathbf{X})$ , маємо замість (5) такий вираз:

$$P(m | \mathbf{X}, d) = \frac{\tilde{S}(m, \mathbf{X}) \exp \left\{ -[m - \mu(d) - M(\mathbf{X})]^2 / 2\sigma^2 \right\}}{\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}(m', \mathbf{X}) \exp \left\{ -[m' - \mu(d) - M(\mathbf{X})]^2 / 2\sigma^2 \right\} dm'}. \quad (6)$$

Видно, що якщо  $\tilde{S}(m, \mathbf{X})$  не залежить від  $m$  (ідеальний випадок відсутності селекції за видимою величиною), то (6) переходить у (5).

Задачею калібрування ТФ-залежності є знаходження коефіцієнтів  $c_i$  у (2) або (3) за спостережними даними. Після калібрування ТФ-залежності (2) або (3) дають метод визначення відстаней, альтернативний методу за червоним зміщеннем. При цьому часто кажуть, що цей метод є незалежним від червоного зміщення. Однак це не завжди так. Часто червоне зміщення використовується за нульове наближення відстані з метою калібрування ТФ-залежності. Далі обговорюється саме такий спосіб калібрування.

Зробимо припущення, яке спрощує розгляд: нехай функція селекції факторизується у такий спосіб:

$$\tilde{S}(m, u, x_3, \dots, x_n) = S(m, u) \cdot F(x_3, \dots, x_n) \quad (7)$$

Тоді вираз (6) набуває вигляду:

$$P(m | \mathbf{X}, d) = \frac{S(m, u) \exp \left\{ -[m - \mu(d) - M(\mathbf{X})]^2 / 2\sigma^2 \right\}}{\int_{-\infty}^{\infty} S(m', u) \exp \left\{ -[m' - \mu(d) - M(\mathbf{X})]^2 / 2\sigma^2 \right\} dm'} \quad (8)$$

У припущення (7) селективність вибірки за додатковими параметрами не впливає на результати, оскільки функція  $F$  не входить у вираз (8) для умовної імовірності. Для подальшого необхідно припустити також принаймні двократну диференційовність функції селекції  $S(m, u)$  за зоряною величиною.

**3. Калібрування ТФ-залежності за даними про червоні зміщення.** Нехай є масив спостережних даних  $\{u_i, x_{3i}, \dots, x_{ni}, m_i, z_i\} \equiv \{\mathbf{X}_i, m_i, z_i\}$ ,  $i = 1, \dots, N$ .  $N$  – кількість галактик у вибірці. Будемо позначати оцінку модуля відстані до  $i$ -ої галактики як  $\mu_i = \mu(d(z_i))$ , припускаючи, що відстань обчислюється за червоним зміщеннем  $z$ , або з використанням закона Габбла, або пост-Габблівського наближення залежності фотометричної відстані від червоного зміщення,

$$d(z_i) = c z_i / H_0 \left( 1 + \frac{1 - q_0}{2} z_i \right), \quad (9)$$

або за більш точними формулами однорідних космологічних моделей ( $c$  – швидкість світла,  $H_0$  – стала Габбла,  $q_0$  – параметр уповільнення). З метою калібрування ТФ-залежності будуємо функцію максимальної правдоподібності, ґрунтуючись на виразі (8):

$$P \equiv \prod_{i=1}^N P(m_i | \mathbf{X}_i, z_i) = \frac{\left( \prod_{i=1}^N S(m_i, u_i) \right) \exp \left\{ - \sum_{i=1}^N [m_i - \mu_i - M(\mathbf{X}_i)]^2 / 2\sigma^2 \right\}}{\prod_{i=1}^{N \rightarrow \infty} \int S(m, u_i) \exp \left\{ - [m - \mu_i - M(\mathbf{X}_i)]^2 / 2\sigma^2 \right\} dm} \quad (10)$$

Інтеграл у знаменнику зручно розглядати, вводячи нову змінну інтегрування

$$t = \{m - \mu_i - M(\mathbf{X}_i)\} / \sigma \sqrt{2} \quad (11)$$

Для подальшого введемо такі позначення:

$$I_i^{(k)} = \int_{-\infty}^{\infty} S^{(k)} \left( \sqrt{2} \sigma t + \mu_i + M(\mathbf{X}_i), u_i \right) \cdot \exp(-t^2) dt \quad (12)$$

де  $k$  – порядок диференціювання функції селекції за зоряною величиною. Інтеграл у знаменнику (10) тоді набуває вигляду  $\sqrt{2}\sigma I_i^{(0)}$ . Із врахуванням цього логарифмічну функцію правдоподібності запишемо таким чином:

$$P \equiv -\ln P = -\sum_{i=1}^N \ln [S(u_i, m_i)] + \sum_{i=1}^N [y_i - M(\mathbf{X}_i)]^2 / 2\sigma^2 + N \ln \sigma + \frac{N}{2} \ln 2 + \sum_{i=1}^N \ln I_i^{(0)} \quad (13)$$

Тут для скорочення запису введено позначення для масива  $y_i \equiv m_i - \mu_i$ , абсолютних зоряних величин, оцінених за червоним зміщенням. Невідомі параметри  $\{c_1, \dots, c_n\} \equiv \mathbf{C}$  ТФ-залежності (3) входять у другий та останній доданки правої частини (13). Варіювання (13) за цими параметрами дає такі  $n$  рівняння на невідомі  $\mathbf{C}$ :

$$\partial P / \partial \mathbf{C} \equiv -\sigma^{-2} \sum_{i=1}^N [y_i - M(\mathbf{X}_i)] \mathbf{X}_i + \sum_{i=1}^N \frac{1}{I_i^{(0)}} \partial I_i^{(0)} / \partial \mathbf{C} = 0 \quad (14)$$

Неважко бачити, що

$$\partial I_i^{(0)} / \partial \mathbf{C} = I_i^{(1)} \mathbf{X}_i \quad (15)$$

Тоді рівняння (14) можна подати у такому вигляді, зручному для організації ітераційного процесу:

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}_0 - \mathbf{M}^{-1} \sigma^2 \sum_{i=1}^N \frac{I_i^{(1)}}{I_i^{(0)}} \mathbf{X}_i, \quad (16)$$

де за нульове наближення беруться МНК-оцінки:

$$\mathbf{C}_0 = \mathbf{M}^{-1} \sum_{i=1}^N y_i \mathbf{X}_i \quad (17)$$

Тут  $\mathbf{M} \equiv \sum_i \mathbf{X}_i \otimes \mathbf{X}_i^T = \begin{pmatrix} N & \sum u_i & \sum x_{ii} \\ \sum u_i & \sum u_i^2 & \sum u_i x_{ii} \\ \sum x_{ii} & \sum u_i x_{ii} & \sum x_{ii} x_{ii} \end{pmatrix}$  – коваріаційна матриця,  $\mathbf{M}^{-1}$  – обернена матриця,  $i, m = 3, \dots, n$ .

Дисперсію  $\sigma^2$  можні оцінити варіюванням логарифмічної функції правдоподібності (3.5) за  $\sigma$ . У такому випадку маємо рівняння:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [y_i - M(\mathbf{R}_i)]^2 - \frac{\sigma^4}{N} \sum_{i=1}^N \frac{I_i^{(2)}}{I_i^{(0)}}. \quad (18)$$

Форма якого також придатна для ітераційного процесу. При виведенні (18) враховано, що  $\frac{\partial I_i^{(0)}}{\partial \sigma} = \sigma I_i^{(2)}$ , як неважко показати. У загальному випадку маємо систему  $n+1$  рівнянь (16), (18) на  $n+1$  невідомих  $\mathbf{C} = \{c_1, \dots, c_n\}$  та  $\sigma$ . Нагадаємо, що невідомі коефіцієнти  $\mathbf{C}$  входять у інтеграли (12) з  $k = 0, 1, 2$ . Конкретний вигляд цих рівнянь визначається функцією селекції  $S(m, u)$ .

**4. Двовимірна Гаусова функція селекції.** Приймаємо, що функція селекції  $S(m, u)$  має вигляд двовимірного нормального розподілу (див., наприклад, [4]):

$$S(m, u) = \frac{\exp\{-f(u, m)\}}{2\pi\sigma_u\sigma_m\sqrt{1-\rho_{um}^2}}, \quad (19)$$

$$f(u, m) = \frac{1}{2(1-\rho_{um}^2)} \left\{ \frac{(u-\bar{u})^2}{\sigma_u^2} - 2\rho_{um} \frac{(u-\bar{u})}{\sigma_u} \frac{(m-\bar{m})}{\sigma_m} + \frac{(m-\bar{m})^2}{\sigma_m^2} \right\}$$

Тут введені позначення для оцінок дисперсій та коефіцієнта кореляції на основі масива спостережних даних  $(u_i, m_i)$ :

$$\sigma_u^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2, \quad \sigma_m^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (m_i - \bar{m})^2, \quad \rho_{um} = \frac{1}{N \sigma_u \sigma_m} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})(m_i - \bar{m}) \quad (20)$$

(Риска над літерою означає усереднення.) Функція (19) з параметрами (20) є розв'язком задачі апроксимації двовимірного розподілу спостережних даних двовимірною гаусовою функцією з використанням ММП. Імовірність попадання точки всередину еліпса  $E$ , який визначається значенням  $f$ , є  $P = \int \int S(m, u) dudm = 1 - e^{-f}$ , зокрема, значенню  $f = 3$  відповідає 95.02% імовірності.

**5. Оцінки максимальної правдоподібності з гаусовою функцією селекції.** У розділі (3) ми отримали рівняння (18) для ММП-оцінок  $\mathbf{C}$ , приймаючи лінійну узагальнену ТФ-залежність вигляду (3). Ми також отримали рівняння (18) для оцінки дисперсії  $\sigma^2$ , що входить у вираз (5) для умовної імовірності. Для запису у явному вигляді цих рівнянь необхідно обчислити три інтеграли (12) при  $k = 0, 1, 2$ , які містять функцію селекції  $S(m, u)$ . Точніше кажучи, нам необхідні не самі інтеграли, а відношення  $I_i^{(1)} / I_i^{(0)}$  та  $I_i^{(2)} / I_i^{(0)}$ .

Обчислення з використанням вигляду (19) функції селекції дають такий результат для першого відношення:

$$I_i^{(1)} / I_i^{(0)} = \frac{y_i - \Delta m_i - \mathbf{C} \mathbf{X}_i}{\sigma^2 + \sigma_m^2 (1 - \rho_{um}^2)} \quad (21)$$

Тут введено позначення  $\Delta m_i = m_i - m_0 - k_{um}(u_i - u_0)$ , де  $k_{um} = \rho_{um} \sigma_m / \sigma_u$  – коефіцієнт нахилу лінійної регресії в площині змінних  $u, m$ , так що  $\Delta m_i$  є масив нев'язок від лінії регресії.

Підсумування за всіма галактиками вибірки добутку виразу (21) на вектор значень регресорів приводить до такого виразу:

$$\sum_i \mathbf{X}_i I_i^{(1)} / I_i^{(0)} = \left[ \sigma^2 + \sigma_m^2 (1 - \rho_{um}^2) \right]^{-1} \left\{ \sum_i (y_i - \Delta m_i) \mathbf{X}_i - \mathbf{M} \mathbf{C}^T \right\} \quad (22)$$

Підставлення (22) у (16) після перетворень дає (при  $\sigma_m^2 (1 - \rho_{um}^2) \neq 0$ ) такі вирази для коефіцієнтів  $\mathbf{C}$ :

$$\mathbf{C}^T = \mathbf{C}_0^T + s \mathbf{M}^{-1} \sum_i \Delta m_i \mathbf{X}_i, \quad (23)$$

де

$$s = \frac{\sigma^2}{\sigma^2 + \sigma_m^2 (1 - \rho_{um}^2)} \quad (24)$$

З врахуванням вигляду (17) для МНК-розв'язків вираз (23) можна переписати таким чином:

$$\mathbf{C}^T = \mathbf{M}^{-1} \sum_i \{y_i + s \Delta m_i\} \mathbf{X}_i, \quad (25)$$

Звідси видно, що відмінність ММП-оцінок з двовимірною гаусовою функцією селекції (19) від МНК-оцінок без врахування селекції визначається сумами  $\sum_i \Delta m_i \mathbf{X}_i$ . Неважко обчислити:

$$\sum_i \Delta m_i \mathbf{X}_i = \begin{bmatrix} \sum_i \Delta m_i \\ \sum_i \Delta m_i u_i \\ \sum_i \Delta m_i x_{ii} \end{bmatrix} = \begin{cases} 0 \\ 0 \\ N \sigma_m \sigma_x (\rho_{mx} - \rho_{um} \rho_{ux}) \end{cases} \quad (26)$$

Тут  $\sigma_x^2$  – дисперсія для  $i$ -го регресора,  $\rho_{mx}, \rho_{ux}$  – коефіцієнти кореляції між  $i$ -им регресором та величинами  $m$  та  $u$  відповідно (іхні визначення аналогічні (20)).

Обертання в нуль перших двох компонент вектора  $\sum_i \Delta m_i \mathbf{X}_i$  приводить до того, що для простої двопараметричної ТФ-залежності вигляду (2) ММП-оцінки з двовимірною гаусовою функцією селекції збігаються з МНК-оцінками без врахування селекції при мінімізації  $\sum_i (y_i - c_1 - c_2 u_i)^2$ . Наявність додаткових регресорів приводить до відмінності цих двох оцінок.

Звернемося тепер до рівняння (18) для дисперсії  $\sigma^2$ . Обчислення дають:

$$I_i^{(2)} / I_i^{(0)} = -\frac{1}{\sigma^2 + \sigma_m^2 (1 - \rho_{um}^2)} + \left\{ I_i^{(1)} / I_i^{(0)} \right\}^2 \quad (27)$$

(Другий доданок у правій частині (27) є квадрат правої частини (21)). Усереднення (що позначається тут кутовими дужками) за всіма галактиками вибірки та подставлення у (18) приводять до такого виразу:

$$s \sigma_m^2 (1 - \rho_{um}^2) = \langle (y - \mathbf{C} \mathbf{X})^2 \rangle + s^2 \langle (y - \Delta m - \mathbf{C} \mathbf{X})^2 \rangle \quad (28)$$

Підставлення у (28) розв'язків  $\mathbf{C}$  з (26) дає рівняння четвертого порядку для величини  $s$ :

$$As^4 + Bs^3 + Cs^2 + Ds + E = 0, \quad (29)$$

де

$$A = \langle (\Delta m \mathbf{X})^T \mathbf{M}^{-1} N (\Delta m \mathbf{X}) \rangle, \quad B = 2A,$$

$$C = \langle (y - \Delta m)^2 \rangle - \langle (y - \Delta m) \mathbf{X} \rangle^T \mathbf{M}^{-1} N \langle (y - \Delta m) \mathbf{X} \rangle,$$

$$D = \sigma_m^2 (1 - \rho_{\mu m}^2), \quad E = -\langle y^2 \rangle + \langle y \mathbf{X} \rangle^T \mathbf{M}^{-1} N \langle y \mathbf{X} \rangle$$

Якщо знайдено розв'язок з рівняння (29), то шукана дисперсія обчислюється за формулою:

$$\sigma^2 = \frac{s \sigma_m^2 (1 - \rho_{\mu m}^2)}{1 - s} \quad (30)$$

Враховуючи (26), неважко бачити, що для простоти двопараметричної ТФ-регресії коефіцієнти  $A$  і  $B$  обертаються на нуль і рівняння (29) переходить у квадратне рівняння

$$s^2 \sigma_\mu^2 (1 - \rho_{\mu m}^2) + s \sigma_m^2 (1 - \rho_{\mu m}^2) - \sigma_y^2 (1 - \rho_{\mu y}^2) = 0. \quad (31)$$

Дисперсії  $\sigma_\mu^2$ ,  $\sigma_m^2$  модуля відстані  $\mu$  та абсолютної величини  $y$ , а також коефіцієнти кореляції визначаються як у (20).

Видно, що для двопараметричної ТФ-регресії відмінність ММП-оцінок з гаусовою двовимірною функцією селекції від МНК-оцінок без врахування селекції зводиться до іншого способу обчислення дисперсії (в МНК дисперсія є  $\sigma^2 = \sigma_y^2 (1 - \rho_{\mu y}^2) \frac{N}{N - n}$ ).

**Висновки.** У роботі отримано вираз (25) для оцінок коефіцієнтів  $c_1, \dots, c_n$  узагальненої ТФ-залежності (3) з врахуванням селекції даних, а також оцінку дисперсії (30), (29) з використанням ММП у припущені, що функція селекції  $S(m, u)$  аппроксимується двовимірною гаусовою функцією (19). Відмінність ММП-оцінок (25) коефіцієнтів від МНК-оцінок визначається сумами  $\sum \Delta m_i \mathbf{X}_i$ , де масив  $\Delta m_i$  є масив відхилень від прямої лінії регресії  $m(u) = \bar{m} + k_{um}(u - \bar{u})$ , а  $\mathbf{X}_i = (1, u_i, x_{3i}, \dots, x_{ni})^T$  – векторний масив регресорів залежності (3). Показано, що для простої двопараметричної ТФ-залежності (2) у силу співвідношень  $\sum_i \Delta m_i = 0$  та  $\sum_i \Delta m_i u_i = 0$  оцінки ММП-коефіцієнтів  $c_1, c_2$  з врахуванням селекції збігаються з МНК-оцінками без врахування селекції при мінімізації  $\sum_i (y_i - c_1 - c_2 u_i)^2$ .

При цьому ММП-оцінка дисперсії в функції розподілу (4) визначається виразами (30) і (29).

При викладенні матеріалу статті ми припускали, що залежність (3) є узагальнена ТФ-залежність. Однак аналогічні результати отримуємо, якщо  $M(R)$  є залежність (можливо узагальнена) колір-світність, коли  $u$  – показник кольору, або будь-яка інша залежність, яка може бути використана за індикатор відстані.

1. Каракенцев И.Д., Каракенцева 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.
2. Кудря Ю.Н., Каракенцева В.Е., Каракенцев И.Д. и др. Коллективные движения спиральных галактик в объеме  $z=0.03$  // Письма в Астрон. журн. – 2006. – Т. 32, № 2. – С. 83-94.
3. Кудря Ю.М. Коллективный рух плоских галактик за даними 2MASS-фотометрії з використанням оберненої залежності Таллі-Фішера // Вісн. Київ. ун-ту Астрономії. – 2005. – Вип. 41-42. – С. 43-48.
4. Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. – М., 1971.
5. Парновский С.Л., Кудря Ю.Н., Каракенцева В.Е., Каракенцев И.Д. Коллективные движения плоских галактик на масштабах 100 Мпк в квадрупольном и октупольном приближениях // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т. 27, № 12. – С. 890-900.
6. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. The revised Flat Galaxy Catalogue // Bull. SAO. – 1999. – Vol. 47. – P. 5-185.
7. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N., Parnovsky S.L. Large-scale streaming of flat galaxies // Astron. Nachr. – 1995. – B. 316, № 6. – S. 369-380.
8. Kudrya Yu. N., Karachentseva V. E., Karachentsev I. D. et al. The Bulk motion of flat edge-on galaxies based on 2MASS photometry // Astron. Astrophys. 2003. – Vol. 407, № 3. – P. 889-898.
9. Mitronova S.N., Karachentsev I.D., Karachentseva V.E. et al. The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog // Bull. SAO – 2004. – Vol. 50. – P. 5-165.
10. Tully R.B., Fisher R. A new method of determining distances to galaxies // Astron. Astrophys. – 1977. – Vol. 54, № 3. – P. 661-673.
11. Willcock J.A. Statistical bias in distance and peculiar velocity estimations. I. The "calibration" problem // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1994. – Vol. 92, № 1. – P. 1-31.
12. Zaroubi S. Cosmic flows: review of recent developments. // Astro-ph/0206052.

Надійшла до редколегії 05.03.07

## ВЛАСТИВОСТІ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ КОЛІР-СВІТНІСТЬ ДЛЯ ГАЛАКТИК З КАТАЛОГУ 2MFGC

Досліджені властивості залежностей між інфрачервоною абсолютною величиною та показниками кольору ( $B-K$ ) та ( $J-K$ ) для вибірки 5451 спіральної галактики з каталогу 2MFGC з відомими радіальними швидкостями. Розкид від прямої регресійної залежності при використанні ( $B-K$ ) складає  $1.^{+}12$  для повної вибірки та варіює від  $0.^{+}98$  до  $1.^{+}26$  для підвиборок різних морфологічних типів. При використанні ( $J-K$ ): для всієї вибірки -  $1.^{+}20$ , для підвиборок різних типів - від  $1.^{+}01$  до  $1.^{+}28$ . Показано, що коефіцієнти нахилу залежностей колір-світність залежать від морфологічного типу, що найбільш достовірно проявляється для обернених залежностей. Невизначеність у відстанях при використанні залежностей колір-світність приблизно у 1.2 більша, ніж при використанні залежності Таллі-Фішера.

*The properties of the relations between absolute infrared magnitude and colors ( $B-K$ ) and ( $J-K$ ) for a sample of 5451 spiral galaxies from the 2MFGC catalog with known radial velocities are investigated. The standard deviation from the forward regression for color ( $B-K$ ) is  $1.^{+}12$  for the full sample and varies from  $0.^{+}98$  to  $1.^{+}26$  for the subsamples of different morphological types. With the use of ( $J-K$ ) the deviation is  $1.^{+}20$  for the full sample and varies from  $1.^{+}01$  to  $1.^{+}28$ . It is shown that the slopes of the relations depend on morphological type, especially with the most validity for the reverse relations. An uncertainty of distance determination is 1.2 time greater for the color-magnitude relation than for Tully-Fisher one.*

Вступ. Використання залежності Таллі-Фішера (ТФ) [19] лишається на даний час найбільш поширеним методом масових визначень відстаней до спіральних галактик. Каракенцев показав можливість успішного використання плоских галактик, що видимі з ребра, для визначень відстаней ТФ-методом та дослідження великомасштабних потоків галактик [8]. З цією метою був складений Каталог плоских галактик FGC [9] та його оновлена версія RFGC [10]. Каталог RFGC містить 4236 галактик, але на даний час лише приблизно для 1600 галактик відома швидкість обертання або пов'язана з нею ширина водневої радіолінії 21 см, які необхідні для побудови ТФ-залежності. По надходженню цих даних у роботах [1, 4, 11] були визначені параметри великомасштабного потоку плоских галактик на масштабах  $\sim 100$  Мпк з використанням багатопараметричного узагальнення ТФ-залежності у варіанті лінійний діаметр-ширина лінії.

Нові можливості досліджень великомасштабних рухів плоских галактик з'явилися з появою інфрачервоного (ІЧ) огляду The Two Micron All Sky Survey (2MASS). Близько 1.4 мільйона 2MASS-галактик увійшли в The Extended Source Catalog (XSC) [7]. Для найбільш повного використання даних 2MASS-фотометрії плоских галактик був складений новий каталог 2MFGC (The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog) [16]. Каталог містить 18020 галактик, які були ототожнені з XSC-об'єктами та мали відношенням ІЧ-діаметрів  $a/b > 3$ . На даний час для більш ніж 3000 галактик цього каталогу відомі ширини лінії 21 см. На основі цих даних були визначені параметри великомасштабного руху з використанням багатопараметричного узагальнення ТФ-залежності у варіанті ширини лінії-ІЧ-світність [3], вони виявилися близькими до попередніх визначень для RFGC-галактик з використанням оптичних діаметрів [1, 4, 11] та ІЧ-величин [15].

Дослідження потоків плоских галактик та космологічні дослідження на основі їх пекулярних швидкостей [6, 17] стримує повільне надходження даних про швидкості обертання галактик, необхідних для побудови ТФ-залежностей. Для вимірювання цих швидкостей необхідно проводити спеціальні спостереження на найбільших оптических або радіотелескопах. Але давно вже відомий інший спосіб оцінки відстаней – використання залежності колір-світність (КС). Вона є менш точною, ніж ТФ-залежність, але для побудови КС-залежності необхідні однорідні масиви принаймні двох видимих зоряних величин та променеві швидкості – характеристики, які легше визначаються, ніж швидкість обертання. На даний час кількість 2MFGC-галактик з такими характеристиками є приблизно 5600, тобто майже вдвічі більша за кількість галактик із ТФ-параметрами. Тому є надія отримати достатньо точно оцінки відстаней та параметрів колективних рухів за КС-залежністю, використовуючи великі масиви даних.

Залежність КС була спочатку відкрита для еліптичних та лінзовидних галактик. В деталях така залежність вперше вивчалася у роботі [21], хоча використовувалася і раніше у ряді робіт як інструмент дослідження еволюції та утворення галактик ранніх типів. Для спіральних галактик КС-залежність була відкрита Вішванатаном [22]. Наявність такої залежності інтерпретувалася як варіації вмісту молодого зоряного населення у спіралах в залежності від повної маси галактик.

Вперше про можливість визначення відстаней до спіральних галактик за КС-залежністю заявили Таллі та ін. [20]. Використаний ними індекс кольору (блакитна  $B$ -величина мінус ІЧ  $H$ -величина) виявився на вибірці з 94 спіральних галактик тісно зкорелюваним з шириною водневої лінії: розсіяння кольору при даній ширині виявилося  $0.3^m$ . Автори дійшли висновку, що при цьому точність визначення модуля відстані може бути на рівні  $0.5^m$ , або приблизно 25% – самої відстані. Така точність була порівняною з точністю визначення відстані за ТФ-діаграмою та навіювала оптимізм у використання КС-залежності. Пізніше у роботі [14] була підтверджена тісна кореляція кольору ( $B-H$ ) з шириною водневої лінії та, зокрема на основі вибірки 232 галактик поля та членів груп, отримані приблизно такі оцінки точності оцінки відстані, як і в роботі [20].

Для галактик з каталогу RFGC КС-залежність вивчалася в [12] на основі даних 2MASS-фотометрії. Для вибірки  $N=1100$  галактик було отримано, що з використанням кольору ( $B-K$ ) дисперсія цієї залежності складає 0.86 зоряних величин. Це відповідає невизначеності у відстанях, що визначається фактором 1.5. (Для порівняння, типовий розкид на ТФ-залежності для RFGC-галактик – 0.45 зоряних величин, що дає фактор 1.23 у невизначеності відстаней). Хоча такі оцінки більші за наведені у роботах [20, 14], але зважуючи на специфіку 2MASS-огляду у порівнянні з точною фотометрією, що використовувалася у цих роботах, розкид у 0.86 зоряних величин можна визнати задовільними для мети масових оцінок відстаней.

Для спіральних галактик пізніх типів появу КС-залежності можна пояснити таким чином. Блакитні галактики належать до найбільш прозорих карликових систем, де переважає молоде блакитне зоряне населення. Великі галактики з гігантськими дисками зазвичай мають велику кількість пилу, який послаблює блакитний потік до 5 разів та

робить галактики червонуватими [12]. Оскільки колір галактики (після К-корекції) не залежить від відстані, то його можна використати для визначення відстані так само, як і швидкість обертання у ТФ-залежності.

Метою даної роботи є дослідження КС-залежності для максимальної вибірки спіральних плоских галактик з каталогу 2MFGC, що мають необхідні вимірювання I<sub>4</sub> та блакитної зоряні величин та червоних зміщень, а також порівняння точністю характеристик КС-залежності з такими для ТФ-залежності на меншій вибірці галактик, що мають також виміряні швидкості обертання.

**1. Спостережні дані та їхні корекції.** У даній роботі ми використовуємо спостережні дані для двох вибірок галактик з каталогу 2MFGC. Перша з них характеризується наявністю геліоцентричних радіальних швидкостей  $V_h$ . Для галактик цієї вибірки ми використовуємо дві I<sub>4</sub> зоряні величини та з 2MASS XSC; ці величини наведені також у каталозі 2MFGC. Додатково ми використовуємо блакитну величину з баз даних LEDA та NED. Крім того, ми ставимо за умову належність галактик морфологічним типам від S0 до Sm. Таким чином маємо нашу основну вибірку 5451 галактик, яку будемо позначати як  $S(V)$ .

Геліоцентричні радіальні швидкості  $V_h$ , ми приводимо до системи мікрохвильового триградусного випромінювання (ЗК-системи), використовуючи значення модуля швидкості та галактичні координати алекса Сонця згідно з [13]:  $V_a = 369.5$  км/с,  $I_a = 264.4^\circ$ ,  $b_a = 48.4^\circ$ . Зоряні величини коригуємо за поглинання в Галактиці:

$$J_{fe} \rightarrow J_{fe} - 0.207 A_g \quad K_{fe} \rightarrow K_{fe} - 0.084 A_g \quad B_T \rightarrow B_T - A_g, \quad (1)$$

де значення поглинання у В-смузі  $A_g$  бралися з [18]. Для калібрування (тобто визначення коефіцієнтів) КС-залежностей ми обчислюємо абсолютні зоряні величини за формулою:

$$M(J_{fe}) = J_{fe} - 25 - 5 \lg(V_{3K} / H_0), \quad (2)$$

тобто, оцінюючи фотометричну відстань  $r$  (у Мпк) за лінійним законом Габбла. Приймаємо значення сталої Габбла  $H_0 = 72$  км/с/Мпк. Ми використовуємо два показники кольору:  $(B - K) = B_T - K_{fe}$  та  $(J - K) = J_{fe} - K_{fe}$  (величини зкориговані за поглинання).

Друга вибірка, яку ми позначатимемо  $S(V, W)$ , є підвибіркою вибірки  $S(V)$  та налічує 3009 галактик, які додатково мають оцінки ширини водневої радіолінії 21 см. Вибірка  $S(V, W)$  необхідна нам для порівняння КС-залежностей, які ми вивчаємо, з ТФ-залежністю. Ми використовуємо ширини  $W_{50}$  на рівні 50% від пікового значення емісії в лінії. Повний масив ширин утворювався за ширинами  $W_{50}$ ,  $W_{20}$  та амплітудами обертання  $V_m$ ; ми зводимо всі оцінки до значень  $W_{50}$  у способі, що подані у роботі [2]. Ширини коригуємо за космологічне розширення:

$$W_{50} \rightarrow W_{50} / (1 + z). \quad (3)$$

Для 2724 галактик з  $S(V, W)$  на основі ТФ-залежності в [2] були знайдені пекулярні швидкості галактик та параметри дипольної колективної швидкості.

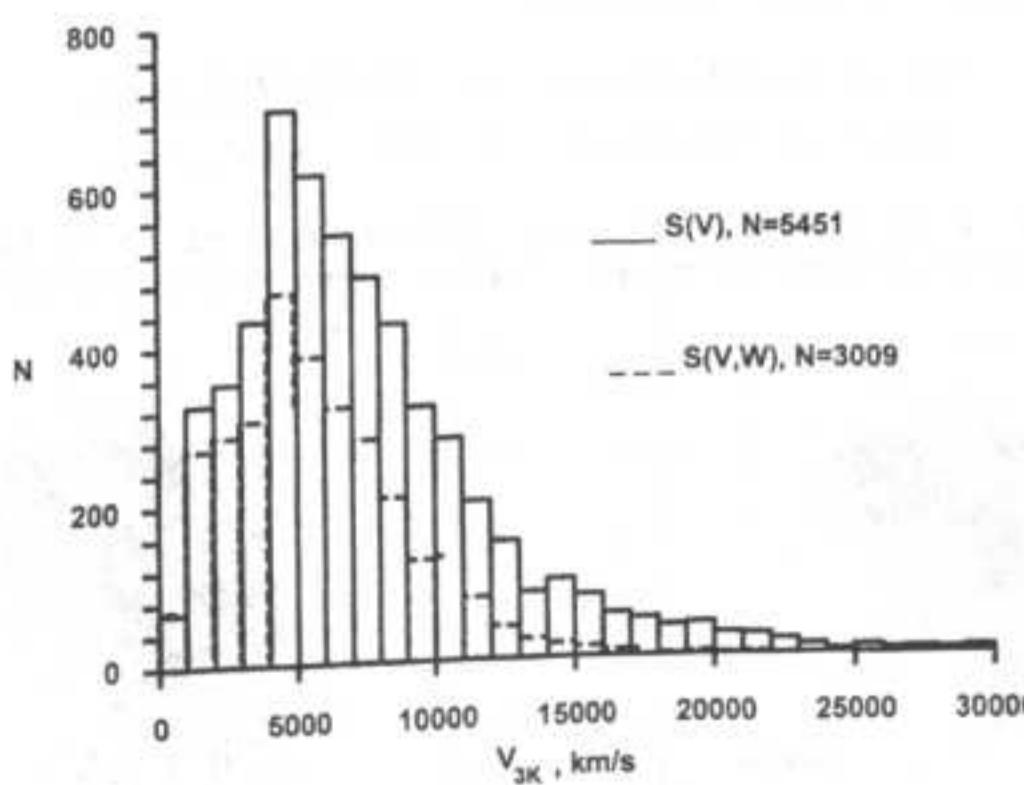


Рис. 1. Розподіл галактик вибірок  $S(V)$  та  $S(V, W)$  за променевими швидкостями  $V_{3K}$

**2. Властивості вибірок.** Розподіл галактик вибірок  $S(V)$  та  $S(V, W)$  за швидкостями  $V_{3K}$  у ЗК-системі поданий на рис. 1. „Хвіст” розподілу у вибірці  $S(V)$  тягнеться до максимального значення  $V_{3K} = 52266$  км/с; 20 галактик з “хвістом” розподілу у вибірці  $S(V)$  не представлені на рисунку. Максимальне значення  $V_{3K}$  у вибірці  $S(V, W)$  – більше за 30000 км/с, вони не представлені на рисунку.

21103 км/с. Медіанні значення  $V_{3K}$  у вибірках  $S(V)$  та  $S(V,W)$  є 6478 км/с та 5282 км/с відповідно, середні – 7429 км/с та 5780 км/с. Видно, що вибірка  $S(V)$  значно глибша за  $S(V,W)$ .

Розподіл галактик вибірки  $S(V)$  за морфологічними типами показаний у третьому стовбчику табл. 1. Галактики типу Sc складають найбільшу підвибірку у 37.6% від розміру повної вибірки  $S(V)$ . Ми об'єднали вибірки Sdm- та Sm-галактик внаслідок їх малої чисельності у порівнянні з іншими підвибірками (56 та 62 відповідно), приписавши об'єднаній вибірці 118 галактик середній числовий код морфологічного типу (8.5).

У табл. 1 ми наводимо середні значення та стандартні відхилення від середнього значення для показників кольору та абсолютної величини для підвибірок кожного морфологічного типу, всієї вибірки  $S(V)$ , "очищених" виборок (способом, про який йтиметься далі), а також вибірки  $S(V,W)$ .

З табл. 1 видно, що середні значення ІЧ світності та кольору (B-K) максимальні для типу Sa та спадають достатньо монотонно при переході до пізніх типів. Середні ж значення кольору (J-K) мають максимум для типу Sb та спадають і до пізніх типів, і до більш ранніх типів, причому можна говорити про "плато" слабкої залежності в межах типів Sa – Sd.

Таблиця 1. Характеристики галактик підвибірок з  $S(V)$  різних морфологічних типів, всієї вибірки  $S(V)$ , підвибірок  $S(V)$ , що отримуються „чищенням”, а також вибірки  $S(V,W)$

Вибірка	Код типу	N	$\langle(B-K)\rangle$	$\sigma_{(B-K)}$	$\langle(J-K)\rangle$	$\sigma_{(J-K)}$	$\langle M \rangle$	$\sigma_M$
S0,S0-a	0	310	4.00	0.57	0.97	0.10	-22.5	1.3
Sa	1	254	4.28	0.66	1.04	0.12	-22.8	1.0
Sab	2	318	4.12	0.59	1.05	0.14	-22.6	1.2
Sb	3	778	4.10	0.67	1.08	0.14	-22.6	1.1
Sbc	4	871	4.02	0.73	1.07	0.15	-22.4	1.2
Sc	5	2050	3.81	0.78	1.06	0.17	-21.9	1.3
Scd	6	471	3.76	0.94	1.05	0.20	-21.5	1.4
Sd	7	280	3.64	0.91	1.05	0.21	-21.2	1.4
Sdm+m	8.5	118	3.36	1.14	0.99	0.21	-21.1	1.6
$S(V)$	-	5451	3.91	0.79	1.05	0.16	-22.1	1.3
$S(V)$ -359	-	5092	3.93	0.64	-	-	-22.2	1.1
$S(V)$ -295	-	5156	-	-	1.06	0.14	-22.2	1.1
$S(V,W)$	-	3009	3.74	0.76	1.03	0.16	-21.8	1.4

3. КС-залежності для вибірки  $S(V)$ . Апроксимації прямих та обернених КС-залежностей для обох показників кольору шукаємо у вигляді лінійних функцій (ліній регресії):

$$M(J_{fe}) = k_B \cdot (B - K) + b_B, \quad (B - K) = k'_B \cdot M(J_{fe}) + b'_B, \quad (4)$$

$$M(J_{fe}) = k_J \cdot (J - K) + b_J, \quad (J - K) = k'_J \cdot M(J_{fe}) + b'_J. \quad (5)$$

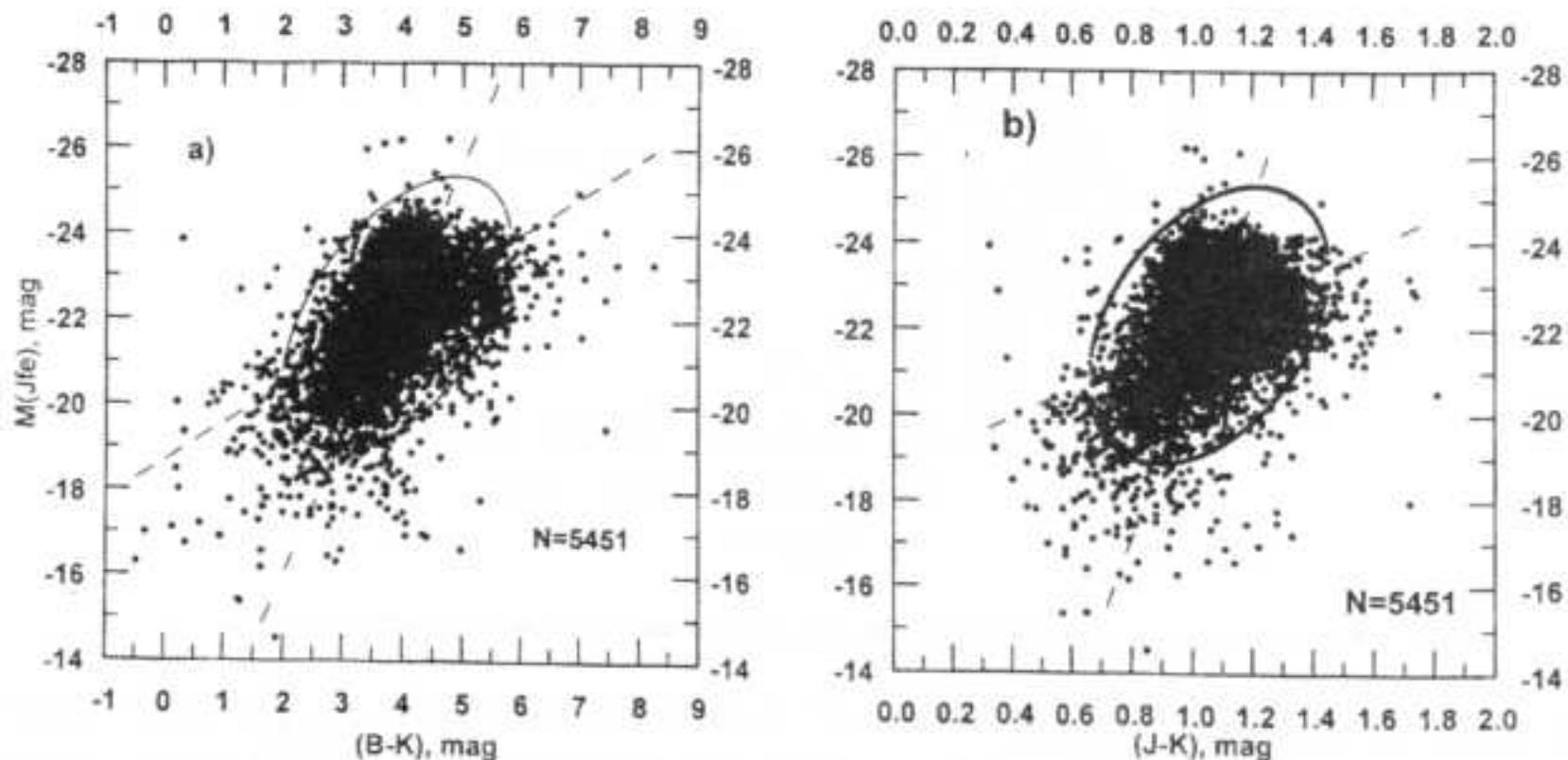


Рис. 2. а, б. Кореляційні поля КС-залежностей для галактик вибірки  $S(V)$

На рис. 2. а, в показані кореляційні поля КС-залежності для повної вибірки  $S(V)$  з використанням кольорів  $(B-K)$  та  $(J-K)$  відповідно. Еліпс позначає границю зони 95%-їмовірності попадання, якщо припустити, що розподіл точок у площині апроксимується двовимірним гаусовим розподілом із середніми значеннями, дисперсіями та коефіцієнтом кореляції, обчисленими за даною вибіркою. (Див. формули (Д.1.2) у Додатку при  $f=3$ .) Штриховані лінії – лінії прямої (з меншим нахилом) та оберненої регресії.

З рис. 2 видно, що для приблизно еліпсоїдального розподілу точок бракує об'єктів великої світності  $M(J_{fe}) < -24 \text{ mag}$  з великими значеннями кольорів. Можлива, спостерігається їхній надлишок для великих значень кольорів між зоряними величинами  $-21 \text{ mag}$  та  $-24 \text{ mag}$ . Вигляд кореляційного поля на рис. 2 підказує можливу бімодальність розподілу точок у КС-площині, тобто можливого подання функції розподілу у вигляді суми двох двовимірних гаусових розподілів. (На рисунках моди розподілу приблизно збігаються з напрямами прямої та оберненої регресії.) Бімодальність розподілу за кольором була знайдена також у роботі [5]. Кореляційні поля для кожного типу, які ми тут не наводимо, не показують, однак, явної бімодальності, що говорить про те, що вона, можливо, визначається особливостями розподілу галактик вибірки за морфологічними типами.

Результати обчислень параметрів КС-залежностей за методом найменших квадратів (МНК) для кожного морфологічного типу та для повної вибірки подані у табл. 2 та 3. Стандартне відхилення  $\sigma$  від залежності при використанні кольору  $(B-K)$  для прямих регресій складає  $1.^m12$  для повної вибірки та варіюється від  $0.^m98$  до  $1.^m26$  для підвиборок різних морфологічних типів. При використанні кольору  $(J-K)$  показники регресій ще гірші: для всієї вибірки  $\sigma=1.^m20$ , для підвиборок різних типів – від  $1.^m01$  до  $1.^m28$ . Коефіцієнт кореляції для кольору  $(J-K)$  також менший, ніж для  $(B-K)$ ; для  $(J-K)$  помітне його зростання при переході до більш пізніх типів.

**Таблиця 2.** Коефіцієнт кореляції  $\rho$ , стандартні відхилення  $\sigma_F$  та  $\sigma_R$  від ліній прямої та оберненої регресій та коефіцієнти (з похибками) прямої та оберненої ліній КС-залежностей (3.1) з кольором  $(B-K)$ , для кожного морфологічного типу, для повної вибірки  $S(V)$ , "очищеної" вибірки та для вибірки  $S(V,W)$

Вибірка	$\rho$	$\sigma_F$	$k_B \pm \Delta k_B$	$b_B \pm \Delta b_B$	$\sigma_R$	$k'_B \pm \Delta k'_B$	$b'_B \pm \Delta b'_B$
$S_0$	-0.54	1.06	$-1.18 \pm 0.11$	$-17.8 \pm 0.4$	0.48	$-0.24 \pm 0.02$	$-1.5 \pm 0.5$
$S_a$	-0.35	0.98	$-0.56 \pm 0.09$	$-20.4 \pm 0.4$	0.62	$-0.22 \pm 0.04$	$-0.8 \pm 0.9$
$S_{ab}$	-0.52	1.05	$-1.07 \pm 0.10$	$-18.2 \pm 0.4$	0.51	$-0.25 \pm 0.02$	$-1.5 \pm 0.5$
$S_b$	-0.40	1.01	$-0.64 \pm 0.05$	$-20.0 \pm 0.2$	0.62	$-0.24 \pm 0.02$	$-1.4 \pm 0.5$
$S_{bc}$	-0.44	1.04	$-0.70 \pm 0.05$	$-19.6 \pm 0.2$	0.66	$-0.28 \pm 0.02$	$-2.2 \pm 0.4$
$S_c$	-0.50	1.10	$-0.81 \pm 0.03$	$-18.9 \pm 0.1$	0.68	$-0.31 \pm 0.01$	$-3.0 \pm 0.3$
$S_{cd}$	-0.56	1.17	$-0.85 \pm 0.06$	$-18.3 \pm 0.2$	0.78	$-0.37 \pm 0.03$	$-4.3 \pm 0.5$
$S_d$	-0.55	1.14	$-0.83 \pm 0.08$	$-18.2 \pm 0.3$	0.76	$-0.37 \pm 0.03$	$-4.2 \pm 0.7$
$S_{dm+m}$	-0.62	1.26	$-0.87 \pm 0.10$	$-18.2 \pm 0.4$	0.90	$-0.45 \pm 0.05$	$-6.1 \pm 1.1$
$S(V)$	-0.52	1.12	$-0.88 \pm 0.02$	$-18.7 \pm 0.1$	0.67	$-0.31 \pm 0.01$	$-3.0 \pm 0.2$
$S(V)-359$	-0.52	0.96	$-0.91 \pm 0.02$	$-18.7 \pm 0.1$	0.55	$-0.30 \pm 0.01$	$-2.7 \pm 0.2$
$S(V,W)$	-0.56	1.13	$-0.99 \pm 0.03$	$-18.1 \pm 0.1$	0.63	$-0.31 \pm 0.01$	$-3.1 \pm 0.2$

**Таблиця 3.** Теж саме, що в табл. 2, але для залежностей (5) з кольором  $(J-K)$

Вибірка	$\rho$	$\sigma_F$	$k_J \pm \Delta k_J$	$b_J \pm \Delta b_J$	$\sigma_R$	$k'_J \pm \Delta k'_J$	$b'_J \pm \Delta b'_J$
$S_0$	-0.31	1.19	$-3.9 \pm 0.7$	$-18.7 \pm 0.7$	0.094	$-0.024 \pm 0.004$	$0.43 \pm 0.10$
$S_a$	-0.25	1.01	$-2.2 \pm 0.5$	$-20.5 \pm 0.5$	0.119	$-0.030 \pm 0.007$	$0.37 \pm 0.16$
$S_{ab}$	-0.34	1.15	$-3.0 \pm 0.5$	$-19.5 \pm 0.5$	0.131	$-0.039 \pm 0.006$	$0.16 \pm 0.14$
$S_b$	-0.31	1.04	$-2.4 \pm 0.3$	$-20.0 \pm 0.3$	0.132	$-0.039 \pm 0.004$	$0.20 \pm 0.10$
$S_{bc}$	-0.42	1.05	$-3.3 \pm 0.2$	$-18.8 \pm 0.3$	0.133	$-0.053 \pm 0.004$	$-0.11 \pm 0.09$
$S_c$	-0.47	1.11	$-3.5 \pm 0.2$	$-18.2 \pm 0.2$	0.149	$-0.063 \pm 0.003$	$-0.33 \pm 0.06$
$S_{cd}$	-0.57	1.17	$-4.0 \pm 0.3$	$-17.3 \pm 0.3$	0.166	$-0.080 \pm 0.005$	$-0.67 \pm 0.12$
$S_d$	-0.41	1.25	$-2.8 \pm 0.4$	$-18.3 \pm 0.4$	0.187	$-0.062 \pm 0.008$	$-0.26 \pm 0.17$
$S_{dm+m}$	-0.61	1.28	$-4.6 \pm 0.6$	$-16.6 \pm 0.6$	0.169	$-0.080 \pm 0.010$	$-0.70 \pm 0.21$
$S(V)$	-0.41	1.20	$-3.3 \pm 0.1$	$-18.6 \pm 0.1$	0.148	$-0.051 \pm 0.002$	$-0.07 \pm 0.03$
$S(V)-295$	-0.37	1.04	$-3.0 \pm 0.1$	$-19.1 \pm 0.1$	0.130	$-0.049 \pm 0.002$	$-0.02 \pm 0.04$
$S(V,W)$	-0.44	1.22	$-3.7 \pm 0.1$	$-18.0 \pm 0.1$	0.145	$-0.052 \pm 0.002$	$-0.11 \pm 0.04$

У табл. 2 та 3 наведені також результати обчислень параметрів КС-залежностей для вибірок, отриманих з вибірки  $S(V)$  відкиданням об'єктів, що знаходяться поза  $3\sigma$ -еліпсом розподілу точок у КС-площинах. Для  $(B-K)$  були

відкинути 359 точок, або 6.6%, для (J-K) – 295 точок, або 5.4%. (Характеристики кореляційних полів для очищених виборок наведені у табл. 1.) Видно, що відкидання 6.6% точок для (B-K) покращило пряму регресію на 14%, обернену – на 18%; відкидання 5.4%, для (J-K), покращило пряму регресію на 13%, обернену – на 12%. Зауважимо, що навіть відкидання 359 галактик дало значення стандартного відхилення лише 0.96 для КС-залежності з кольором (B-K) проти значення 0.86, що знайдене для RFGC-галактик [12].

**4. Залежність нахилу КС-регресій від морфологічного типу.** Залежності коефіцієнтів нахилу для регресій кожного з чотирьох видів наведені на рис. 3. a, b та 4. a, b. Світлим ромбом позначені значення коефіцієнтів нахилу для повної вибірки (приписуючи їй середній тип 5, що збігається з типом для найбільш представницької вибірки Sc-галактик).

З рис. 3. a видно, що для кольору (B-K) коефіцієнт нахилу  $k_B$  прямої регресії слабко залежить від типу. Підрахунок статистики Фішера  $F_{1,7}$  (7 ступенів вільності знаменника є 9 точок мінус 2 параметри регресії) дає значення 0.67. Якщо задатися 95%-рівнем значущості, то відповідне значення квантиля Фішера є 5.6. Порівнюючи ці значення дістаємося висновку про незначущість залежності  $k_B$  від типу. Зауважимо також, що лінія регресії показує спадання модуля  $k_B$ , але після відкидання типів S0, Sa, Sab, навпаки, помітне збільшення модуля  $k_B$ .

З більшою впевненістю можна говорити про залежність від типу коефіцієнта нахилу  $k_J$  для кольору (J-K). В цьому випадку  $F_{1,7} = 8.3$ , що говорить про суттєвість нахилу лінійної апроксимації на рис. 3. b.

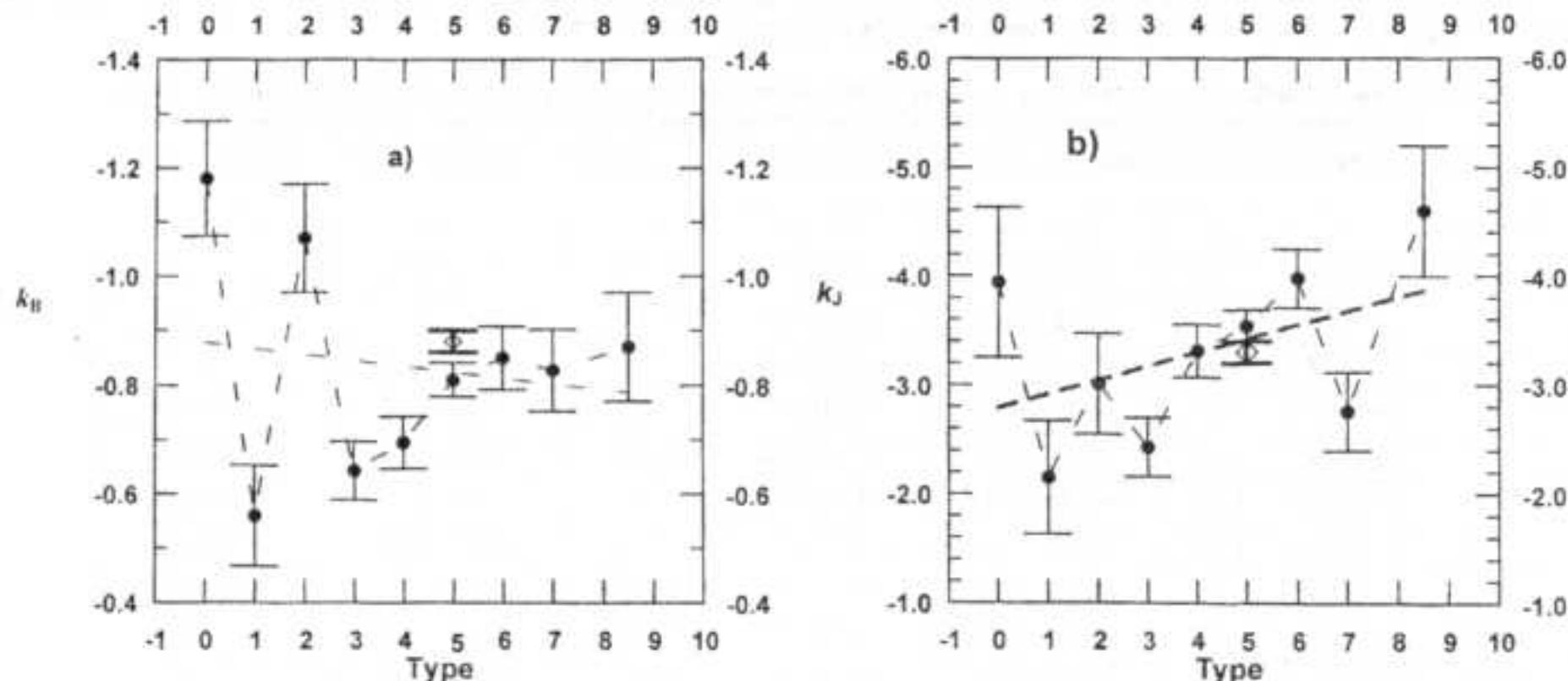


Рис. 3. a, b. Залежності від морфологічного типу коефіцієнтів нахилу прямих КС-регресій

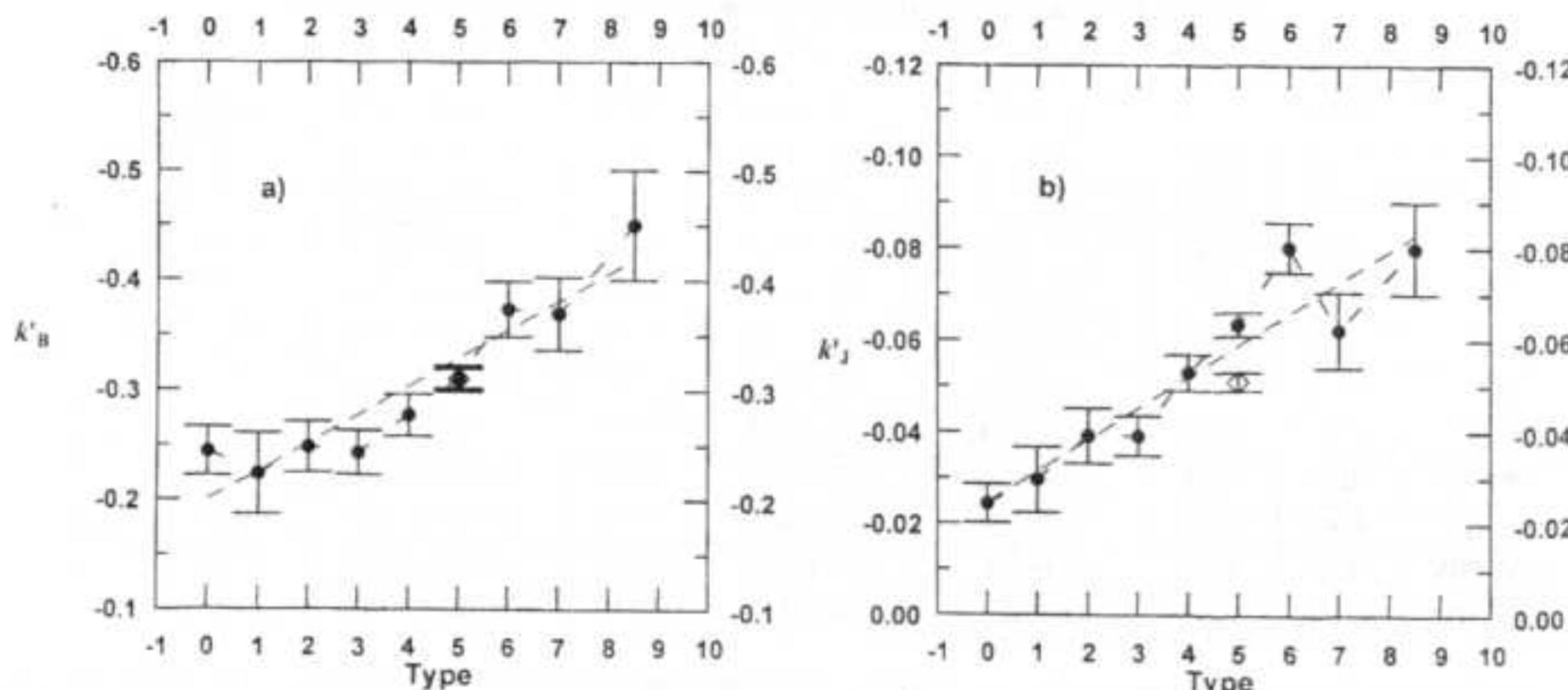
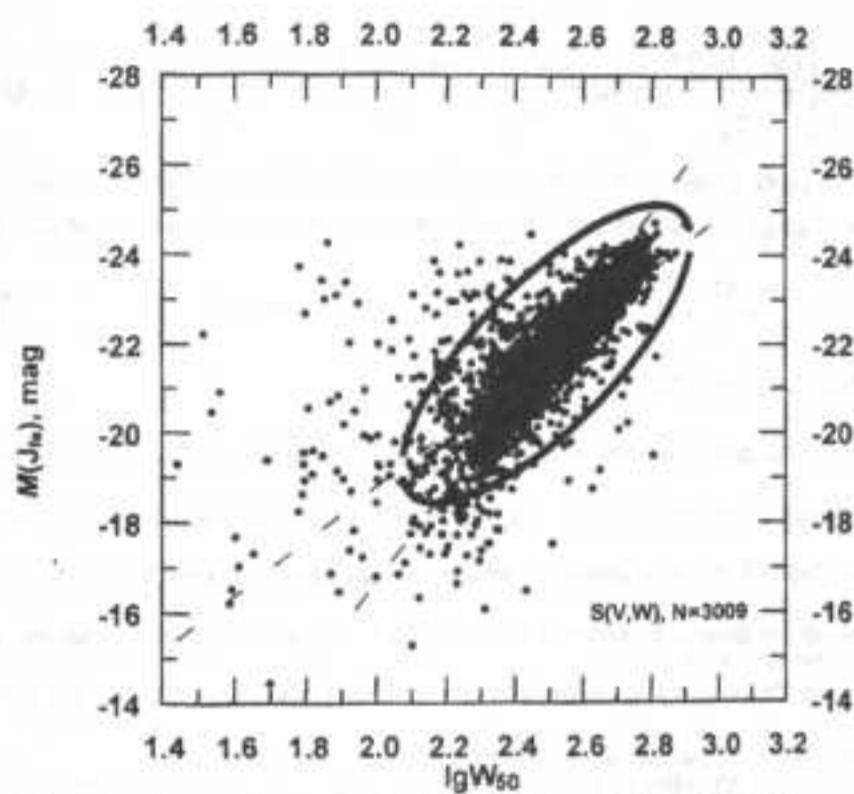


Рис. 4. a, b. Залежності від морфологічного типу коефіцієнтів нахилу обернених КС-регресій

Рис. 5. Залежність Таллі-Фішера для вибірки  $S(V,W)$ 

Для вибірки  $S(V,W)$  пряму ТФ-залежність ми отримали у вигляді:

$$M(J_{fe}) = (-6.03 \pm 0.09) \cdot \lg(W_{50}) + (-6.8 \pm 0.2). \quad (6)$$

При цьому стандартне відхилення від лінії регресії  $\sigma_{TF} = 0.87$ . Відповідні значення для КС-залежностей (для цієї ж вибірки  $S(V,W)$ )  $\sigma_{(B-K)} = 1.13$  та  $\sigma_{(J-K)} = 1.22$ . Якщо дисперсії для ТФ-залежності відповідає фактор 1.5 невизначеності відстаней, то для КС-залежностей він є 1.7 та 1.8 для кольорів (B-K) та (J-K) відповідно. Можна сказати, що КС-залежність дає невизначеність відстаней у 1.2 рази більшу, ніж ТФ-залежність.

Відкидання 179 галактик (5.9%), які на рис.5 знаходяться поза еліпсом, призводить до залежності у вигляді

$$M(J_{fe}) = (-7.39 \pm 0.08) \cdot \lg(W_{50}) + (-3.4 \pm 0.2) \quad (7)$$

При цьому стандартне відхилення від лінії регресії зменшується до  $\sigma_{TF} = 0.57$ , якому відповідає невизначеність у відстані у фактор 1.3, що близько до точності 20–25%, яку звичайно наводять для ТФ-залежності. Якщо ж таку саму процедуру „чищення” вибірки застосувати для КС-залежностей, то відкинувши 183 (6.1%) та 152 (5.1%) галактик відповідно, отримуємо  $\sigma_{(B-K)} = 0.97$  та  $\sigma_{(J-K)} = 1.07$ . Це дає приблизно однакові невизначеності у відстані у фактор 1.6 рази. Це, як і для повних вибірок, приблизно у 1.2 рази гірше за ТФ-залежність.

**Висновки.** У даній роботі обчислені параметри залежностей колір-світність для максимальної на даний час вибірки 5451 спіральної галактики з каталогу 2MFGC, що мають вимірювані променеві швидкості, B-, J- та K-величини та належать типам від S0 до Sm. Стандартне відхилення  $\sigma$  від залежності при використанні кольору (B-K) складає  $1.^{m}12$  для повної вибірки та варіює від  $0.^{m}98$  до  $1.^{m}26$  для підвиборок різних морфологічних типів. При використанні кольору (J-K) показники регресій гірші: для всієї вибірки  $\sigma = 1.^{m}20$ , для підвиборок різних типів – від  $1.^{m}01$  до  $1.^{m}28$ .

Проведено порівняння параметрів регресій для кожного з морфологічних типів від S0 до Sm. На відмінність від висновків Таллі та інш. [20] про незалежність регресій від типу ми отримали чітке спадання нахилу обернених КС-залежностей (збільшення модулів від’ємних коефіцієнтів нахилу) при переході до більш пізніх типів для обох кольорів та менш впевнене спадання для прямих регресій (для кольору (B-K) – лише після відкидання ранніх типів).

Для підвиборки 3009 галактик, які додатково мають вимірювані амплітуди обертання галактик, ми провели порівняння якості залежностей колір-світність та Таллі-Фішера. За значенням стандартного відхилення залежності колір-світність у 1.3 та 1.4 рази гірша за залежність Таллі-Фішера при використання кольорів (B-K) та (J-K) відповідно. Невизначеність у відстанях за залежностями колір-світність у 1.2 рази більша за таку для залежності Таллі-Фішера. Аргументи залежностей колір-світність та Таллі-Фішера зкорельовані посередньо (коефіцієнт кореляції  $-0.5$ ).

З отриманих результатів можна зробити висновок, що досягти якості залежності колір-світність, яка була знайдена у роботі Каракенцева та інш. [12] для галактик з каталогу RFGC ( $\sigma = 0.^{m}86$ ), можливе лише після ретельного аналізу фотометричних даних для тих галактик, які сильно відхиляються від залежності та, можливо, застосування методів опрацювання, відмінних від звичайних лінійних двопараметричних регресій. Можливо, що покращить ситуацію врахування знайденої біомодальності у розподілі точок у площині колір-світність. Факт посередньої зкорельованості аргументів залежностей колір-світність та Таллі-Фішера підказує можливу доцільність використання індексу кольору як додаткового регресора у багатопараметричному узагальненні залежності Таллі-Фішера (див., наприклад, [2]).

Додаток

#### Двовимірна Гаусова функція розподілу

Двовимірний нормальний розподіл у площині  $(u, v)$  визначається функцією:

$$P(u, v) = \frac{\exp(-f)}{2\pi\sigma_u\sigma_v\sqrt{1-\rho^2}}, \quad f = \frac{1}{2(1-\rho^2)} \left\{ \frac{(u-u_0)^2}{\sigma_u^2} - 2\rho \frac{(u-u_0)(v-v_0)}{\sigma_u\sigma_v} + \frac{(v-v_0)^2}{\sigma_v^2} \right\} \quad (\text{Д.1})$$

При апроксимації методом максимальної правдоподібності цією функцією реального розподілу N точок параметри  $(u_0, v_0)$  є вибіркові середні значення; оцінки дисперсії та коефіцієнта кореляції визначаються звичайним способом:

$$\sigma_u^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - u_0)^2, \quad \sigma_v^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_i - v_0)^2, \quad \rho = \frac{1}{N\sigma_u\sigma_v} \sum_{i=1}^N (v_i - v_0)(u_i - u_0) \quad (\text{Д.2})$$

Значення  $f=3$  відповідає 95.02%-їмовірності попадання всередину еліпса.

- 1 Каракенцев И.Д., Каракенцева 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.
- 2 Каракенцев И.Д., Кудря Ю.Н., Каракенцева В.Е., Митронова С.Н. Пекуллярные скорости 3000 спиральных галактик из каталога 2MFGC // Астрофизика. – 2006. – Т. 49, № 4. – С. 527 – 540.
- 3 Кудря Ю.Н., Каракенцева В.Е., Каракенцев И.Д., Митронова С.Н., Хухтмайер В.К. Коллективные движения спиральных галактик в объеме  $z=0.03$  // Письма в Астрон. журн. – 2006. – Т. 32, № 2. – С. 83-94.
- 4 Парновский С.Л., Кудря Ю.Н., Каракенцева В.Е., Каракенцев И.Д. Коллективные движения плоских галактик на масштабах 100 Мпк в квадрупольном и октупольном приближениях // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т. 27, № 12. – С. 890-900.
- 5 Baldry I.K., Glazebrook K., Ivezic Z. et al. Quantifying the bimodal color-magnitude distribution of galaxies. // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 600, № 2. – P. 681-694.
- 6 Feldman H., Juszkiewicz R., Ferreira P. et al. An estimate of  $\Omega_m$  without priors. // Astrophys. J. – 2003. – Vol. 596, № 2. – P. 131 – 134.
- 7 Jarrett T.H., Chester T., Cutri R. et al. 2MASS Extended Source Catalog: Overview and Algorithms. // Astron. J. – 2000. – Vol. 119, № 5. – P. 2408-2531.
- 8 Karachentsev I.D. Thin edge-on galaxies as a tool for the investigation of large-scale streaming motion in the Universe. // Astron. J. – 1989. – Vol. 97. – P. 1566-1575.
- 9 Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Parnovsky S.L. Flat galaxy catalogue. // Astron. Nachr. 1993. – B. 314, № 3. – S. 97-222.
- 10 Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N., Sharina M.E., Parnovsky S.L. The revised Flat Galaxy Catalogue. // Bull. SAO. – 1999. – Vol. 47. – P. 5-185.
- 11 Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N., Parnovsky S.L. Large-scale streaming of flat galaxies. // Astron. Nachr. – 1995. – B. 316, № 6. – S. 369-380.
- 12 Karachentsev I.D., Mitronova S.N., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N., Jarrett T.H. The 2MASS Tully-Fisher relation for flat edge-on galaxies. // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 396, № 2. – P. 431-438.
- 13 Kogut A., Lineweaver C., Smoot G.F. et al. Dipole anisotropy in the COBE differential microwave radiometers first-year sky maps. // Astrophys. J. – 1993. – Vol. 419, № 1. – P. 1-6.
- 14 Kraan-Korteveg R.C., Cameron L.M., Tamman G.A. 21 centimeter line width distances of cluster galaxies and the value of  $H_0$ . // Astrophys. J. – 1988. – Vol. 331, № 2. – P. 620-640.
- 15 Kudrya Yu. N., Karachentseva V. E., Karachentsev I. D. et al. The Bulk motion of flat edge-on galaxies based on 2MASS photometry. // Astron. Astroph. – 2003. – Vol. 407, № 3. – P. 889-898.
- 16 Mitronova S.N., Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Jarrett T.H., Kudrya Yu.N. The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog. // Bull. SAO. – 2004. – Vol. 50. – P. 5-165.
- 17 Parnovsky S.L., Sharov P.Yu., Gaydamaka O.Z. Estimation of cosmological parameters from peculiar velocities of flat edge-on galaxies. // Astrophys. and Space Science. – 2008. – Vol. 302, № 1-4. – P. 207-211.
- 18 Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. // Astrophys. J. – 1998. – Vol. 500, № 2. – P. 525 – 553.
- 19 Tully R.B., Fisher R. A new method of determining distances to galaxies. // Astron. Astrophys. – 1977. – Vol. 54, № 3. – P. 661-673.
- 20 Tully R.B., Mould J.R., Aaronson M. A color-magnitude relation for spiral galaxies. // Astrophys. J. – 1982. – Vol. 257, № 2. – P. 527-537.
- 21 Vishvanathan N., Sandage A. The color-absolute magnitude relation for E and S0 galaxies. Calibration and tests for universality using Virgo and eight other nearby clusters. // Astrophys. J. – 1977. – Vol. 216, № 1. – P. 214-226.
- 22 Vishvanathan N. Colour-Absolute magnitude relation for spiral galaxies. // Astron. Astrophys. – 1981. – Vol. 100, № 2. – P. L20-L22.

Надійшла до редактора 05.03.07

УДК 524.7

О. Мельник

## ГРУПИ ГАЛАКТИК: ІДЕНТИФІКАЦІЯ ТА ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ

У роботі розглянуто найбільш поширені методи відбору галактик у групи та наведено головні результати з вивчення фізичних властивостей груп галактик.

*The work deals with the most widely used methods of galaxy groups selection and presents the main results of studying their physical properties.*

**Вступ.** У зв'язку з появою новітніх позагалактических баз даних та глибоких оглядів неба, таких як LEDA<sup>2</sup>, NED<sup>3</sup>, SDSS<sup>4</sup> та інші (див. огляд [1]), які надають інформацію про характеристики та просторовий розподіл мільйонів галактик, актуальним є питання про виділення структур галактик на різних масштабах. Дослідження фізичних властивостей груп галактик потребує комплексного підходу – від вибору вихідного каталогу галактик та методу відбору галактик у групи до статистичного аналізу отриманих характеристик груп. Переважна частина всіх галактик знаходиться у групах і скученнях [2–4]. Одними з найбільш досліджених груп є Місцева група (МГ) та інші близькі до неї групи, такі як M81/M82, Центавр A/M83, IC342/Maffei, філамент у Скульпторі, хмара в Гончих Псах I, оскільки галактики, які в них містяться, розташовані найближче до нас. Відповідно, для цих галактик найбільш точно (порівняно з більш далекими галактиками) вимірюні відстані, встановлено вік, хімічний склад, історію зореутворення та детальніше дослідження їх кінематику [2, 5]. Вивчення різноманітних властивостей вибірки близьких галактик, яка обмежена не пото-

<sup>2</sup> Lyon-Meudon Extragalactic Database (<http://leda.univ-lyon1.fr/>)

<sup>3</sup> NASA Extragalactic Database (<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>)

<sup>4</sup> Sloan Digital Sky Survey (<http://www.sdss.org/>)

ком, а відстанню, є ефективним завдяки зменшенню впливів різноманітних селекційних ефектів, пов'язаних з критеріями відбору галактик у каталог у такій вибірці [6, 7].

Найбільш повний Каталог близьких галактик (до 500 км/с) [8] має повноту до 70–80%. Очевидно, що зі збільшенням досліджуваного об'єму простору (відстані) зменшується кількість видимих галактик низької світності, тим самим і зменшується повнота каталогу, – виникає так званий ефект селекції відносно карликових галактик з глибиною. Вплив цього ефекту по-різому враховується у методах виділення груп галактик в групі. Інший ефект селекції зі збільшенням відстані пов'язаний з використанням променевих швидкостей галактик замість їх відстаней, тому що безпосередні вимірювання відстаней для більшості, навіть відносно близьких, галактик Місцевого надскупчення все ще не виконано. Цей ефект призводить до виділення незв'язаних фізично груп, які можуть бути лише проекційними за променем зору і випадково мати малу дисперсію променевих швидкостей [4]. Щоб зменшити вплив цього ефекту, властивості далеких груп вивчають статистично.

Дана робота являє собою огляд найбільш поширені методи відбору галактик у групи та основних результатів з вивчення фізичних властивостей груп галактик.

**Методи відбору галактик у групи.** Будь-який критерій відбору фізично зв'язаних груп галактик базується на таких положеннях: а) група має бути відносно ізольованою, тобто не повинна входити у більш населену групу чи скупченню, б) вона не повинна містити хибних «оптических» членів, що належать більшому чи меншому фону. Двовимірні (2-D) методи відбору базуються на визначені надлишку густини галактик у порівнянні з фоном, дозволяють знайти ізольовані системи, натомість утруднюють знаходження близьких (до нас) груп. Okрім того, каталоги, при складанні яких використані ці методи, наприклад, [9–12], містять багато оптических членів. Точність тривимірного методу (3-D), в якому враховується відстань до об'єкта (променева швидкість), залежить від: а) повноти вихідного каталогу, б) точності вимірювання відстані до об'єкта, в) критеріїв відбору. Зі зростанням даних про променеві швидкості галактик з 1980-х рр. значно підсилився інтерес до виділення груп галактик 3-D методами відбору. Нижче ми розглянемо найбільш вживані 3-D методи відбору галактик у групи – переколаційний та ієрархічний, а також динамічний метод Каракенцева та методи, що використовують геометричні прийоми – метод мозаїки Вороного та вейвлет аналіз. Деякі автори наголошують на ефективності використання одночасно декількох методів при виділенні груп з одного каталогу. Це дозволяє позбутися ефектів селекції, які властиві кожному методу при пошуку фізично зв'язаних груп [13–15].

**Переколаційний метод.** Переколаційний метод виділення груп галактик, який також називається "friends-of-friends" алгоритму, був запропонований Геллер і Гукрою [16] та використовувався багатьма авторами (див. наприклад [17–19, 21–23]). Основні принципи відбору [16] галактик у групи такі. Перебираються всі можливі пари галактик вибірки, обчислюється проекційна відстань між ними  $D_{12} \leq D_L(v_1, v_2)$  та різниця променевих швидкостей  $v_{12} \leq v_L(v_1, v_2)$ , де  $v_1$  і  $v_2$  – променеві швидкості галактик пари. Всі пари, що мають спільну галактику, об'єднуються в групу. З глибиною вибірки виникає вищезгаданий ефект селекції відносно карликових галактик, оскільки діапазон світностей галактик зі зростанням відстані стає меншим, а відстань між галактиками збільшується. Тому параметри зв'язку відстані між галактиками  $D_L$  та різниці променевих швидкостей  $v_L$  збільшуються зі зростанням глибини вибірки. Автори [16–18] використовують для пошуку цих параметрів такі співвідношення:  $D_L = D_0 R$  та  $v_L = v_0 R$ , де

$$R = \left[ \frac{\int_{-\infty}^{M_{lim}} \Phi(M) dM}{\int_{-\infty}^{M_{12}} \Phi(M) dM} \right]^{1/3}, \text{ а } M_{lim} \text{ – абсолютна зоряна величина найслабкішої галактики, яка відповідає}$$

видміні зоряній величині  $m_{lim}$  на прийнятій за порівняльну швидкість  $v_F$ .  $\Phi(M)$  – функція світності. При цьому,  $M_{lim} = m_{lim} - 25 - 5 \log(v_F/H_0)$ ,  $M_{12} = m_{lim} - 25 - 5 \log[(v_1 + v_2)/2H_0]$ ,  $H_0$  – стала Габбла. Для пошуку функції світності  $\Phi(M)$  каталог необхідно обмежити за видимою зорянюю величиною  $m_{lim}$ , до якої каталог є повним. Па-

раметр зв'язку  $D_0$  відповідає контрасту густини  $\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{3}{4\pi R^3} \left[ \int_{-\infty}^{M_{lim}} \Phi(M) dM \right]^{-1} - 1 = 80$  та порівняльній швидкості  $v_F =$

1000 км/с. Відзначимо, що властивості груп залежать від вибору параметрів зв'язку [19], які кожний автор обирає за бажанням.

Магтесян [24] відзначив недоліки переколаційного метода, зокрема, оскільки  $D_L$  є функцією відстані, то близькі групи, які складаються переважно з яскравих галактик, можуть бути не виявлені, або виявлені не всі їхні компоненти. З іншого боку, на великих відстанях (де  $D_L$  має більше значення) не виключається можливість об'єднання деяких галактик в хибну групу. Це може привести до збільшення дисперсії швидкостей груп зі збільшенням відстані. Він запропонував у [24] інший метод класифікації, в якому параметр зв'язку відстані між галактиками  $D_L$  залежить від  $\rho$  (запропонував у [24] інший метод класифікації, в якому параметр зв'язку відстані між галактиками  $D_L$  залежить від  $\rho$ )

запропонував у [24] інший метод класифікації, в якому параметр зв'язку відстані між галактиками  $D_L$  залежить від  $\rho$ )

запропонував у [24] інший метод класифікації, в якому параметр зв'язку відстані між галактиками  $D_L$  залежить від  $\rho$ )

запропонував у [24] інший метод класифікації, в якому параметр зв'язку відстані між галактиками  $D_L$  залежить від  $\rho$ )

му переколяційному методі. Автори [19] при розрахунку параметрів класифікації врахували також функцію світності, щоб уникнути ефектів селекції відносно слабких за світністю галактик.

Гарсія в [18] порівняла кількість спільних груп, виявленіх ієрархічним та переколяційним методом з одного і того ж каталогу, – ця величина складає 25%. При вивчені фізичних властивостей отриманих груп автори [27] визначили, що дисперсія швидкості та віріальна маса систематично нижче в групах, виявленіх ієрархічним методом, а середньогармонійний радіус груп одинаковий. В роботі [19] автори також порівнювали ці два методи при застосуванні до свого каталогу галактик та виявили, що за кількістю виявленіх груп відмінності між методами незначні (див. також [27]).

**Динамічний метод Карабенцева.** Цей метод відбору галактик в групи ґрунтуються на динамічному алгоритмі, який дозволяє найбільш повно враховувати індивідуальні характеристики галактик [25, 28, 29]. В основу алгоритму покладено дві умови, перша з них – це умова від'ємної повної енергії фізичної пари галактик. Ця умова може бути записана як відношення кінетичної та гравітаційної енергії:

$$\frac{T}{\Omega} = \frac{V^2 R}{2G \sum M} < 1,$$

де  $R$  – просторова відстань між галактиками;  $V$  – різниця просторових швидкостей;  $\sum M$  – сумарна маса галактик, що розраховувалася за світністю;  $G$  – гравітаційна стала.

З іншого боку, щоб відкинути «хибні» дуже широкі пари з малою різницею променевих швидкостей, вводиться обмеження на проекційну відстань між галактиками – галактики повинні «відрватися» від загального космологічного розширення, тобто пара повинна знаходитися в межах колапсуючої сфери, так званої «поверхні нульової швидкості» (цей термін був введений Сендіджем у 1986 році [30]). У найпростішому сферично-симетричному випадку цю умову можна записати у вигляді:

$$\frac{\pi^2 R^3 H_0^2}{8G \sum M} < 1.$$

Для побудови каталогу груп галактик [28] за цим методом розглядалися всі можливі комбінації пар галактик каталогу і відбиралися ті, які задовільняють вищезазначенім умовам. На другому етапі пари, які мали спільні галактики, об'єднувалися у більш населені групи. Якщо головна галактика однієї з груп входила також в іншу систему, то ці групи об'єднувалися під «егідою» більш масивної галактики. Масу галактики розраховують за її світністю.

Базуючись на прямих вимірюваннях відстаней до галактик за допомогою телескопа Габбл, автори [31] визначили радіус поверхні нульової швидкості для МГ та близької групи M81/M82, який складає  $0.96 \pm 0.03$  Мпк та  $0.89 \pm 0.05$  Мпк, відповідно. Вже безпосередньо за МГ починається місцевий габблівський потік [31, 32]. Автори [31] зазначають, що поверхні нульової швидкості (або, за їх термінологією – поверхні нульового прискорення) окреслюють «базові комірки», з яких складається загальна структура Всесвіту. Кожна з цих комірок майже незмінна за розміром, а їх загальна сукупність знаходиться у стані прискореного космологічного розширення. Тобто, космологічне розширення реально спостережується не тільки на самих просторових масштабах, а й фактично й у всіх масштабах, починаючи з декількох мегапарсек, тобто відстаней між центрами найменших комірок – груп галактик.

**Метод мозаїки Вороного.** Мозаїка Вороного була запропонована у 1908 р. Вороним [33]. В своїй роботі з квадратичних форм він вивчав властивості багатокутників, які складають мозаїку. З математичної точки зору метод мозаїки Вороного, – це геометричний спосіб вирішення задачі про пошук найближчого сусіда або області близькості [34].

Застосування мозаїки Вороного до астрофізичних задач започаткував Кіанг [35]. В своїй роботі він знайшов аналітичний вигляд функції розподілу об'ємів комірок Вороного для випадкового розподілу ядер у дво- та тривимірному просторі. Метод мозаїки Вороного використовують для розв'язання багатьох астрофізичних задач (див. наприклад [36, 37] та посилання у них). Використовується такий підхід: весь простір, в якому знаходяться галактики поділяється на елементарні об'єми. Ті з них, що знаходяться близьче до даної галактики, ніж до будь-якої іншої, утворюють комірку Вороного цієї галактики. Галактики являють собою ядра комірок, аналежність до скучення (групи) визначається розміром її комірки Вороного. Якщо комірка має менший розмір, ніж деякий критичний, то вона належить скученню (групі). Цей процес означає пошук надлишку густини в загальному полі галактик. Критичний розмір комірки можна визначити, порівнюючи розподіл розмірів реальних комірок галактик з випадковим розподілом за Кіангом [35]. Такий підхід вперше застосували Ебелінг та Віденман [38], а 2-D варіант методу для знаходження скучень галактик було реалізовано у [39, 42, 43].

3-D підхід до виявлення груп галактик із застосуванням принципу розбиття простору на комірки Вороного-Делоне представлено у [44]. Автори позиціонують свій метод як ефективний при застосуванні до обмеженого за потоком каталогу галактик з вузьких ділянок глибоких оглядів неба. У роботі [46] було запропоновано інший підхід до застосування тривимірного методу мозаїки Вороного для виділення груп галактик Місцевого надскучення, тобто до відносно близьких галактик ( $V < 3100$  км/с). Цей алгоритм не потребує обмеження каталогу за видимою зоряною величиною. Порівняння кількості отриманих груп з групами, отриманими методом Карабенцева показало, що повністю всіма компонентами співпало 22 % груп, це не набагато менше, ніж при порівнянні переколяційного та ієрархічного методів (див. вище). Порівняння фізичних властивостей отриманих груп показало, що вони узгоджуються між собою у межах середніх квадратичних відхилень [119]. На рис. 1 зображені залежності відношення мас – залежності для двох вибірок подібні.

**Вейвлет аналіз.** Вейвлет (хвильковий) аналіз також широко використовується в астрофізиці, зокрема для виділення скучень галактик [36, 47] та їх підструктур [48–50]. У роботах [48, 49] за допомогою 2-D вейвлет аналізу автори дослідили морфологічні особливості скучень Ейбела. В цих роботах не виділялися групи галактик, а проводилися морфологічна класифікація скучень за схемою: унімодальне, бімодальне або комплексне. Автори [50] застосували тривимірний хвильковий аналіз до виявлення підструктур у скученні Волосся Вероніки, також було проведено

тестування методу на модельних каталогах. Автори зазначають, що метод дуже добре виділяє різні структури, але залежить від вхідних параметрів, тобто потрібно наперед знати масштаб шуканих структур. На відміну від геометричного методу мозаїки Вороного, який виділяє і сферичні, і продовгуваті структури, хвильовий аналіз більш чутливий до сферичних структур [46]. Таким чином цей метод менш підходить (ніж вищезгаданий) до виділення малонаселених груп галактик, але добре характеризує загальну морфологічну структуру скучень.

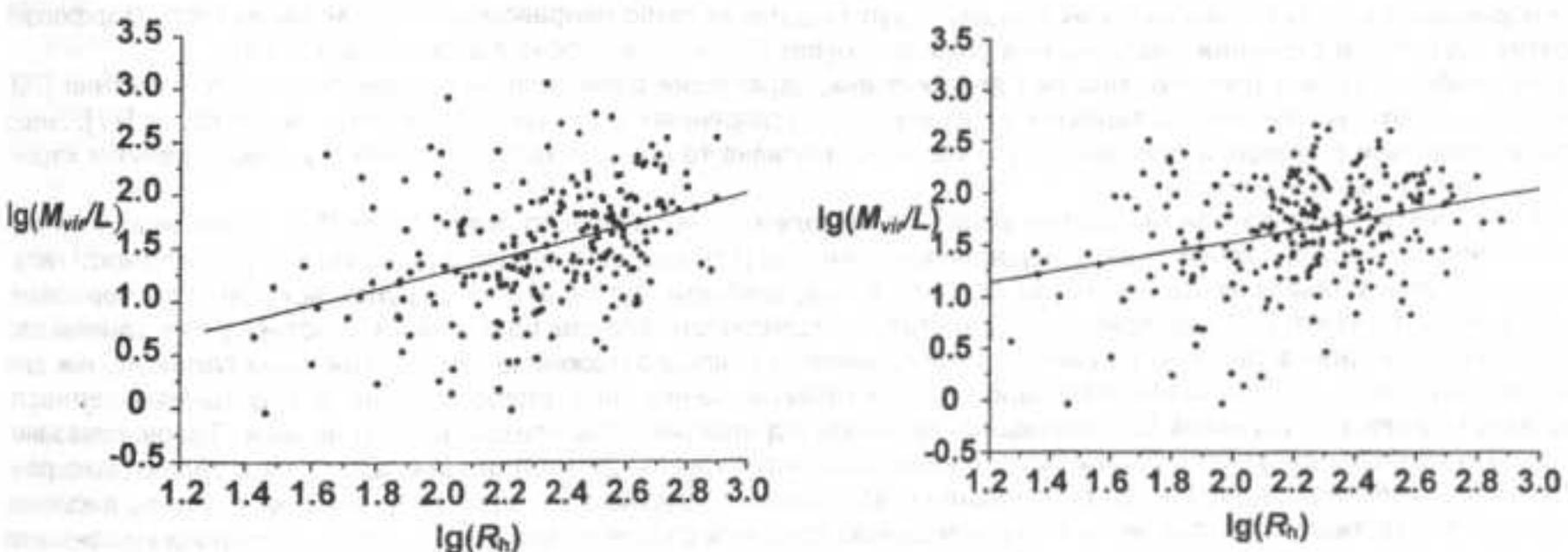


Рис. 1. Залежність відношення віріальної маси до світності ( $M_{\text{vir}}/L$  у  $M_{\odot}/L_{\odot}$ ) від середньогармонійного радіуса групи ( $R_h$  у кпк) для груп від 4 до 10 галактик: виявлені методом Вороного (зліва)  $\text{lg}(M_{\text{vir}}/L) = 0.75 \text{lg}(R_h) - 0.24$ ,  $SD = 0.52$ ,  $r = 0.39$  та виявлені методом Карабенцева (справа) -  $\text{lg}(M_{\text{vir}}/L) = 0.51 \text{lg}(R_h) + 0.53$ ,  $SD = 0.48$ ,  $r = 0.31$

**Основні властивості груп галактик.** Відомо, що властивості галактик корелюють з їх оточенням, найбільш відомим прикладом є залежність морфології галактик від їх густини [51]: у найбільш населених областях спостерігається більше галактик ранніх типів, в той час як спіральні галактики переважно знаходяться в областях низької густини галактик. У скученнях та групах галактики ранніх типів знаходяться більше до центру групи, ніж галактики пізніх типів [15, 52], які, як правило, є більш масивними і більш яскравими як в оптичному, так і в рентгенівському діапазонах [53]. У загальному полі галактики мають інтенсивніше зореутворення, ніж ті, що знаходяться більше до центрів скучень – залежність «зореутворення – густина» [54]. Однак, детальний розподіл цих властивостей як функції скучування галактик залишається не зовсім зрозумілим. Оскільки всі властивості галактик (такі як морфологія, світність, колір) корелюють між собою, то не є несподіваним, що всі властивості корелюють з оточенням, тобто залишається не з'ясованим, яка з цих властивостей корелює з оточенням незалежно від інших [57]. Невідомо, у чому полягають причини існування залежності між локальною густиною та властивостями галактик – у внутрішніх процесах, що відбуваються в галактиках, чи вони є результатом фізичних процесів, які відбуваються в областях підвищеної густини галактик після початкового формування галактик [58]. Зараз популярними є декілька моделей, які могли б пояснити надлишок галактик ранніх типів у тісному оточенні. Згідно однієї моделі – дискові галактики перетворюються на галактики ранніх типів шляхом дії лобового тиску міжгалактичного середовища у скученнях, що вимітає з них газову компоненту, зореутворення в дискі галактики зупиняється та зменшується його світність, переривається механізм акреції (див. [59, 60] та посилання в них). Інша модель передбачає утворення еліптичних галактик шляхом злиття дискових, що повинно призводити до збільшення світності сферичної компоненти (балджу). Вперше ця модель була запропонована братами Тумре [61]. Сучасне моделювання передбачає сценарій поетапного злиття багатьох галактик (беруться до уваги спостережні факти на різних червоних зміщеннях), завдяки якому могли утворитися масивні еліптичні галактики у центрах скучень та груп [62, 63] (див. також огляди [4, 5]). Всесвіт був щільніший на великих червоних зміщеннях на порядок  $H_0^2$ , і завдяки цьому галактики були більше. Тому на великих червоних зміщеннях злиття галактик відбувається частіше (спостережувані факти говорять про те, що частота зустрічається відоміших галактик збільшується з відстанню [62]), завдяки чому вже тоді могла утворитися більшість галактик ранніх типів та галактик з балджами. Статистичний аналіз [64] спостережуваних світностей балджів та дисків галактик різних морфологічних типів у залежності від центру скучень показав, що світність сферичної складової галактик збільшується, чим більше галактика знаходиться до центру скучення, при цьому світність диску, навпаки, зменшується. Ці спостережні результати свідчать на користь моделі злиття галактик [64]. Цілком можливо, що мають місце два вищезгаданих еволюційних сценарії, оскільки один сценарій не може самостійно пояснити спостережувані дані [65, 66]. З огляду на протиріччя у цьому питанні важливим є вивчення залежностей між різними властивостями галактик, такими як колір, інтенсивність зореутворення, морфологічний тип, та їх оточенням, адже його вплив можна простежити до 1 Мпк [54, 67, 68].

У роботі Постмана та Геллер [69] було показано, що залежність властивостей галактик від оточення властиве не тільки скученням, але й групам різної населеності. Крім того, малонаселені групи еволюціонують подібно до скучень: шляхом «постачання» галактик із загального поля [70, 71].

Групи галактик зазвичай поділяють на компактні, характерний розмір яких порядку розміру окремої галактики ~ 50 кпк [72], та слабкозв'язані (розріджені) типу МГ, розмір яких може досягати 1 Мпк [5, 32], а також на малонаселені та багаті. Під малонаселеними групами розуміють групу галактик чисельністю від 2 до ~ 50 галактик, разом із карликовими.

ковими. Крім того, групи умовно поділяють за місцем положення – близькі, проміжні та далекі, останні знаходять завдяки глибоким оглядам неба.

*Слабкозв'язані групи галактик.* Як ми вже зазначали, найяскравішим представником слабкозв'язаних груп галактик є МГ, що знаходиться у стані гравітаційного колапсу, який почався після її обособлення від загального космологічного розширення 12–13 млрд. років тому назад [32]. Більш далекі слабкозв'язані групи знаходять, використовуючи тривимірні методи класифікації, або як оточення компактних груп галактик безпосередньо зі спостережень [73]. І хоча порівняння властивостей галактик близьких груп та далеких дещо неправомірне, однак залежність морфології галактик від густини оточення знайдено як в близьких групах [6], так і у відносно далеких [53, 71, 74].

Для слабкозв'язаних груп, подібно як і для скупчень, характерне співвідношення зореутворення – густота [76], крім того, частота зустрічаемості галактик з активним зореутворенням знижується як функція маси групи [77]. Якщо група знаходиться в середині скупчення, то вона більш масивна та більш яскрава порівняно з усередненими характеристиками малонаселених груп [78].

Колір галактик та їх абсолютна зоряна величина  $M$ , залежить від віріальної маси групи [57] (зі зменшенням відстані до центру групи галактики стають червонішими). Автори [71], досліджуючи показники кольору та світності галактик ранніх типів у слабкозв'язаних групах та ізольованих, знайшли, що галактики у групах яскравіші та червоніші, ніж ізольовані. В роботі [58] знайдено, що: 1) частота зустрічаемості галактик ранніх типів зростає із зростанням світності (для пізніх типів з точністю до навпаки). Ця залежність є більш вираженою для центральних галактик, ніж для галактик-супутників. 2) При певній масі гalo частота галактик ранніх типів слабо зростає із зростанням світності. Властивості галактик-супутників безпосередньо залежать від властивостей центральної галактики. Також показано, що частота галактик-супутників ранніх типів значно вища в тих групах, де центральною галактикою є галактика пізнього типу, порівняно з групами, де центральною галактикою є галактика пізнього типу. Автори роблять висновок про те, що тільки завдяки дії лобового тиску неможливо пояснити спостережувані дані, тобто, головним механізмом перетворення морфологічних типів галактик є їх злиття.

*Компактні групи галактик.* Пройшло вже більше 100 років з відкриття першої компактної групи галактик – Квінтету Стефана. З того часу знайдено та досліджено велику кількість груп з подібними властивостями. Компактну групу галактик легше виділити із загального фону як надлишок густини, ніж розріджену, особливо якщо не відомі променеві швидкості галактик. Тому з появою Паломарського огляду неба візуальний метод перегляду цих карт був досить ефективним при складанні різних каталогів галактик та їхніх груп. Насамперед, таким каталогом є каталог взаємодіючих галактик Воронцова–Вельямінова та ін. [11]. Воронцову–Вельямінову [81] належить визначення взаємодіючих галактик, а саме: це об'єкти, занурені в загальну світну оболонку, взаємопроникаючі; з порушенням форми (асиметрія, наявність хвостів та перемичок). Зустрічаються взаємодіючі галактики, які утворюють групу чи входять до компактних груп галактик, наприклад, ізольованих пар Каракенцева [82], ізольованих триплетів Каракенцевої і Каракенцева [9, 10], пекулярних галактик Арпа [83] або скупчень галактик; деякі взаємодіючі (пекулярні) галактики є ізольованими [84]. Великий каталог компактних груп галактик був створений Шакбазян зі співавторами [85], що нараховує 377 компактних груп галактик. Але найбільшою популярністю, як зі спостережної, так і з теоретичної точки зору користуються компактні групи Гіксона [12] (далі – групи Гіксона), які містять значну частину взаємодіючих галактик (ім присвячено більше 400 робіт різних авторів). Основною причиною цього підвищеного інтересу є й те, що каталог Гіксона складався як цільовий каталог з вивчення компактних груп галактик, а у каталог Воронцова–Вельямінова [11], як і в каталог Арпа [83] галактики попадали за наявності ознак взаємодії. Існують також нові каталоги компактних груп, складені на основі найсучасніших глибоких оглядів неба, зокрема [86].

Оскільки каталоги [9–12, 82, 83] були складені на основі візуального метода, тобто на основі суцільного перегляду Паломарських карт без врахування променевих швидкостей, то значна частина галактик в цих групах виявилася ефектами близької проекції чи навіть деталями структури (див. наприклад, [87]). В цьому огляді ми будемо в основному розглядати властивості груп Гіксона, маючи на увазі, що вони відбивають загальні властивості компактних груп.

Отже, каталог груп Гіксона достатньо однорідний та складається зі 100 компактних груп від 4 галактик, вибраних за критеріями ізольованості, узгодженості за зоряною величиною та середньою поверхневою яскравістю. Однак, після вимірювань променевих швидкостей у галактик з оригінального каталогу груп Гіксона кількість фізичних груп виявилася меншою [90], а в деяких групах знайшли близькі супутники меншої світності, що збільшило кількість галактик в них [73].

Характерною властивістю компактних груп є те, що в них частота зустрічаемості галактик ранніх типів є значно вищою порівняно з фоном [71, 90]. Динамічне моделювання показує, що групи можуть в ході еволюції утворити один чи декілька масивних залишків злиття (еліптичну галактику) вже на протязі декількох часів перетину системи (~1 млрд. років) [94]). Дійсно, характерний час перетину системі –  $0.02 H_0^{-1}$ , що говорить про тривалий час життя компактних груп [72]. Разом з тим виявлено, що велика кількість компактних груп є складовими частинами скупчень галактик чи більш населених слабкозв'язаних груп [95, 96]. Дослідження властивостей компактних груп в залежності від їх оточення показало, що ці системи могли природно утворитися протягом всього часу формування великомасивної структури завдяки поетапному злиттю галактик, оскільки їх властивості корелують із властивостями скупчень чи груп, в яких вони знаходяться [70, 71]. У роботі [55] на основі дослідження 87 груп галактик, що містять взаємодіючі галактики з каталогу [11] показано, що частка галактик ранніх типів у групах збільшується із зростанням населеності групи, а кількість активних галактик з ультрафіолетовим надлишком, навпаки, зменшується. Ці дані значно повнюють статистику досліджень компактних груп (див., наприклад, [98]) та можуть також бути спостережними свідченнями на користь моделі поетапного злиття галактик.

Динамічна еволюція групи залежить від внеску та розподілу прихованої маси. Зокрема, в роботі [100] розглянуто еволюцію компактних груп за допомогою моделей загального гalo групи та індивідуальних гalo галактик. Автори [100] дійшли висновку, що спостереженням краще відповідає модель загального гalo групи. Доказом присутності загального гalo в деяких компактних групах галактик також можуть слугувати дані спостережень у рентгенівському [102] або оптичному діапазонах [103].

Відмічено також такі спостережувані тенденції в компактних групах: маса зростає з числом галактик, які потрапляють до групи; дисперсія швидкостей зростає з масою; число галактик ранніх типів зростає завдяки взаємодії та злиттю галактик; загальна маса гало групи зростає з руйнуванням гало галактик; маса дифузної компоненти зростає завдяки вимітанню газу з галактики; рентгенівська світність зростає із зростанням маси газу, рентгенівська температура зростає з дисперсією швидкостей галактик (див. [72] та посилання в ній). Відмітимо, що в роботі [55] також знайдено, що зі збільшенням населеності групи також збільшується середня квадратична швидкість групи, її маса, світність, відношення віральної маси до світності.

З даного огляду робіт можна бачити, що дослідження груп галактик тісно пов'язане з вивченням еволюції галактик і їх груп. Більшість теоретичних та спостережних робіт свідчать на користь гіпотези про злиття – з двох спіральних галактик народжується еліптична, або якщо маси відрізняються, то у більшої галактиці з'являється потужна сферична складова (балдж). Звичайно, залишаються проблематичні питання, зокрема, невідомо механізм, який би нагрівав холодний газ спіральних галактик, які взаємодіють, та перетворювали його на гарячий газ еліптичних [104]. Інтригуючим залишається питання щодо відмінності еволюції галактик в групах та скученнях від ізольованих, адже і в групах і в скученнях ми спостерігаємо галактики однакових морфологічних типів [6, 54, 57].

**Малонаселені групи галактик.** Найменшими за чисельністю групами галактик є пари та триплети. Всебічне дослідження пар галактик було проведено у монографії [82]. Триплети галактик є досить рідкісними системами у Все-світі, зокрема, серед 27841 галактик північного неба яскравіше  $15^m$ .7 умові ізольованості задовільняє всього 84 триплети (без врахування променевих швидкостей), що у 7 разів менше кількості ізольованих пар [106]. Фізичних систем серед них приблизно у 2 рази менше. Крім того, що триплети зустрічаються рідко, існує проблема їхньої «ідентифікації». Триплети, як і інші групи, можуть бути компактними (динамічно "старими") та слабкозв'язаними (динамічно "молодими"). Властивості триплетів залежать від вибору методу відбору галактик у групи [109]. Методи відбору галактик в групах, як правило, використовують принцип надлишку густини галактик порівняно з фоном (див. вище). Тому, чим більш населена група, тим більшим є надлишок густини порівняно з фоном, тим ймовірніше, що група є дійсно фізично зв'язаною. Виявлення найменш населених груп, які складаються з 2–3 галактик, найбільше залежить від граничних параметрів кластеризації. За цих причин при дослідженнях властивостей малонаселених груп (особливо слабкозв'язаних) майже не розглядаються пари та триплети (а іноді і квартети), оскільки вважається, що такі малонаселені системи можуть бути випадковими (див. наприклад [57, 76, 77, 79]). Це одна з причин, чому триплети є найменш вивченими системами. Пошук триплетів галактик та дослідження їхніх спостережуваних фізичних характеристик було започатковано Кааченцевим [9, 10, 20, 40, 106]. Дослідження фізичних властивостей триплетів можна також знайти в роботах [41, 55, 109], конфігураційні характеристики спостережуваних та змодельованих триплетів галактик розглянуті у [56, 75, 88, 89, 91, 94, 97, 99], а проблеми визначення мас триплетів та порівняння даних моделювання і спостережень у [41, 45, 101, 105–108].

**Відношення маса-світність ( $M/L$ ).** На проблему прихованої маси вперше звернув увагу Цвіккі в роботі [110], в якій він визначив дисперсію швидкостей галактик у скученні Волосся Вероніки, що складала 1000 км/с. Він зробив висновок, що для пояснення такої спостережуваної швидкості необхідна маса у десятки разів більше суми індивідуальних мас галактик. У 1966 році Кааченцевим [111] уперше було показано монотонне зростання  $M/L$  із зростанням населеності систем галактик від пар до надскучень. Тобто надлишок маси над світністю є характерним для угрупувань галактик різної чисельності. Багато досліджень з визначення прихованої маси в гало галактик було проведено в 1970-ті роки різними авторами. Так, у 1974 р. Острайкер та ін. [112] оцінили  $M/L$  для гіантських спіральних і еліптичних галактик: воно склало  $M/L = 200\text{--}300 M_{\odot}/L_{\odot}$ , що свідчило про існування надмасивних корон галактик.

Про існування темних корон в дискових системах свідчать криві обертання спіральних галактик, які не виходять на кеплерівську асимптотику, а залишаються плоскими, вперше ця особливість була помічена в роботі [113]. Динамічні оцінки  $M/L$ , засновані на вимірюваннях кривих обертання окремих галактик, змінюються від  $\sim 5 M_{\odot}/L_{\odot}$  для нормальних галактик до  $\sim 75 M_{\odot}/L_{\odot}$  для карликових галактик низької поверхневої яскравості [114]. Очевидно, що необхідна значна кількість темної матерії, щоб пояснити плоскі криві обертання, що спостерігаються поза оптичним диском. Вивчаючи рух окремих зір у декількох сфероїдальних карликах МГ, Фабер і Лін [115] отримали  $M/L \sim 300 M_{\odot}/L_{\odot}$ .

Отже прихована маса присутня в гало окремих галактик (масу визначають за кривими обертання для дискових галактик<sup>5</sup> та за рухом зір для еліптичних) та у скученнях (масу визначають за теоремою віріалу, гравітаційним лінзуванням, температурою гарячого газу). З ростом населеності системи (від малонаселених груп до багатих скучень) маса зростає швидше, ніж світність:  $M \sim L^{1.34 \pm 0.03}$  [117].

Питання про присутність прихованої речовини в малонаселених групах галактик є актуальним з багатьох причин, головна з яких полягає у визначенні вмісту та характеру розподілу темної матерії на малих масштабах 0.1 – 1 Мпк [25, 20]. В роботах [45, 109] було знайдено, що  $M/L$  (де  $M$  знайдена як сума індивідуальних мас триплетів) майже не відрізняється від значень  $M/L$  для окремих галактик і дорівнює приблизно  $5 M_{\odot}/L_{\odot}$  для різних вибірок триплетів. В той же час значення  $M_{vir}/L$  ( $M_{vir}$  – віральна маса) для триплетів з вибірок Місцевого надскучення та ізольованих Північних і Південних триплетів дорівнюють  $35 M_{\odot}/L_{\odot}$  та  $50 M_{\odot}/L_{\odot}$ , відповідно. Такі значення говорять про надлишок віральної маси у 7–10 разів. Співставлення результатів обчислення мас триплетів з результатами моделювання [45] та конфігураційний аналіз триплетів [99] показали, що у динамічно «молодих» триплетах прихована маса швидше за все знаходиться у гало окремих галактик, а для тісних динамічно «старих» систем більше підходить модель загального гало триплету (дійсно, на масштабах 30–90 клк індивідуальні гало галактик повинні перекриватися).

Наведемо недавні оцінки відношення  $M/L$ , отримані Кааченцевим для 7 близьких груп галактик, які містять від 8 до 29 компонентів [2]: медіана  $M_{vir}/L = 29 M_{\odot}/L_{\odot}$ , а діапазон значень від 8 до  $88 M_{\odot}/L_{\odot}$ . Зокрема, для МГ віральна

маса складає  $(1.29 \pm 0.14) \cdot 10^{12} M_{\odot}$ , а  $M_{vir}/L = 12.8 \pm 1.4 M_{\odot}/L_{\odot}$  при розмірі  $\sim 1$  Мпк [2, 31]. Ці оцінки зроблено на основі прямого вимірювання відстаней (похибка не перевищує 10%), тому їх зручно розглядати в якості еталону при порівнянні з іншими вибірками груп галактик.

Можна зробити висновок про те, що з покращенням точності вимірювання відстаней (променевих швидкостей), а також з покращенням повноти каталогів за рахунок додавання нових галактик, значення  $M_{vir}/L$  «зменшується»: якщо у 1980–1990-х рр. оцінка  $M_{vir}/L$  складала  $100\text{--}400 M_{\odot}/L_{\odot}$  (див. наприклад [74, 3]) то зараз вона становить  $30\text{--}200 M_{\odot}/L_{\odot}$  [22, 28] (в залежності від населеності групи та методу кластеризації). Однак, потрібно відзначити, що недавні дослідження виявили, очевидно, особливий клас груп галактик, які складаються цілком з карликів низької поверхневої яскравості, оцінка  $M/L$  для них становить  $100\text{--}1000 M_{\odot}/L_{\odot}$  [118].

**Форми груп.** Форма груп галактик є важливим індикатором того, як розподілена прихована маса у Всесвіті. Витягнуті чи сплюснуті форми груп визначають, як саме розподілена темна матерія: вздовж філаментоподібних структур чи усередині млинцевоподібних [120].

Наведемо приклад визначення проекційних форм груп методом моментів інерції (див., наприклад, [121] та посилання в ній). Метод моментів інерції є аналогом більш простого метода [122], в якому параметр витягнутості групи  $q$  визначається як відношення  $b$  до  $a$ , де  $a$  – кутова відстань між більш віддаленими галактиками в групі, а  $b$  – сума кутових відстаней  $b_1$  та  $b_2$  більш віддалених галактик від лінії  $a$ .

На рис. 2 представлено розподіл значення параметра  $q$  (де  $q$  в даному випадку тотожний відношенню  $b/a$ ) для груп галактик Місцевого надскупчення, виявлених двома різними методами (див. також рис. 1, та коментарі до нього) та випадкового розподілу у припущені, що групи мають сферичну форму. Можна бачити, що розподіл  $q$  для фізичних груп узгоджується один з одним та суттєво відрізняється від випадкового, – ці групи більш витягнуті в проекції на небесну сферу. Середні значення параметра  $q$  в залежності від чисельності групи зображені на рис. 3.

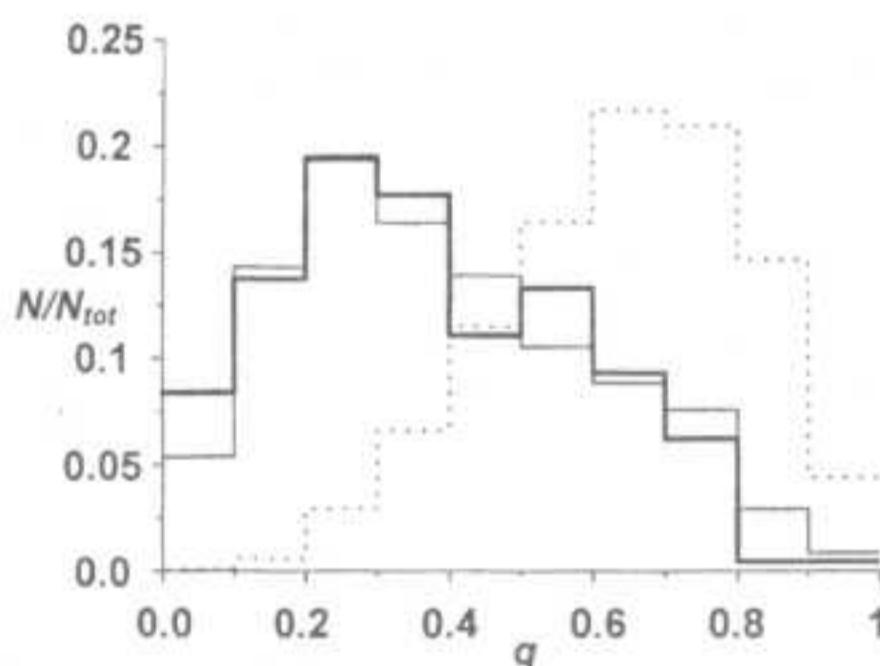


Рис. 2. Розподіл груп галактик від 4 до 10 компонентів за параметром  $q$ . Товста лінія – групи, виявлені методом Вороного, тонка лінія – групи, виявлені методом Кааченцева, випадковий розподіл – пунктир

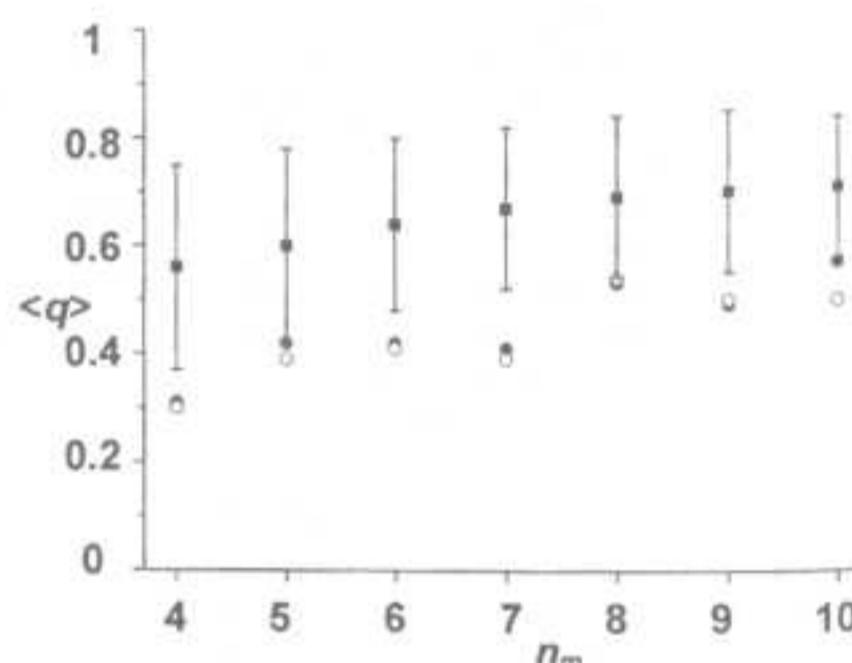


Рис. 3. Середні значення параметра  $q$  для груп галактик від 4 до 10 компонентів. Світлі кола – групи груп, виявлені методом Вороного, темні кола – групи галактик, виявлені методом Кааченцева, квадрати – рівномірний випадковий розподіл

З рис. 3 випливає, що зі збільшенням кількості галактик у групі, значення параметра  $q$  зростає, а також зростає і точність визначення  $q$ . З цієї залежності також видно, що реальні форми груп галактик більш витягнуті, ніж зmodeльовані ( $\langle q \rangle \pm \sigma = 0.37 \pm 0.22$ ,  $0.39 \pm 0.21$  та  $0.65 \pm 0.16$  для груп, виявлених методами Вороного, Кааченцева та зmodeльованих, відповідно).

Отже, малочисельні слабкозв'язані групи галактик є витягнутими, навіть у проекції, системами. Цей результат узгоджується з роботами [71, 121], в яких був проведений аналіз інших вибірок груп галактик та зроблений висновок про те, що групи галактик (навіть компактні) є набагато витягнутими, ніж скупчення та навіть еліптичні галактики. Цей результат може свідчити про те, що групи формуються завдяки акреції речовини вздовж витягнутих філаментних структур [71, 123].

- Решетников В. П. Обзоры неба и глубокие поля наземных и космических телескопов // Успехи физических наук. – 2005. – Т. 175, № 11. – Р. 1163–1183.
- Karachentsev I.D. The Local Group and other neighboring galaxy groups // Astron. J. – 2005. – Vol. 129, № 1. – P. 178–188.
- Tully R.B. Nearby galaxies catalog. II. An All-Sky survey within 3000 kilometers per second // Astrophys. J. – 1987. – Vol. 321. – P. 280–304.
- Maton G. The evolution of galaxy groups and of galaxies therein // Astro-ph 0607482 (електронна адреса архіву: [xxx.lanl.gov/astro-ph](http://xxx.lanl.gov/astro-ph)).
- Grebel E. K. Local Group(s) // Astro-ph 0605564 (електронна адреса архіву: [xxx.lanl.gov/astro-ph](http://xxx.lanl.gov/astro-ph)).
- Кааченцев И. Д., Каспарова А. В. Глобальные свойства близких галактик в различном окружении // Письма в Астрон. журн. – 2005. – Т. 31, № 3. – С. 169–177.

<sup>5</sup>Хоча є і інша точка зору, згідно якої плошки криві обертання спіральних галактик можна пояснити, модифікуючи теорію тяжіння, тобто без наявності у них темної матерії (MOND) [116].

7. Каракенцев И. Д., Кутыкин А. М. Инфракрасные светимости галактик Местного объема // Письма в Астрон. журн. – 2005. – Т. 31, №5. – С. 332 – 341.
8. Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Huchtmeier W. K., Makarov D. I. A catalog of neighboring galaxies // Astron. J. – 2004. – Vol. 127, №4. – P. 2031 – 2068.
9. Каракенцева В. Е., Каракенцев И. Д., Лебедев В. С. Изолированные тройники галактик: полная сводка линейных скоростей и редуцированные данные // Известия САО. – 1987. – Т. 26. – С. 42 – 54.
10. Karachentseva V. E., Karachentsev I. D. Southern isolated galaxy triplets // Astron. Rep. – 2000. – Vol. 44, № 8. – P. 501 – 522.
11. Vorontsov-Velyaminov B. A., Noskova R. I., Arkhipova V. P. The catalog of interacting galaxies by Vorontsov-Velyaminov // Astron. and Astrophys. Trans. – 2001. – Vol. 20. – P. 717 – 959.
12. Hickson P., Kindl E., Auman J. R. A photometric catalog of compact groups of galaxies // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1989. – Vol. 70. – P. 687 – 698.
13. Garsia A. M. General study of group membership. II. Determination of nearby groups // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. – 1993. – Vol. 100. – P. 47 – 90.
14. Giuricin G., Marinoni C., Ceriani L., Pisani A. Nearby optical galaxies. Selection of the sample and identification of groups // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 543, №1. – P. 178 – 194.
15. Girardi M., Rigoni E., Mardirossian F., Mezzetti M. Morphology and luminosity segregation in nearby loose groups // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 406, №2. – P. 403 – 414.
16. Geiter M. J., Huchra J. P. Groups of galaxies. III. CfA Survey // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1983. – Vol. 52. – P. 6 – 87.
17. Maia M. A. G., da Costa L. N., Latham D. W. A catalog of Southern groups of galaxies // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1989. – Vol. 69, №2. – P. 809 – 829.
18. Garsia A. M. General study of group membership. II. Determination of nearby groups // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. – 1993. – Vol. 100. – P. 47 – 90.
19. Giuricin G., Marinoni C., Ceriani L., Pisani A. Nearby optical galaxies. Selection of the sample and identification of groups // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 543, №1. – P. 178 – 194.
20. Karachentsev I. D. Observational properties of triple galaxies // ASP Confer. Ser. – 2000. – Vol. 209. – P. 1 – 10.
21. Yang X., Mo H. J., van den Bosch F. C., Jing Y. P. A halo-based galaxy group finder: calibration and application to the 2dFGRS // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2005. – Vol. 356, №4. – P. 1293 – 1307.
22. Tucker D. L., Oemler A. J., Hashimoto Y. et al. Loose groups of galaxies in the Las Campanas redshift survey // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2000. – Vol. 130, № 2. – P. 237 – 265.
23. Merchan M., Zandivarez A. Galaxy groups in the 2dF galaxy redshift survey: the catalogue // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2002. – Vol. 335, № 1. – P. 216 – 222.
24. Маагтесян А. П. Группы галактик I. Принципы идентификации // Астрофизика. – Т. 28, № 2. – С. 255 – 260.
25. Karachentsev I. D. Criterion for bound groups of galaxies. Application to the Local Volume // Astron. and Astrophys. Trans. – 1994. – Vol. 6. – P. 1 – 35.
26. Vennik J. A list of nearby groups of galaxies. – Tallin: –Academy of Sciences of the Estonian SSR. – 1984. – 64 с.
27. Girardi M., Giuricin G. The observational mass function of loose galaxy groups // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 540, №1. – P. 45 – 56.
28. Makarov D. I., Karachentsev I. D. A new catalogue of multiple galaxies in the Local Supercluster // ASP Confer. Ser. – 2000. – Vol. 209. – P. 40 – 46.
29. Тихонов А. В., Макаров Д. И. О корреляционных свойствах галактик Местного Сверхскопления // Письма в Астрон. журн. – 2003. – Т. 29, №5. – С. 334 – 342.
30. Sandage A. The redshift-distance relation. IX - Perturbation of the very nearby velocity field by the mass of the Local Group // Astrophys. J. – 1986. – Vol. 307. – P. 1 – 19.
31. Karachentsev I. D., Kashibadze O. G. Masses of the Local group and of the M81 group estimated from distortions in the local velocity field // Astrophysics. – Vol. 49, № 1. – P. 3 – 18.
32. Долгачев В. П., Доможилова Л. М., Чернин А. Д. Системы галактик на фоне космического вакуума: структура и эволюция поверхности нулевого ускорения // Астрон. журн. – 2004. – Т. 81, № 10. – С. 867 – 875.
33. Voronoi G. Nouvelles applications des paramètres continues à la théorie des formes quadratiques. Deuxième Mémoire: recherches sur les paralléléoedres primitives // J. Reine Angew. Math. – 1908. – Vol. 134. – P. 198.
34. Препарата Ф., Шеймос М. Вычислительная геометрия. Пер. с англ. – М.: Мир. – 1989. – 478 с.
35. Kiang T. Random fragmentation in two and three dimensions // Zeitschrift für Astrophysik. – 1966. – Vol. 64. – P. 433 – 439.
36. Вавилова И. Б. Великомасштабна структура Всесвіту: спостереження і методи дослідження // К: – "Київський університет". – 1998. – 106 с.
37. Vavilova I., Melnik O. Voronoi tessellation for galaxy distribution // Mathematics and its Applications. – 2005. – Vol. 55. – P. 203 – 212.
38. Ebeling H., Wiedenmann G. Detecting structure in two dimensions combining Voronoi tessellation and percolation // Phys. Rev. E – 1993. – Vol. 47, №1. – P. 704 – 710.
39. Ramella M., Boschin W., Fadda D., Nonino M. Finding galaxy clusters using Voronoi tessellation // Astron. Astrophys. – 2001. – Vol. 368. – P. 776 – 786.
40. Каракенцева В. Е., Каракенцев И. Д. Изолированные тройники галактик. Вироильные отношения масса-светимость // Астрофизика. – 1982. – Т. 18, №1. – С. 5 – 16.
41. Трофимов А. В., Чернин А. Д. Широкие тройники галактик и проблема скрытых масс // Астрон. журн. – 1995. – Т. 72, № 3. – С. 308 – 317.
42. Lopes P. A. A., de Carvalho R. R., Gal R. R. et al. The northern sky optical cluster survey IV: an intermediate redshift galaxy cluster catalog and comparison of two detection algorithms // Astron. J. – 2005. – Vol. 128, № 3. – P. 1017 – 1045.
43. Panko E., Flin P. A Catalogue of Galaxy Clusters and Groups Based on the Muenster Red Sky Survey // J. Astron. Data. – 2006. – Vol. 12. – P. 1 – 9.
44. Marinoni C., Davis M., Newman J. A., Coil A. L. Three-dimensional identification and reconstruction of galaxy systems within flux-limited redshift surveys // Astrophys. J. – 2002. – Vol. 580, №1. – P. 122 – 143.
45. Каракенцева В. Е., Мельник О. В., Вавилова И. Б., Макаров Д. И. Тройники галактик Местного Сверхскопления. 2. Вироильные и суммарные массы // Кинематика и физика небес. тел. – 2005. – Т. 21, №3 – С. 217 – 230.
46. Мельник О. В., Эльяш А. А., Вавилова И. Б. Структура Местного сверхскопления галактик, выявленная трехмерным методом мозаики Вороного // Кинематика и физика небес. тел. – 2006. – Т. 22, №4. – С. 283 – 296.
47. Vavilova I. B.; Flin P. Mapping the Jagiellonian Field of Galaxies. Astronomical Data Analysis Software and Systems VI, A.S.P. Conference Series, Vol. 125, 1997, Gareth Hunt and H. E. Payne, eds., P. 186-189.
48. Girardi M., Escalera E., Fadda D. et al. Optical substructures in 48 galaxy clusters: new insights from a multiscale analysis // Astrophys. J. – 1997 – Vol. 482. – P. 41-62.
49. Flin P., Krywult J. Substructures in Abell clusters of galaxies // Astron. Astrophys. – 2006. – Vol. 450. – № 1. P. 9-14.
50. Paliagro A., Antonuccio-Delogu V., Becciani U., Gambera M. Substructure recovery by three dimensional discrete wavelet transforms. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1999. – 310. – 835–841.
51. Dressler A. Galaxy morphology in rich clusters - Implications for the formation and evolution of galaxies // Astrophys. J. – 1980. – Vol. 236, № 1. – P. 351 – 365.
52. Каракенцева В. Е., Вавилова И. Б. Скучивание карликовых галактик низкой поверхностной яркости. II. Скопление Virgo // Кинематика и физика небес. тел. – 1995. – Т. 11, № 5. – С. 46 – 59.
53. Helsdon S. F., Ronman T. J. Are X-ray properties of loose groups different from those of compact groups? // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 319, № 3. – P. 933 – 938.
54. Blanton M. R., Eisenstein D., Hogg D. W. et al. Relationship between environment and the broadband optical properties of galaxies in the SDSS // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 629, №1. – P. 143 – 157.
55. Мельник О. В. Взаимодействующие галактики в малонаселенных группах // Письма в Астрон. журн. – 2006. – Т. 35, №5. – С. 302 – 307.
56. Иванов А. В., Филистов Е. А., Чернин А. Д. Эволюция тройных систем: стохастическое поведение и динамическая неустойчивость // Астрон. журн. – 1995. – Т. 72, № 3. – С. 416 – 431.
57. Martinez H. J., Muriel H. Groups of galaxies: relationship between environment and galaxy properties // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2006. – Vol. 370, № 2. – P. 1003 – 1007.
58. Weinmann S. M., van den Bosch F. C., Yang X., Mo H. J. Properties of galaxy groups in the SDSS: I. – The dependence of colour, star formation, and morphology on halo mass // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2008. – Vol. 366, № 1. – P. 2 – 28.
59. Larson R. B., Tinsley B. M., Caldwell C. N. The evolution of disk galaxies and the origin of S0 galaxies // Astrophys. J. – 1980. – Vol. 237, № 2. – P. 692 – 707.
60. Balogh M. L., Navarro J. F., Morris S. L. The origin of star formation gradients in rich galaxy clusters // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 540, № 1. – P. 113 – 121.

61. Toomre A., Toomre J. Galactic bridges and tails // *Astrophys. J.* – 1972. – Vol. 178, №3. – P. 623 – 666.
62. Conselice C. J. Early and rapid merging as a formation mechanism of massive galaxies: empirical constraints // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 638, № 2. – P. 686 – 702.
63. Tissera P. B., Castelli A. V. S., Scappapieco C. Interactions, mergers and the fundamental mass relations of galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 367, № 3. – P. 1029 – 1038.
64. Christlein D., Zabludoff A. I. Can early type galaxies evolve from fading the disks of late types? // *Astrophys. J.* – Vol. 616, № 1. – P. 192 – 198.
65. Cooper M. C., Newman J. A., Croton D. J. et al. The DEEP2 Galaxy Redshift Survey: the relationship between galaxy properties and environment at  $z \sim 1$  // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 370, № 1. – P. 198 – 212.
66. Helson S. F., Ponman T. J. The morphology-density relation in X-ray bright galaxy groups // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 339, № 2. – P. L29–L32.
67. Brinchmann J., Charlot S., White S. D. et al. The physical properties of star forming galaxies in the low redshift universe // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – Vol. 351, № 4. – P. 1151 – 1179.
68. Kauffmann G., White S. D. M., Heckman T. M. et al. The environmental dependence of the relations between stellar mass, structure, star formation and nuclear activity in galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2004. – Vol. 353, № 3. – P. 713 – 731.
69. Postman M., Geller M. J. The morphology-density relation – The group connection // *Astrophys. J.* – 1984. – Vol. 281, № 1. – P. 95 – 99.
70. Zabludoff A. I., Mulchaey J. S. Hierarchical evolution in poor groups of galaxies // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 498, № 1. – P. L5 – L8.
71. Tovmassian H., Pilonis M., Torres-Papequi J. P. Physical properties of Hickson compact groups and of the loose groups within which they are embedded // *Astro-ph* 0605144 (електронна адреса архіву: [xxx.lanl.gov/astro-ph/](http://xxx.lanl.gov/astro-ph/)).
72. Hickson P. Compact groups of galaxies // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* – 1997. – Vol. 35. – P. 357 – 388.
73. Hunsberger S. D., Charlton J. C., Zaritski D. The luminosity function of galaxies in the compact group // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 505, № 2. – P. 536 – 557.
74. Mezzetti M., Pisani A., Gluricin G., Mardirossian F. Galaxy groups: virial quantities and galaxy population // *Astron. Astrophys.* – 1985. – Vol. 143, № 1. – P. 188 – 193.
75. Киселева Л. Г., Орлов В. В. Конфигурационные характеристики моделированных и наблюдаемых триплетов галактик // Сообщ. CAO. – 1989. – № 60. – С. 23 – 28.
76. Dominguez M., Zandivarez A., Martinez H. J. et al. Galaxy groups in the 2dF galaxy redshift survey: galaxy spectral type segregation in groups // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 335, № 3. – P. 825 – 830.
77. Martinez H. J., Zandivarez A., Dominguez M. et al. Galaxy groups in the 2dF galaxy redshift survey: effects of environment on star formation // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 333, № 2. – P. L31 – L34.
78. Einasto M., Einasto J., Muller V. et al. Environmental enhancement of loose groups around rich clusters of galaxies // *Astron. Astrophys.* – 2003. – Vol. 401, № 3. – P. 851 – 862.
79. Girardi M., Mardirossian F., Marinoni C. et al. Galaxies in groups and field environments: a comparison of optical – NIR luminosities and colors // *Astron. Astrophys.* – 2003. – Vol. 410, № 2. – P. 461 – 470.
80. Matsuda T., Shima E. Topology of the supercluster-void structure // *Prog. Theo. Phys.* – 1984. – Vol. 71. – P. 205 – 211.
81. Воронцов-Вельяминов Б. А. Взаимодействия галактик и природа их ветвей, перемычек и хвостов. Морфология галактик // Астрон. журн. – 1958. – Т. 35. – С. 858 – 864.
82. Каракенцев И. Д. Двойные галактики. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. – 1987. – 248 с.
83. Arp H. Atlas of peculiar galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1966. – Vol. 14, № 1. – P. 1 – 85.
84. Каракенцева В. Е. Каталог изолированных галактик // Сообщ. CAO. – 1973. – № 8. – С. 3 – 72.
85. Stoll D., Tiersch H., Cordis L. Catalogue of Shakhbazian compact groups of galaxies. X // *Astron. Nachr.* – 1997. – Vol. 3, № 3. – P. 149 – 162.
86. Lee B. C., Allam S. S., Tucker D. L. et al. A catalog of compact groups of galaxies in the SDSS commissioning data // *Astron. J.* – 2004. – Vol. 127. – P. 1811 – 1859.
87. Zasov A. V., Arkhipova V. P. Vorontsov-Velyaminov' nests: what are they? // *ASP Confer. Ser.* – 2000. – Vol. 209. – P. 126 – 131.
88. Аносова Ж. П., Иванов А. В., Киселева Л. Г. и др. Конфигурации триплетов галактик // Астрон. журн. – 1993. – Т. 70, № 5. – С. 943 – 952.
89. Chemin A. D., Ivanov A. V., Trofimov A. V., Mikkola S. Configurations and morphology of triple galaxies: evidence for dark matter? // *Astron. Astrophys.* – 1994. – Vol. 281. – P. 685 – 690.
90. de Oliveira C. M., Hickson P. Morphology of galaxies in compact groups // *Astrophys. J.* – 1994. – Vol. 427, № 1. – P. 684 – 695.
91. Aceves H. Dynamical evolution of triplets of galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 326, № 4. – P. 1412 – 1422.
92. Diaferio A., Geller M. J., Ramella M. The formation of compact groups of galaxies. I. Optical properties // *Astron. J.* – 1994. – Vol. 107, № 3. – P. 868 – 879.
93. Barnes J. E. Evolution of compact groups and the formation of elliptical galaxies // *Nature*. – 1989. – Vol. 338. – P. 123 – 126.
94. Zheng J.-Q., Velttonen M., Chemin A. D. Computer simulations of interacting galaxies in compact groups and the observed properties of triple galaxies // *Astron. J.* – 1993. – Vol. 106, № 6. – P. 2047 – 2053.
95. Rood J. H., Struble M. F. Spatial coincidence between a number of Hickson groups // *Publications of the Astron. Soc. of the Pac.* – 1994. – Vol. 106. – P. 413 – 418.
96. Andernach H., Coziol R. The relation of compact groups of galaxies with larger-scale structures // *ASP Conf. Ser.* – 2005. – Vol. 329. – P. 67 – 76.
97. Чернин А. Д., Трофимов А. В., Иванов А. В. Статистика конфигураций и распределение скрытой массы в триплетах галактик // Астрон. цирк. – 1989. – № 1540. – С. 3 – 4.
98. Coziol R., Brinks E., Bravo-Alfaro H. The relation activity and the dynamics of compact groups of galaxies // *Astron. J.* – 2004. – Vol. 128, № 1. – P. 68 – 88.
99. Мельник О. В., Вавилова И. Б. Триплеты галактик Местного сверхскопления. З. Конфигурационные свойства // Кинематика и физика небес. тел. – 2006. – Т. 22, № 5. – С. 422 – 431.
100. Athanassoula E., Makolo J., Bosma A. Evolution of compact groups of galaxies. I. Merging rates // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1997. – Vol. 285. – P. 825 – 838.
101. Киселева Л. Г., Чернин А. Д. Динамика малых систем галактик // Сообщ. CAO. – 1989. – № 60. – С. 5 – 22.
102. Mulchaey J. S., Davis D. S., Mushotzky R. F., Burstein D. An X-ray atlas of groups of galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2003. – Vol. 145, № 1. – P. 39 – 64.
103. Da Rocha C., de Oliveira C. M., Ziegler B. L. Intra-group light in Hickson compact groups // *EAS Publications Series*. – 2006. – Vol. 20. – P. 273 – 274.
104. O'Sullivan E., Forbes D. A., Ponman T. J. The X-ray emission in post-merger ellipticals // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 324. – P. 420 – 426.
105. Аносова Ж. П., Киселева Л. Г., Орлов В. В., Чернин А. Д. О динамических оценках масс малых групп галактик // Астрон. журн. – 1991. – Т. 68, № 3. – С. 449 – 455.
106. Каракенцев И. Д., Каракенцева В. Е., Лебедев В. С. Триплеты галактик и проблема скрытой массы // Изв. CAO. – 1989. – Т. 27. – С. 67 – 82.
107. Аносова Ж. П., Киселева Л. Г., Орлов В. В., Чернин А. Д. Скрытая масса в триплетах галактик // Астрон. журн. – 1992. – Т. 69, № 3. – С. 461 – 468.
108. Chemin A. D., Mikkola S. Computer statistics for three-body systems and mass determination in triplets of galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1991. – Vol. 253, № 1. – P. 153 – 159.
109. Вавилова И. Б., Каракенцева В. Е., Макаров И. Д., Мельник О. В. Триплеты галактик Местного сверхскопления. I. Кинематические и вириальные свойства // Кинематика и физика небес. тел. – 2005. – Т. 21, № 1. – С. 3 – 20.
110. Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen nebeln // *Helvetica Physica Acta*. – 1933. – Vol. 6. – P. 110 – 127.
111. Каракенцев И. Д. Отношение вириальной массы к светимости и нестационарность различных систем галактик // Астрофизика. – 1966. – Т. 2, № 1. – С. 81 – 99.
112. Ostriker J. P., Peebles P. J. E., Yahil A. The size and mass of galaxies, and the mass of the Universe // *Astrophys. J.* – 1974. – Vol. 193. – P. L1 – L4.
113. Freeman K. C. On the disks of spiral and S0 galaxies // *Astrophys. J.* – 1970. – Vol. 160. – P. 811 – 830.
114. Giraudeau E. Dark matter distribution in low-density spiral and dwarf galaxies // *Astron. J.* – 1998. – Vol. 116. – P. 2177 – 2190.
115. Faber S. M., Lin D. N. C. Is there nonluminous matter in dwarf spheroidal galaxies // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 266, № 1. – P. L17 – L20.
116. Milgrom M. The shape of "dark matter" haloes of disc galaxies according to MOND // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 326, № 4. – P. 1261 – 1264.

117. Girardi M., Manzetti P., Mezzetti M. et al. Observational mass-to-light ratio of galaxy systems: from poor groups to rich clusters // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 569, № 2. – P. 720 – 741.
118. Tully R. B., Rizzi L., Dolphin A. E. et al. Associations of dwarf galaxies // *Astron. J.* – 2008. – Vol. 132, № 2. – P. 729 – 748.
119. Мельник О. В. Фізичні властивості малонаселених груп галактик Місцевого надскупчення: Дис. канд. фіз.-мат. наук: – Київ. – 2007. – 147 с.
120. Onof V. V., Petrova A. P., Tarantaev V.G. The intrinsic shapes of galaxy groups // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 325. – P. 133 – 137.
121. Pilonis M., Basilakos S., Tovmassian H. M. The shape of poor groups of galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2004. – Vol. 352, № 4. – P. 1323 – 1328.
122. Rood H. J. The average ellipticity of groups of galaxies // *Astrophys. J.* – 1979. – Vol. 233. – P. 21 – 22.
123. Pilonis M., Basilakos S. The cluster substructure-alignment connection // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 329, № 2. – P. L47 – L51.

Надійшла до редколегії 29.03.07

УДК 520.8

С. Хміль

## АПРОКСИМАЦІЯ ФУНКІЇ РОЗСІЮВАННЯ ТОЧКИ ТА ТЕОРЕМА ВИБІРКИ

Представлено метод апроксимації функції розсіювання точки, який випливає з теореми вибірки. Ми формулюємо умови застосування цього методу і в якості прикладів розглядаємо профілі Гаусса та Моффата. Список обговорюються застосування при обробці астрономічних зображень.

*A point-spread function approximation method that follows from the sampling theorem is presented. We formulate conditions of applicability of this method and consider the Gauss and Moffat profiles as examples. Applications to astronomical image processing are discussed in brief.*

**Вступ.** Функція розсіювання точки (далі скорочено ФРТ) описує відгук астрономічного інструменту на сигнал від точкового джерела (див., наприклад, [1]). Через ефекти дифракції, оптичні вади інструменту та вплив атмосфери зображення точкового джерела (наприклад, далекої зорі) має вигляд плями, а зображення протяжних об'єктів стають розмитими, втрачаючи деталі. Тому знання ФРТ конче потрібне для відновлення астрономічних зображень. Проте, як правило, профіль ФРТ відомий лише чисельно, наприклад за результатами фотометрії опорної зорі. У деяких випадках інформація про ФРТ обмежена знанням діаметра кружка розсіювання (тобто діаметра зображення точкового джерела), і тоді профіль ФРТ визначається або за допомогою штучних прийомів, або одночасно з реконструкцією зображення за тією чи іншою ітераційною схемою (так звана спіла деконволюція зображення). Таким чином, якщо ми хочемо отримати надійну реконструкцію зображення, необхідно використовувати коректну апроксимацію профілю ФРТ, що дозволило б не тільки обчислювати значення ФРТ, але й виконувати певні операції, наприклад чисельне диференціювання або варіювання, коли йдеся про визначення всліду профілю ФРТ. Якщо згадати, що типове астрономічне зображення, отримане за допомогою приладу із зарядовим зв'язком, нараховує тисячі, навіть мільйони елементів (які називають пікселями), питання про доцільність та оптимізацію обчислень виглядає цілком слушним.

У цій роботі розглянуто метод апроксимації ФРТ, заснований на теоремі вибірки. Спочатку ми вводимо необхідні позначення, формулюємо цю теорему і наводимо загальні міркування стосовно методу апроксимації ФРТ, що випливає з теореми. Далі розглядаємо конкретні приклади апроксимації стандартних профілів, якими є профілі Гаусса та Моффата. В кінці роботи ми підбиваємо підсумки і даємо деякі практичні рекомендації.

Заради спрощення викладу розглянемо одновимірний випадок. В астрономічній практиці профіль ФРТ  $f(x)$  за формою подібний до функції Гаусса, тобто він має максимум при  $x = 0$  і досить швидко спадає до нуля при зростанні  $|x|$ . Зауважимо, що у загальному випадку профіль може бути несиметричним. Звичайно ФРТ нормуються відповідно до умови

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1.$$

Вважаємо, що при наближених обчисленнях значення ФРТ задані дискретно у точках  $x_k = k\Delta$  ( $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N$ ), де  $\Delta$  – інтервал вибірки, а  $N = X/\Delta$ , так що величина  $X$  визначає межу вибірки. З математичною точки зору задача полягає в тому, щоб обрати оптимальні значення величин  $\Delta$  та  $X$  і надійну схему інтерполяції.

**Теорема вибірки та її наслідки.** Зміст цієї теореми, яку також називають теоремою відліків, такий [2, с. 69]: якщо функція  $f(x)$  є квадратично інтегрованою і має відмінний від нуля спектр Фур'є лише у скінченому інтервалі частот

$$|v| \leq v_0 = 1/(2\Delta), \quad (1)$$

тоді така функція повністю визначається своїми значеннями в точках  $x_k = k\Delta$ , а саме

$$f(x) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} f(x_k) \operatorname{sinc}\left(\frac{x}{\Delta} - k\right), \quad (2)$$

де  $\operatorname{sinc} x \equiv \sin \pi x / \pi x$  – відома функція, яка широко використовується в теорії інформації.

Важливо зазначити, що навіть коли функція  $f(x)$  не задовільняє умовам теореми, у багатьох важливих випад-

ках рівність (2) виконується наближено, і її можна використовувати як джерело отримання гарних апроксимацій (див. обговорення в [7]). Так, наприклад, якщо функція  $f(x)$  має спектр Фур'є, який достатньо швидко спадає до нуля при великих за абсолютною величиною значеннях частоти, тоді спектр можна обрізати при частотах, більших за деяку обрану граничну частоту  $v_0$ , і, відповідно до умови (1), визначити інтервал вибірки  $\Delta$  як  $\Delta = 1/(2v_0)$ .

Тепер використаємо цю ідею до розв'язання поставленої задачі й сформулюємо умову вибору  $v_0$  та  $\Delta$  більш конкретно. Нехай ФРТ  $f(x)$  має спектр Фур'є  $\hat{f}(v)$  такий, що при великих  $|v|$  він спадає за абсолютною величиною не прше, ніж експоненціальна функція  $\exp(-\lambda|v|^n)$  при додатних  $\lambda$  і  $n$ . Ця умова є досить загальною і, як ми побачимо нижче, справедлива для профілів ФРТ, що застосовуються в астрономії. Нехай  $\varepsilon$  – задана мала величина. Тоді розумно визначити інтервал вибірки  $\Delta$  умовою, щоб значення образу Фур'є при граничній частоті вибірки (її ще називають частотою Найквіста)  $v_0 = 1/(2\Delta)$  складало малу частину від його значення при нульовій частоті  $\hat{f}(0)$ , де  $\hat{f}(v)$  звичайно має максимум:

$$\hat{f}(1/2\Delta) = \varepsilon \hat{f}(0). \quad (3)$$

Вибір значення  $\varepsilon$  залежить від відношення сигналу до шуму для даного зображення; у більшості випадків достатньо покласти  $\varepsilon = 0.001$ .

Залишилося визначити межу вибірки  $X$ . Оскільки ФРТ починає монотонно спадати при віддаленні від центрального максимального значення  $\hat{f}(0)$ , аналогічно до умови (3) можна покласти

$$f(X) = \delta f(0), \quad (4)$$

де  $\delta$  – інша мала величина, яку можна обрати, наприклад, рівною 0.01. Після цього залишається визначити  $N$  як мінімальне ціле, що перевищує відношення  $X/\Delta$ :

$$N = \lceil X/\Delta \rceil + 1. \quad (5)$$

Нехтуючи членами ряду (2) при  $|k| > N$ , у підсумку ми отримаємо таке наближення ФРТ:

$$f(x) \approx \sum_{k=-N}^N f(k\Delta) \operatorname{sinc}\left(\frac{x}{\Delta} - k\right). \quad (6)$$

Формула (6) у певному сенсі є узагальненням класичної інтерполяційної формули Лагранжа, оскільки функція  $\operatorname{sinc} x$  фактично є інтерполяційним поліномом Лагранжа для нескінченного числа вузлів. У випадку несиметричного профілю узагальнення наших міркувань очевидне.

Тепер перейдемо до ілюстративних застосувань апроксимаційної схеми, викладеної вище, до двох аналітичних ФРТ, які найбільш часто вживаються в астрономії.

**ФРТ Гауса та Моффата.** Перший приклад – це ФРТ Гауса, яка характеризується вузькими крилами і має відоме аналітичне представлення

$$f_G(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad (7)$$

де  $\sigma$  – додатний параметр, пов'язаний із шириною профілю ФРТ. На практиці якість зображення звичайно характеризують іншою величиною, а саме повною шириною на рівні половини максимуму  $W$ . Легко показати, що у випадку профілю Гауса

$$W_G = \sigma \sqrt{\ln 256}. \quad (8)$$

Оскільки ця ФРТ має образ Фур'є  $\hat{f}_G(v) = \exp(-2\pi^2 \sigma^2 v^2)$ , який знову ж таки є профілем Гауса і експоненціально спадає із зростанням частоти, наведені вище умови апроксимації справджаються. Застосовуючи формули (3) і (8), отримуємо такий зв'язок між інтервалом вибірки  $\Delta_G$  і повною шириною на рівні половини максимуму  $W_G$ :

$$\Delta_G = \frac{\pi}{\sqrt{2 \ln(1/\varepsilon) \ln 256}} W_G. \quad (9)$$

Якщо покласти  $\varepsilon = 0.001$ , тоді  $\Delta_G = 0.359 W_G$ .

Що стосується межі вибірки  $X_G$ , неважко знайти, використовуючи (4), (7) і (8), що

$$X_G = \frac{1}{2} W_G \sqrt{\ln(1/\delta) \ln 2}. \quad (10)$$

За цією формулою при  $\delta = 0.01$  маємо  $X_G = 1.289 W_G$ .

Таким чином, у нашому розпорядженні є все необхідне для наближеного обчислення профілю ФРТ Гауса, але ми

не будемо наводити відповідні графіки, оскільки в масштабі рисунка точний і наближений профілі фактично співпадають, що свідчить про високу якість апроксимації.

Характерною рисою профілю Гауса є вузькі крила. Проте коли приймачем сигналу є фотомульсія або прилад із зарядовим зв'язком (ПЗЗ-матриця), профіль ФРТ часто має досить широкі крила. У такому випадку замість профілю Гауса використовують ФРТ Моффата [6], яка спадає за степеневим законом:

$$f_M(x) = A \left( 1 + \frac{x^2}{a^2} \right)^{-\beta}. \quad (11)$$

Тут  $A$  – нормуюча стала,  $a$  – параметр ширини профілю, показник степеню  $\beta$  звичайно лежить у межах  $2 < \beta < 4$  (для приладів із зарядовим зв'язком найбільше вживане значення  $\beta = 2.5$ , яке прийнято за умовчанням у відомому пакеті обробки зображень IRAF [4]). Варто зауважити, що профіль Моффата (11) зводиться до профілю Гауса (7), якщо покласти  $a = \sigma \sqrt{2\beta}$  і перейти до границі  $\beta \rightarrow \infty$ .

Образ Фур'є ФРТ Моффата має аналітичне представлення лише при цілих значеннях показника  $\beta$ , а саме  $\hat{f}_M(v) = P_{\beta-1}(z) \exp(-z)$ , де  $P_{\beta-1}(z)$  – поліном степеню  $\beta - 1$ ,  $z = 2\pi a |v|$ . Отже, незважаючи на степеневий характер профілю Моффата, умови застосування нашого наближення виконані. На жаль, у випадку профілю Моффата не існує аналітичної залежності між інтервалом вибірки  $\Delta_M$  і повною шириною на рівні половини максимуму  $W_M$ , як це мало місце для профілю Гауса. При  $\epsilon = 0.001$  відношення  $\Delta_M/W_M$  має такі чисельні значення при різних значеннях показника  $\beta$ , вказаних у дужках: 0.227 (1.0), 0.264 (2.0), 0.275 (2.5), 0.284 (3.0), 0.297 (4.0).

Щодо межі вибірки  $X_M$ , її можна розрахувати за формулою:

$$X_M = \frac{1}{2} W_M \sqrt{(\delta^{-1/\beta} - 1)/(2^{1/\beta} - 1)}. \quad (12)$$

Наприклад, при  $\delta = 0.01$  і  $\beta = 2.5$  рівність (12) дає  $X_M = 2.038 W_M$ .

З викладеного випливає, і це можна було передбачити заздалегідь, що наявність широких крил призводить до зменшення інтервалу вибірки і до зростання її меж, тобто апроксимація профілю Моффата потребує більшого числа вузлів інтерполяції й більше обчислень, ніж апроксимація профілю Гауса. Проте і в цьому випадку якість наближення також висока, тобто практично неможливо на око розрізнити точний і наближений профілі ФРТ.

**Обговорення та висновки.** Наведені вище ілюстративні приклади апроксимації функції розсіювання точки з використанням теореми вибірки показують, що такий підхід дозволяє обчислювати значення ФРТ з високою точністю. Проте недоліком такої апроксимації є те, що при обробці зображень обчислення функції  $\text{sinc } x$  потребують помітних витрат комп'ютерного часу. Якщо профіль ФРТ відомий заздалегідь, можна спочатку, знаючи його повну ширину на рівні половини максимуму  $W$ , оптимально обрати інтервал вибірки і межу вибірки, причому для ФРТ з вузькими крилами використовувати оцінки цих величин, отримані нами для ФРТ Гауса, а для ФРТ з широкими крилами – оцінки для ФРТ Моффата. Після цього в якості інтерполятора можна обрати кубічні сплайні, інтерполяційні поліноми Лагранжа тощо, хоча, як показує досвід автора, такий вибір може погіршити точність апроксимації.

Якщо ж ФРТ заздалегідь не відома, тоді відновлення зображення відбувається всліду в тому сенсі, що ФРТ має бути визначена одночасно з обробкою зображення за тією чи іншою ітераційною схемою. В цьому випадку інтерполяція ФРТ за допомогою функції  $\text{sinc } x$  має неабиякі переваги. Прикладом відповідної ітераційної схеми може бути розроблений нами алгоритм екстракції спектрів, що перекриваються, оснований на методі максимальної ентропії [5]. Цей алгоритм був успішно застосований до розділення спектрів зображень квазарів у гравітаційних лінзах [3, 8]. При роботі алгоритму основні витрати часу пов'язані з обчисленням обернених матриць, а також функції  $\text{sinc } x$  та її похідних. Оскільки розмір типової спектрограми складає приблизно  $1000 \times 50$  пікселів, витрати комп'ютерного часу не такі вже й великі і звичайно не перевищують кілька десятків хв.

У випадку великих зображень ( $1000 \times 1000$  пікселів і більше) використання запропонованої апроксимації ФРТ може значно сповільнити процес опрацювання зображення. Одним із можливих розв'язків цієї проблеми певно є використання швидкої sinc-інтерполяції, що базується на швидкому перетворенні Фур'є ([9] і подані там посилання), але ми не мали практичного досвіду роботи з цим алгоритмом.

1. Бейтс Р., Мак-Доннелл М. Восстановление и реконструкция изображений. – М.: Мир, 1989. – 336 с.
2. Перина Я. Когерентность света. – М.: Мир, 1974. – 387 с.
3. Claeskens J.-F., Khmll S. V., Lee D.-W. et al. HST and ground-based observations of the gravitational lens system Q1009-0252 A & B // Astron. Astrophys. – 2001. – Vol. 367. – № 3. – P. 748–758.
4. <http://iraf.noao.edu/>
5. Khmll S. V., Surdej J. Optimal extraction of multiple overlapping spectra using a maximum entropy algorithm // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 387. – № 1. – P. 347–355.
6. Moffat A. F. G. A theoretical investigation of focal stellar images in the photographic emulsion and application to photographic photometry // Astron. Astrophys. – 1969. – Vol. 3. – № 2. – P. 455–461.
7. Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P. Numerical Recipes in C. – Cambridge Univ. Press, 1997. – 994 p.
8. Sluse D., Surdej J., Claeskens J.-F. et al. A quadruply imaged quasar with an optical Einstein ring candidate: 1RXS J113155.4-123155 // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 406. – № 2. – P. L43–L46.
9. Yaroslavsky L. P. Efficient algorithm for discrete sinc-interpolation // Applied Optics. – 1997. – Vol. 36. – № 2. – P. 460–463.

УДК 550.388.2; 523.683

С. Мусатенко, Ю. Мусатенко, Л. Мусатенко, Є. Курочка, А. Ласточкин, В. Чолій, О. Сліпченко

## РАДІОШУМИ ЗАПИЛЕНОЇ ІОНОСФЕРНОЇ ПЛАЗМИ ПІД ЧАС МЕТЕОРНИХ ПОТОКІВ

Під час спостереження метеорних потоків Персеїди 1999 р., 2000 р., 2003 р., Оріоніди 2000 р., Леоніди 2000 р., 2003 р., Гемініди 2000 р., а також в червні 2001 р. та 2003 р. на фоні радіошумів іоносфери була зареєстрована в області від 20 до 60 Гц стійка лінія. Нижче вона інтерпретується як плазмова пилова лінія, яка утворюється зарядженими пиловими частинками в іоносфері Землі на висотах від 70 до 120 км. Частота її коливається в межах 12–60 Гц в залежності від активності джерел іонізації іоносфери, часу доби та локальних характеристик метеорного потоку. Ширина лінії складає 2–3 Гц, можуть спостерігатись сателіти.

*During observations of the meteoric showers, in particular, Perseids 1999, 2000, 2003 years, Orionids 2000 year, Leonids 2000, 2003 years, Geminids 2000 year, in June 2001 and 2003 years, the steady line was registered in the ionosphere radio noise background. This line is interpreted as dusty plasma line caused by electrically charged dusty particles existing in the Earth's ionosphere at altitude from 70 to 120 km. The line frequency fluctuates in range 12–60 Hz depending on the ionosphere ionization origin activity, day time and meteoric shower local characteristics. The line width is 2–3 Hz. Satellites could be observed sometimes.*

**Вступ.** Найбільш потужним джерелом пилу в навколоzemному космічному просторі є викиди з ядер короткоперіодичних комет, на долю яких приходиться від 90% до 99% пилової метеорної складової [6, 7]. Концентрація пилу в земній атмосфері значно збільшується під час метеорних потоків. В навколоzemному просторі пилову складову досліджували оптичними методами, радіолокацією метеорних спідів, з космічних апаратів [6, 7]. В більшості досліджень обставина, що частково іонізована плазма іоносфери є запиленою, не приймалась до уваги, та розглядались окремо пилова складова [3, 6, 7] та іоносферна плазма [5, 14]. Але тільки завдяки присутності пилових заряджених частинок у плазмі можуть з'являтись резонансні частоти типу пилових коливань, пилового звуку, які знаходяться в герцовому діапазоні [19]. Для наземних досліджень флюктуацій та викидів радіошумів іоносферної плазми були розроблені та виготовлені радіотелескопи та радіометри з низьким рівнем власних шумів та відповідне програмне забезпечення [9].

У 1999 р. в ніч з 11 на 12 серпня (під час метеорного потоку Персеїд) в флюктуаціях радіошумів іоносфери на  $\lambda = 2 \text{ м}$  [10] в метровому діапазоні була виявлена інтенсивна лінія випромінювання шириною біля 1–1.5 Гц в області частот біля 28–33 Гц. Подальші вимірювання показали, що частота цієї лінії випромінювання змінюється в діапазоні від 22 до 60 Гц. Походження лінії та її зв'язок з появою пилу в іоносфері під час метеорних потоків стали зрозумілими після розгляду багатьох інших джерел випромінювання: наводок, завад та проведення серії вимірювань тривалістю більш ніж 2500 год [11].

Існування пилової лінії вказує на те, що пилинки мають електричний заряд, та пилова плазмова компонента в атмосфері Землі може вносити суттєвий внесок в радіошуми іоносфери. Для підтвердження цього нами були проведенні вимірювання радіошумів в метровому діапазоні під час метеорних потоків в 2000, 2001, 2003 рр. та були повторно оброблені дані вимірювань в дециметровому діапазоні в 1975–77 рр. Вимірювання підтвердили висновок про зв'язок між появою лінії та метеорними потоками.

**Методика обробки результатів вимірювань.** Обробка даних вимірювань (більш ніж 2500 год) включала розрахунок спектрів Фур'є, їх аналіз, повторні розрахунки для підтвердження стійкості спектрального піку на даній частоті, біжучого розрахунку спектрів вздовж всього часового масиву з різним часовим розрізненням від  $2^8$  до  $2^{16}$ . Найбільш інформативними виявилися динамічні спектри часових масивів в координатах: час – частота – амплітуда (яскравість). Оскільки метод Фур'є має низьку роздільність по частоті, то були зроблені розрахунки спектру методом максимальної ентропії (ММЕ). Цей метод є нелінійним, його спектри мають велику роздільність по частоті, гострі спектральні піки. Внаслідок нелінійності він дуже чутливий до слабких складових сигналу. Недоліком методу є невірне співвідношення між спектральними піками. Це означає, що співвідношення між спектральними піками не відображає співвідношення між реальними складовими в вихідному сигналі. Тому метод комбінується з методом найменших квадратів для уточнення амплітуд.

Подальша обробка та інтерпретація результатів проводилася в припущені плазмового пилового механізму утворення даної лінії, хоча конкретні умови її утворення є не зовсім ясними в багатьох аспектах, тому що хімічний склад, розміри, заряд та температура пилових часток невідомі. Але отримана зі спостережень флюктуаційна радіошумова лінія, при реєстрації її з високим часовим розділенням (частота дискретизації 200 Гц), корелює з метеорними потоками та дає інформацію про динаміку плазмових пилових утворень в іоносфері, про походження пилу в атмосфері Землі під час метеорних потоків. Також цей метод дозволяє проводити вимірювання характеристик лінії під час метеорних потоків 1999–2003 рр.

**Персеїди.** Під час потоку Персеїд–1999 12.08.1999 р. лінія з частотою біля 28 Гц була вперше знайдена в флюктуаціях радіошумів. В їх спектрах лінія проявлялась як стійкий максимум, який, на відміну від інших складових, плавно змінював свою частоту та амплітуду. В нього з'являлися та зникали сателіти. Цим він відрізнявся від наведень мережі 50 Гц та субгармонікі 25 Гц, які не змінювали своєї частоти. Поведінка лінії за період з 00 до 05 год місцевого часу 12.08.1999 р. показана на динамічному спектрі (рис. 1). Звідси видно, що її частота змінювалася від 22 Гц до 50 Гц (частота Найквіста) та вище. Складна форма поведінки лінії могла бути пов'язана з неоднорідностями потоку пилу, особливостей дроблення метеорів, хімічного складу, механічних характеристик пилу, проявами сонячної активності, наприклад, сонячних рентгенівських спалахів, проходженням термінатора, та іншими причинами. Тривалість існування лінії могла визначатись неперервною дією джерела пилу або зависанням пилу на певній висоті. При вимірюванні радіошумів під час Персеїд–2000 лінія не була знайдена. Це могло бути внаслідок високого рівня сонячної та геомагнітної активності або тому, що сам потік як джерело пилових частинок, був слабким. Потік Персеїд–2003

спостерігався в більш спокійних геліогеофізичних умовах з 11 по 18 серпня цілодобово. Лінія була зареєстрована 12, 13, 15, 16 серпня, з максимальною тривалістю 13 серпня. Частота лінії змінювалась мало, в межах 23–28 Гц, флюктуації частоти теж були слабкими. Лінія з'являлась на динамічному спектрі по 5–10 хв окремими фрагментами, що може свідчити про неоднорідність потоку пилової плазми в діаграмі спрямованості радіотелескопу.

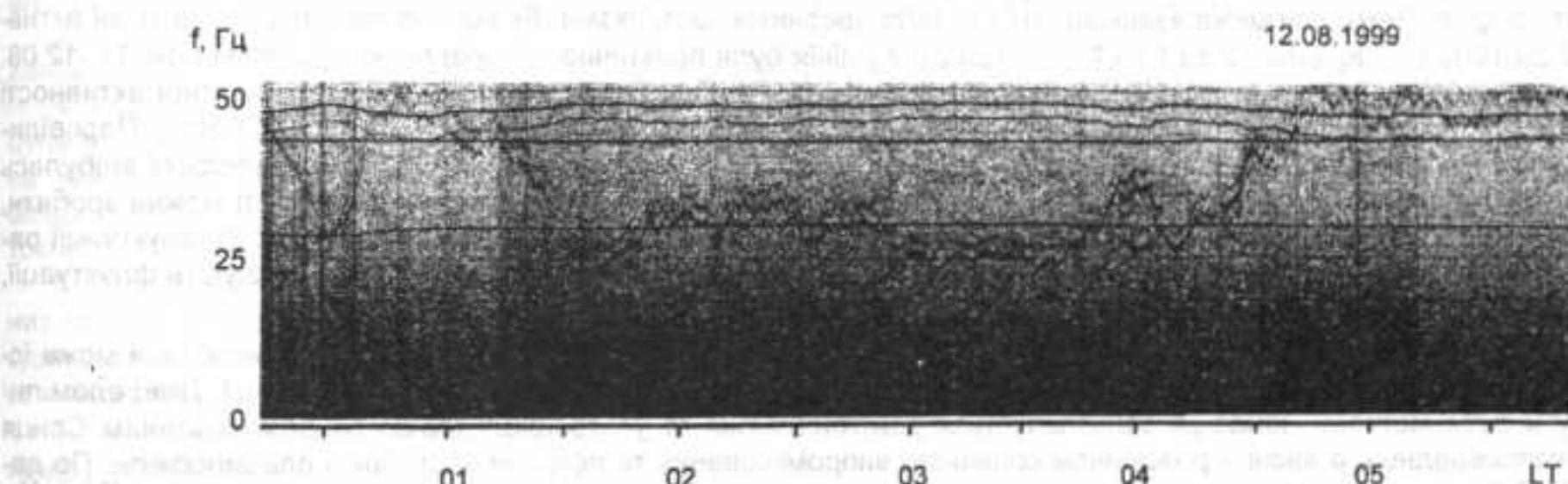


Рис. 1. Динамічний Фур'є-спектр радіошумів іоносфери 11–12 серпня 1999 р. Прямі лінії на постійній частоті – наводки мережі 50 Гц та її субгармоніка 25 Гц. Лінія зі змінною частотою – пилова плазмова компонента шуму іоносфери

**Оріоніди.** Потік Оріоніди–2000 був слабким, але була зареєстрована аномально низька частота лінії біля 12–16 Гц. У 2003 р. радіоспостережень не було.

**Леоніди.** Лінія, під час потоку Леоніди–2000, реєструвалась 16–19 листопада в діапазоні 12–43 Гц. Інтенсивність та частота лінії змінювались з періодом в декілька хвилин, при цьому спостерігався плавний дрейф від високих частот до низьких та назад з середньою швидкістю біля 1 Гц за хв протягом десятків хвилин. Поблизу максимуму потоку (16.11.2000 р.) лінія реєструвалась протягом декількох годин. Під час потоку Леоніди–2003 (спостереження з 14 по 21.11.2003 р.) можна було прослідкувати нічний максимум, але він був розмитий порівняно з 2000 р., також лінія реєструвалась вдень. Коливання частоти були в межах 16–18 Гц, лінія з'являлась окремими фрагментами на 10–20 хв, але неперервної появи на декілька годин не відмічалось. Це, можливо, визначалось слабкістю та неоднорідністю потоку Леоніди – 2003 порівняно з 2000 р.

**Червневий метеорний потік.** Пилова лінія в червні 2001 р. була зареєстрована під час спостережень магніто-спряжених ефектів сонячного затемнення 21 червня 2001 р. [12]. Відсутність постійного метеорного потоку [1] було причиною додаткових досліджень апаратурних ефектів та їх впливу на радіошуми. Але виявилось, що існує квазістійкий червневий метеорний потік, який неодноразово реєструвався [8] та підтверджився в вимірюваннях 2003 р. (рис. 2). Крім того, підвищена запиленість атмосфери могла бути пов'язана зі слабкими червневими метеорними потоками [15–18]. Спостереження в червні 2003 р. підтвердили присутність квазістійких потоків, при цьому лінія могла бути як сильною і чітко виділятись на фоні шумів, так і слабкою. Яскрава лінія свідчить, що швидкість проникнення частинок в іоносферу складала біля 70 км/с. Із спостережень видно, що можливий максимум потоку був 18–26 червня 2003 р. Ці результати можна пояснити існуванням пилу від комплексу комет Крейда, Марсдена, Крафта, Майера [2].

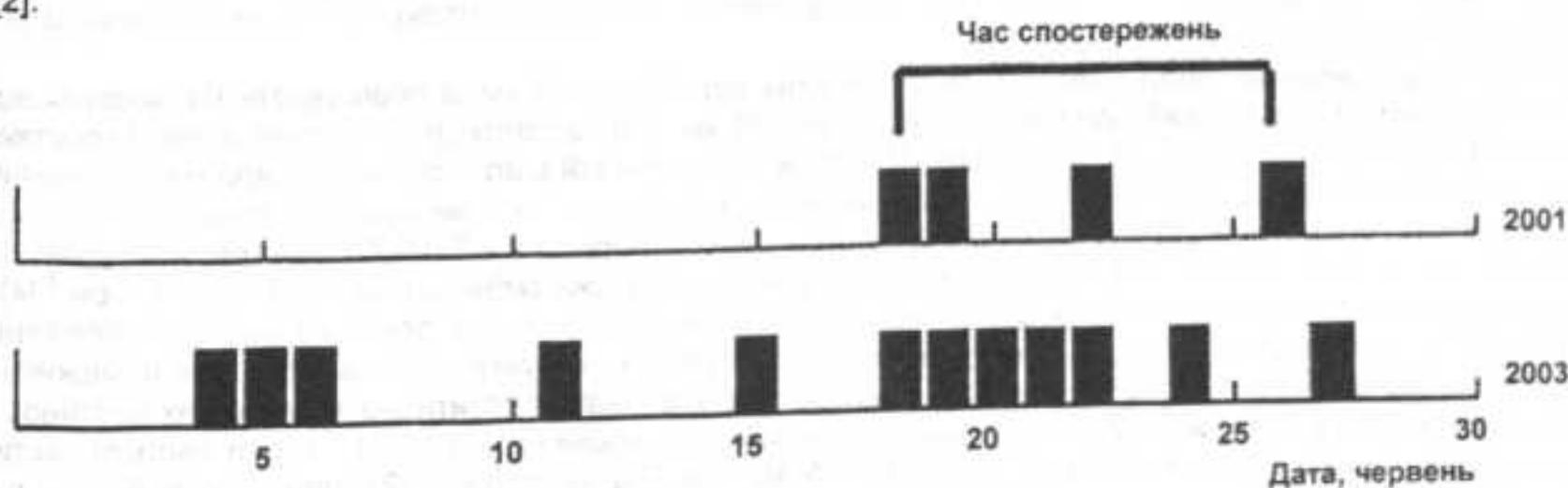


Рис. 2. Періоди (дати) появи пилової лінії під час квазістійких червневих потоків 2001 та 2003 рр.

**Гемініди.** Під час контрольних вимірювань експерименту „Дрейф“ в грудні 2000 р. [13] була зареєстрована слабка лінія під час потоку Гемініди, яка з'являлась на короткий час (біля 20 хв).

**Поява лінії під час метеорних потоків 1975–77 рр.** Неперервні вимірювання в дециметровому діапазоні проводились в 1975–77 рр. в періоди метеорних потоків Персеїди–1975, Персеїди–1976, Оріоніди–1976, Оріоніди–1977, Леоніди–1976. Це була епоха мінімуму сонячної активності, під час метеорних потоків мали місце слабкі геомагнітні збурення, тому вклад пилової складової міг значно виділятись над рівнем шумів. У всіх випадках, крім потоку Леоніди–1976, були зареєстровані тривалі слабкі зміни шуму іоносфери, які не відповідали спалаховим або геомагнітним збуренням та не мали ознак завад. Ці зміни мали такі характеристики: плавний початок (десяткі хвилин) та поверненням

нення до попереднього рівня за декілька хв; відсутність зв'язку зі спорадичними юносферними шарами. Внесок пилової складової на частоті 550 Гц не перевищував  $0.510^{-22}$  Вт/м Гц.

**Геліогеофізична активність та метеорна плазмова лінія.** На пилову плазмову компоненту має впливати геофізична обстановка: рентгенівські спалахи, проходження термінатора, рівень геомагнітної активності. Пил проходить через атмосферу Землі, де може взаємодіяти з магнітосферними частинками. Як відмічалось, під час низької активності 12.08.1999 р. ( $\Sigma K_p$  біля 12 та  $F_{10,7}$  біля 130 с.о.п.) лінія була практично неперервною протягом ночі 11–12.08. При цьому, лінія змінювала частоту в значних межах – до 35 Гц. При більш високому рівні геомагнітної активності зміни частоти лінії були слабші в межах 5–6 Гц (потоки Персеїди–2003, Леоніди–2003). Але під час потоку Персеїди–2000, коли була висока сонячна активність ( $\Sigma K_p$  більше 50 та  $F_{10,7} \sim 182$ –200 с.о.п.), та в магнітосфері відбулась геомагнітна буря, лінія не реєструвалась. Із співставлень появі лінії та геліогеомагнітної активності можна зробити, поки що, якісні висновки: 1) лінія реєструється при низьких геомагнітній та геофізичній активності; 2) флюктуації радиошуму юносфери під час високої геомагнітної активності нею ж і визначаються та значно перевищують флюктуації, обумовлені пиловою плазмою.

**Оцінки параметрів пилової плазми.** Будемо вважати отриману лінію пиловою плазмовою лінією, яка може існувати у випадку джерела пилу, який надходить з навколоzemного простору, та джерел його іонізації. Джерелом пилу можуть бути метеори, іонізація забезпечується рентгенівським та ультрафіолетовим випромінюванням Сонця вдень безпосередньо, а вночі – розсіянням сонячного випромінювання та потоком частинок з плазмосфери. По даних [3, 6, 7] Земля раз в місяць може потрапляти в достатньо густий метеорний потік. Частинки з масами  $10^{-11}$ – $10^{-14}$  г мають малий час життя в сонячній системі, тому не встигають досягти рівномірного розподілу в міжпланетному просторі і рухаються вигляді густих потоків. На це вказує також променева структура зодіакального світла.

Хоча літератури по теорії пилової плазми існує на даний час багато, але зробити надійні оцінки її параметрів, виходячи з даних спостережень поки що неможливо, оскільки частина параметрів задається з великою похибкою. Тому попередні оцінки були зроблені на основі формули для плазмової частоти  $\omega_{pl}^2 = 4\pi N_d (Z_d e)^2 / m_d$ , при таких припущеннях: частота лінії  $f$  відповідає плазмовій пиловій частоті  $\omega_{pl} = 2\pi f$ , заряд плазмової частинки  $Z_d = 1e$ , частинки є кулеподібні, концентрація їх складає  $N_d 10^2 \text{ см}^{-3}$ , густина пилової частинки складає  $0.7 \text{ г см}^{-3}$  [23]. Тоді радіус частинки буде складати для різних потоків від  $10^7$  см до  $3 \cdot 10^7$  см при мінімальній частоті лінії. Якщо вважати, що перехід до максимальної частоти відбувається за рахунок зміни заряду, то така зміна буде в межах  $1e$ – $4e$ , а за рахунок зміни концентрації при незмінних масі та радіусові пилинки, концентрація повинна зрости в 5–10 разів для різних потоків. Ясно, що ці оцінки є дуже приблизними і вимагають більш детального розгляду. Метеорні потоки не є однаковими та зміна частоти лінії може відбуватись не тільки внаслідок зміни заряду, а зміни маси, розміру, хімічного складу та інших причин.

**Обговорення результатів.** На даний час встановлено, що основним джерелом пилу в навколоzemному просторі є комети [2, 6, 7], а в атмосфері Землі – метеори. Критерій існування пилу як плазмової компоненти [19] виконується в юносфері з великим запасом. Відомо, що земній атмосferi існують пилові частинки різного походження, густини та розмірів [23, 24, 27]. Слід відзначити, що перші дані спостережень частинок мікронних розмірів під час потоку Леонід були отримані в 1959 р. на супутнику Vanguard III [20]. Під час метеорного потоку Леонід-1996 спостерігались частинки заліза, кальцію та калію в метеорних слідах [27], а спорадичні метеори теж привносять кальцій та калій в земну атмосферу [22]. В останній роботі отримано, що на висоті 80–100 км для калію концентрація частинок складає  $90$ – $360 \text{ см}^{-3}$ , кальцію  $50$ – $2700 \text{ см}^{-3}$ . На даний час пилова плазма знайдена в полярній та екваторіальній мезосфері [21, 23] в області температурного мінімуму.

Відомо, що спорадичні метеори з'являються на висотах від 129 до 75 км, а пропадають на висотах від 105 до 55 км [4, 6, 7]. В юносфері є стійкий шар пилу на висоті біля 85 км. Під час метеорних потоків значно зростає концентрація пилу на більш низьких висотах: шар Юнге –  $10$ – $25$  км, гіпотетичний шар –  $50$  км, ці шари мають значні варіації під час метеорних потоків. До того ж, форма і склад частинок дуже різні. Так, температура плавлення залізних метеорів при швидкості  $70 \text{ км/с}$  біля  $2800 \text{ К}$ , камінних щільних –  $2500 \text{ К}$ , пористих –  $2200 \text{ К}$ . Цим температурам відповідають висоти  $98$  км,  $111$  км,  $140$  км. Питома вага матеріалу частинок може змінюватись від  $0.7$  до  $7 \text{ г см}^{-3}$  [4]. Спектр форм частинок різних мас досліджений недостатньо. Кулеподібні частинки знайдені не у всіх спостереженнях, частіше реєструються частинки неправильної форми, які мають пухнасту структуру. Хоча більшість вимірювань вказують на негативні заряди частинок [19, 21, 24, 26], можливе також існування позитивно заряджених частинок. Виміряні за допомогою ракет характеристики пилу в нічний час виявилися такими [21, 23, 24]: заряд пилової частинки  $Z_d = -1e$ , концентрація  $N_d$  від  $10^3$  до  $4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ , радіус  $R_d \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ . Під час запуску [21] при освітлені шару пилу Сонцем були отримані такі параметри:  $Z_d = +80e$ ,  $N_d$  біля  $10^2 \text{ см}^{-3}$ ,  $R_d \sim 6 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ , позитивний заряд викликаний фотоіонізацією сонячним ультрафіолетовим випромінюванням. Якщо порахувати відповідні пилові плазмові частоти, прийнявши густину частинок рівною  $0.7 \text{ г см}^{-3}$ , то в нічний час випромінювання пилової складової має бути на частотах біля  $2 \text{ Гц}$  та  $11 \text{ Гц}$  для двох різних концентрацій, а в денний – біля  $9 \text{ Гц}$ .

Для експериментальної перевірки існування пилової лінії в юносфері можна використати штучні викиди аерозолів при запусках космічних апаратів. По оптических даних вони розділяються на короткотривалі та довготривалі. Довготривалі знаходяться на висотах  $100$ – $120$  км, мають характерні розміри біля  $10^{-2} \text{ см}$  час життя від  $0.1$  до  $6$  год. Короткотривалі мають висоти  $100$ – $700$  км, розміри  $10^{-1}$ – $10^{-2} \text{ см}$  та час життя  $1$ – $10$  хв. Тверді частинки викидів мають розміри  $10^{-3}$ – $10^{-5} \text{ см}$ , а типові розміри водяних кристалів, які конденсуються з викиду, біля  $10^{-6} \text{ см}$  [25].

**Висновки.** З наведених вище вимірювань юносферних шумів в метровому та дециметровому діапазонах можна зробити висновок про існування під час метеорних потоків випромінювання пилової плазмової компоненти юносфери вигляді лінії в частотному діапазоні  $12$ – $50$  Гц, яка має такі характеристики.

1. Лінія чітко реєструється під час максимумів метеорних потоків з високими швидкостями входу в атмосферу Землі біля 60–70 км/с: Персеїди, Оріоніди, Леоніди, чернівецький потік. Під час потоків з низькими швидкостями лінія теж реєструється, але вона слабка та має короткий час життя, наприклад, Гемініди–2000.

2. Лінія може складатись з окремих піків спектральної густини, що вказує на малу оптичну товщину об'єкту, меншу 1. Складові піки можуть змінювати частоту та амплітуду в межах лінії та поза ними, тоді з'являються сателіти.

3. Лінія має два типи виникнення. А) Вона з'являється поблизу 40–50 Гц та за 10–15 хв спускається по частоті до 28–30 Гц. Б) Лінія зразу виникає на 20–26 Гц та має флюктуації поблизу цих частот.

4. Усереднені профілі лінії легко отримати тільки для окремих відрізків часу, оскільки лінія утворюється з окремих цугів коливань. Вони зрідка бувають симетричними, часто з різким обривом з низькочастотного кінця спектру. Ширина лінії без сателітів є 1.5–3.0 Гц, може досягати 4.0 Гц в окремих випадках. Іноді лінія розділяється на 2–3 окремі більш слабкі складові. Форму лінії рідко можна апроксимувати гаусіаною. Сателіти частіше з'являються з високочастотної сторони, на відстані 3–5 Гц.

5. Добовий хід лінії визначався на основі цілодобових вимірювань протягом 3–5 діб поблизу максимумів метеорних потоків. Кожний потік мав свій добовий хід появи лінії. Найбільш компактним був потік Леоніди–2000, який мав один максимум з 01 до 05 год. місцевого часу. Потоки Леоніди–2003 та Персеїди–2003 не мали компактного часового максимуму, лінія реєструвалась ввечері, вночі та ранком. Потік Оріоніди–2000 проявлявся ввечері та вранці.

6. Лінія реєструвалась при помірному рівні сонячної активності ( $F_{10.7}$  біля 130–160 с.о.п.) та низькому та помірному рівні геомагнітної активності ( $\Delta K_p$  від 4 до 20 одиниць). При цих умовах лінія змінювала свою частоту в значних межах – до 30 Гц. При більш високому рівні геомагнітної активності зміни частоти були слабшими – до 5–6 Гц.

1. Асталович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. М., Гос. издат. физ.-мат. лит. 1958. 640 с.
2. Горбанев Ю.М., Князькова Е.Ф. Молодые метеорные потоки вблизи Солнца. I. Статистическая связь метеоров с семействами короткопериодических комет // Астрон. вестник. – 2003. – Т. 37. – № 6. – С. 555–68.
3. Дивари Н.Б. Результаты оптических наблюдений пыли верхней атмосферы и межпланетного пространства // Атмосферная оптика. М.: Наука. 1970. – С. 183–192.
4. Иванова Г.М., Львов Ю.А., Васильев Н.В., Антонов И.В. Выпадение космического вещества на поверхность Земли. Изд. Томского университета. 1975. 120 с.
5. Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М. Солнце и ионосфера // М.: Наука. 1969. 456 с.
6. Лебединец В.Н. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. // Л.: Гидрометеоиздат. 1981. 272с.
7. Лебединец В.Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. Л.: Гидрометеоиздат. 1980. 247с.
8. Матешвили Ю.Д., Мегрелишивили Т.Г., Микиртумова Г.Г. Некоторые источники запыленности верхней атмосферы // Ионосферные исследования № 29. М.: Сов. радио. 1979. – С. 75–78.
9. Мусатенко С.И., Коломієць Г.І., Курочкина Е.В., Сліпченко О.С. та інш. Комплексні спостереження іоносферних проявів сонячного затміння 11 серпня 1999 року // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 2001. – Вип. 37. – С. 43–49.
10. Мусатенко С.И., Мусатенко Ю.С., Курочкина Е.В., Медведевський М.М., Сухой А.А. и др. Фликкер-шум среднеширотной ионосферы в метровом диапазоне 11–12 августа 1999 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2001. – Т. 41. – № 6. – С. 812–819.
11. Мусатенко С.И., Мусатенко Ю.С., Максименко О.И. и др. Пылевая плазма в ионосфере Земли // Третья Украинская конференция по перспективным космическим исследованиям. Сборник тезисов. Крым, Кацивели. 2003. – С. 136.
12. Мусатенко С.И., Курочкина Е.В., Чолий В.Я., Медведевский М.М. и др. Магнитосопряженные эффекты солнечного затмения 21 июня 2001 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42. – № 5. – С. 684–691.
13. Мусатенко С.И., Курочкина Е.В., Чолий В.Я., Решетник В.М. Высыпания дрейфующих частиц в среднеширотную ионосферу // Геомагнетизм и аэрономия. – 2004. – Т. 44. – № 4. – С. 480–486.
14. Полель С.И., Гиско А.А., Голубь А.П., и др. О влиянии электромагнитного излучения на формирование ударно-волновых структур в комплексной плазме // Физика плазмы. – 2001. – Т. 27. – № 9. – С. 831–840.
15. Терентьев А.К. Орбиты малых метеорных роев // Астрон. Цирк. – 1963. – № 249. – С. 1–4.
16. Терентьев А.К. Орбиты малых метеорных роев. Дополнение // Астрон. Цирк. – 1963. – № 284. – С. 1–8.
17. Терентьев А.К. Орбиты малых метеорных роев. Продолжение // Астрон. Цирк. – 1967. – № 415. – С. 1–7.
18. Терентьев А.К. Орбиты малых метеорных роев. Продолжение // Астрон. Цирк. – 1967. – № 423. – С. 1–7.
19. Цытович В.Н. Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // Успехи физических наук. – 1997. – Т. 167. – № 1. – С. 57–99.
20. Alexander W.M., McCracken C.W., LaGow H.E. Dust particles of micron size associated with the Leonid meteor stream // Astron. J. – 1981. – Vol. 86. – № 6. – P. 66.
21. Gelinas L.J., Lynch K.A., Kelley M.C. et al. First observation of meteoritic charged dust in the tropical mesosphere // Geophys. Res. Lett. – 1998. – Vol. 25. – № 21. – P. 4047–4049.
22. Gerding M., Alpels M., Hoffner J., von Zahn U. Simultaneous K and Ca lidar observations during a meteor shower on March 6–7, 1997 of Kuhlungsborn, Germany. // J. Geoph. Res. – 1999. – Vol. 104. – P. 24589–24698.
23. Havnes O. Dusty plasmas in the ionosphere and its environment // In «Dusty plasmas in the new millennium. Third International conference on the physics of dusty plasmas», ed. By Bharuthram et al. – 2002. – P. 13–21.
24. Havnes O., Troim J., Blix T., Mortensen W., Naesheim L.I., Thrane E., Tonnesen T. First detection of charged dust particles in the Earth's mesosphere // J. Geoph. Res. – 1996. – Vol. 101. – P. 10839–10847.
25. Platov Yu., Chernouss S., Kulikova G. Classification of gas-dust formation from rocket exhaust in the upper atmosphere by scale and dynamics // «Physics of auroral phenomena», Proc. 25 annual seminar, Apatity. – 2002. – P. 103–106.
26. Schulte P., Arnold F. Detection of upper atmospheric negatively charged microclusters by a rocket-borne mass spectrometer // Geophys. Res. Lett. – 1992. – Vol. 19. – № 23. – P. 2297–2300.
27. Von Zahn U., Gerding M., Hoffner J., McNeil W.J., Murad E. Iron, calcium and potassium atom densities in the trails of Leonids and other meteors: strong evidence for differential ablation // Meteor. Planet. Sci. – 1999. – Vol. 34. – P. 1017–1027.

Надійшла до редактора 08.06.06

УДК 521.852

В. Клещонок, М. Буромський, Б. Скорітченко, І. Хатько, С. Камінський

**СПОСТЕРЕЖЕННЯ ДОТИЧНИХ ПОКРИТТІВ ЗІРОК МІСЯЦЕМ У 2004–2005 рр.**

Представлено опис експедицій Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка по спостереженню дотичних покриттів зірок Місяцем в період 2004–2005 рр. Для успішних спостережень наведені таблиці моментів покриттів та розрахований профіль місячного лімба.

*The description of expeditions of the Astronomical observatory of the National Taras Shevchenko University of Kyiv on the observations of grazing occultations of stars by the Moon in the period of 2004–2005 is presented. The tables of moments of occultations and calculated lunar limb profile for the successful observations are given.*

Дотичні покриття відбуваються за умови, коли зоря покривається нерівностями місячного лімба. Нерівності краю Місяця на північній або південній полярній зоні призводять до неодноразових зникнень та появ зорі. Точні моменти зникнення та появи зорі невідомі, оскільки наші знання топографії полярних зон Місяця неточні.

У роботі представлені результати спостережень дотичних покриттів зір Місяцем, які були отримані у 2004–2005 рр. У цей період Астрономічною обсерваторією Київського національного університету імені Тараса Шевченка було проведено п'ять експедицій. Спостереження дотичних покриттів ускладнені специфічними труднощами. Експедиції необхідно організовувати в пункти з найбільш придатними умовами для спостережень. Ці явища достатньо рідкісні, а з врахуванням погодних умов, можливості їх реєстрації ще менш імовірні.

Традиційно такі спостереження виконувалися візуально, але в цей період вперше було використано нову апаратну методику спостережень. У 2003 р. був створений новий телевізійний комплекс "Спалах". Він дозволяє отримувати моменти покриттів з високою точністю в шкалі UTC для таких спостережень. Телевізійний комплекс дозволяє збільшити межі зареєстрованих зоряних величин, і може використовуватися як в стаціонарних так і у експедиційних умовах. Накопичення точних спостережень з допомогою цього телевізійного комплексу, які не обтяжені власними помилками спостерігачів, дозволить отримати більш точну інформацію про особливості профілю краєвої зони та руху Місяця [1].

Результати експедиційних спостережень дотичних покриттів зір Місяцем наведені нижче.

Таблиця 1. Результати спостережень дотичного покриття зорі ZC 1105 Місяцем

РН	Час h m s	Спосте- рігач	TEL	RM	Асистент	WA, °	ds, "	hw, "	lt, °	bt, °
D	00 54 05.5	BS	64	ES	NS, BY	350.93	-0.21	-0.02	-0.40	-5.63
R	00 54 06.8	BS	64	ES	NS, BY	350.88	-0.22	-0.02	-0.40	-5.63
D	00 54 08.3	BS	64	ES	NS, BY	350.83	-0.22	-0.02	-0.40	-5.63
R	00 54 09.4	BS	64	ES	NS, BY	350.79	-0.22	-0.18	-0.40	-5.63
D	00 54 27.1	BS	64	ES	NS, BY	350.19	-0.18	-0.04	-0.40	-5.63
R	00 54 28.6	BS	64	ES	NS, BY	350.14	-0.18	-0.04	-0.40	-5.63

Пояснення до табл. 1. Всі дані у табл. 1 наведені у міжнародній нотації. РН (явище): D – зникнення, R – появі. Час (h m s) – час спостереження явища в UTC. Спостерігач – Б. Скорітченко (BS). TEL – телескоп та його збільшення (тип – рефрактор, фокусна відстань 64 см, діаметр 13.3 см, ведення – вручну, установка – альтазимутальна). RM – метод запису: електронний секундомір ("CITIZEN", 8 комірок пам'яті). Асистенти – Н. Скорітченко (NS), Б. Якунін (BY). WA – позиційний кут карт Уотса. ds – кутова відстань між центром Місяця і зорею; hw – висота за картами Уотса; lt, bt – топоцентричної лібрації.

Дотичне покриття зорі ZC 1067 (7.1 m), 25 квітня 2004 р. Зона покриття проходила через с. Пісоцьке Чернігівської області. Умови спостережень: фаза Місяця – 31%, висота Місяця над горизонтом – 45°, кут від рогу – 7.7°, топоцентричної лібрації lt = -4.24°, bt = -5.57°. Зоря дотикалася до північної границі місячного лімба. Телевізійний комплекс "Спалах" був використаний на одній точці спостережень. Погодні умови погані – суцільний шар хмар. Результат спостережень – негативний. Учасники експедиції: співробітники обсерваторії – М. Буромський, Б. Скорітченко, аматори астрономії – В. Мазур, О. Палієнко.

Дотичне покриття зорі ZC 1105 (134B Gemini) (6.5 m), 13 серпня 2004 р. Зона покриття проходила через Київську область, поблизу спостережної станції Пилиповичі. Умови спостережень: фаза Місяця – 8%, висота Місяця над горизонтом – 12°, кут від рогу – 5.0°, топоцентричної лібрації lt = -0.40°, bt = -5.63°. Зоря проходила над північною границею місячного лімба. Учасники експедиції: співробітники обсерваторії – Б. Скорітченко, Н. Скорітченко, аматор – Б. Якунін. Візуальні спостереження були успішними. Часові дані дотичного покриття були отримані за допомогою електронного секундоміру. Попередні результати спостережень та їх опрацювання наведені в табл. 1 і на рис. 1.

Дотичне покриття зорі XZ 10081 (7.8 m), 8 вересня 2004 р. Зона спостереження проходила через Київську область, с. Буда-Бабінецька. Умови спостережень: фаза Місяця – 28%, висота Місяця над горизонтом – 13°, кут від рогу – 11.4°, топоцентричної лібрації lt = 0.2°, bt = -5.60°. Зоря проходила вздовж північної границі місячного лімба. Телевізійний комплекс "Спалах" був використаний в одній із точок спостережень. Погодні умови – суцільна хмарність, дощ. Результат спостережень – негативний. Учасники експедиції: співробітники обсерваторії – М. Буромський, Б. Скорітченко, студент кафедри астрономії І. Хатько.

Дотичне покриття зорі ZC 2997 (7.8 m), 13 березня 2005 р. Зона дотичного покриття проходила через Чернігівську область, с. Рамша. Умови спостережень: фаза Місяця – 13%, висота Місяця над горизонтом – 29°, кут від рогу –

4.9°, топоцентричні лібрації  $lt = 5.42^\circ$ ,  $bt = -1.02^\circ$ . Зоря проходила вздовж південної границі місячного лімбу. Телевізійний комплекс "Спалах" був використаний в одній із точок спостережень. Погодні умови були несприятливі. Результат спостережень – негативний. Учасники експедиції: співробітники обсерваторії – В. Єфіменко, М. Буромський, Б. Скоріченко, аматор астрономії – О. Палієнко.



Рис. 1. Порівняння місячного профілю за спостереженнями дотичного покриття зорі ZC 1105 13 серпня 2004 р. з картами Уотса

Дотичне покриття зорі XZ 10832 (7.8 m), 22 вересня 2005 р. Зона спостережень покривала через Київську область, с. Козинці. Умови спостережень: фаза Місяця – 73%, висота Місяця над горизонтом – 29°, кут від рогу – 19.9°, топоцентричні лібрації  $lt = 7.40^\circ$ ,  $bt = -4.41^\circ$ . Зоря проходила вздовж північної границі місячного лімбу. Учасники експедиції: співробітники обсерваторії – В. Клещонок, М. Буромський, Б. Скоріченко, студент – І. Хатько, аматор астрономії А. Житецький. Було задіяно два телевізійні комплекси "Спалах". Вони були розташовані в зоні тіні, на відстані 300 м один від одного. В процесі запису виникла похибка в роботі комп'ютерної програми після 5-хвилинного запису відеофайла. У даний момент програма удосконалена і може застосовуватися для запису явищ дотичних покривів.

Результат візуальних спостережень – позитивний. Моменту часу явищ були отримані за допомогою електронного секундоміру. Попередні результати спостережень та їх опрацювання наведені в табл. 2 і на рис. 2.

Таблиця 2. Результати спостережень дотичного покриття зорі XZ 10832 Місяцем

РН	Час h m s	Спосте- рігач	TEL	RM	Асистент	WA, °	ds, "	hw, "	lt, °	bt, °
R	23 59 09.6	IKh	80	ES	NB	347.14	-0.61	-0.12	7.39	-4.41
D	23 59 25.3	IKh	80	ES	NB	347.32	-0.63	-0.12	7.39	-4.41
R	23 59 41.4	IKh	80	ES	NB	347.83	-0.66	0.09	7.39	-4.41
D	23 59 46.9	IKh	80	ES	NB	348.33	-0.59	-0.06	7.39	-4.41

Пояснення до табл. 2. Всі дані у таблиці приведені у міжнародній нотації. РН (явище): D – зникнення, R – поява. Час (h m s) – час спостереження явища в UTC. Спостерігач – І. Хатько (IKh). TEL – телескоп та його збільшення (тип – рефлектор Максутова, фокусна відстань 80 см, діаметр 11.0 см, ведення – вручну, установка – альтазимутальна). RM – метод запису: електронний секундомір ("CITIZEN", 8 комірок пам'яті). Асистент – М. Буромський (NB). WA – позиційний кут карт Уотса. ds – кутова відстань між центром Місяця і зорею; hw – висота за картами Уотса; lt, bt – топоцентричні лібрації.

Для обробки спостережень покрив зір Місяцем застосувався алгоритм [3], ефемеріда LE200 для положень Місяця та зоряна координатна система каталогу ZC [4]. Для геоцентричних координат спостерігачів, використовувалася координатна система WGS84 (GPS12). Результати спостережень надсилались в міжнародний центр даних місячних покривів (M.Soma [2], ILOC [5]). Ці дані можуть бути використані для уточнення профілю полярних зон Місяця, покращення ефемеридного забезпечення дотичних спостережень.

Висновки. В Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка виконано декілька успішних спостережень дотичних покривів зір Місяцем протягом 2004–2005 рр. Спостереження дотичних покривів дають якісну і точну інформацію для уточнення профілю місячного лімба в полярних зонах. Нова спостережна техніка була використана в експедиційних умовах вперше. Телевізійний комплекс "Спалах" забезпечує більш точну реєстрацію моментів зникнень та появ зорі за нерівностями місячного лімба і може бути використаний в стаціонарному або експедиційному варіантах для запису відеозображення явищ покривів зір Місяцем та іншими тілами Сонячної системи.

Автори виражают подяку аматорам астрономії О. Палієнку, А. Житецькому, Б. Якуніну, які брали участь в експедиціях по спостереженню покривів.



Рис. 2. Порівняння місячного профілю за спостереженнями дотичного покриття зорі XZ 10832 22 вересня 2005 р. з картами Уотса

- 1 Клещанок В.В., Буромський М.І. Перші результати спостережень з астрономічним телевізійним комплексом "Спалах" для реєстрації швидкоплинних процесів. // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2005. – Вип. 41–42. – С. 108–110.
- 2 Soma Mitsuru. Limb Profiles of the Moon Obtained from Grazing Occultations Observations // Publ. Nat. Astron. Obs. Japan. – 1999. – Vol. 5. – P. 99–119.
- 3 Report of Lunar Occultations observations. The observations 1995 and Their Reduction. The Lists of Telescopes and Observers № 16 / International Lunar Occultations Centre Geodesy and Geophysics Division Hydrographic Department, Tokyo, Japan. – P. 1–5.
- 4 Isao Sato. Catalog of 3539 Zodiacal Stars for the Equinox j2000 // Lunar Occultations Observers Group, Japan. – 1986. – P. 178.
- 5 <http://www.jhd.go.jp>.

Надійшла до редколегії 03.05.06

УДК 523.503; 523.58

С. Левитський

## ПРО ПРИРОДУ ЕЛЕКТРОФОННИХ БОЛІДІВ

Викладається критика існуючих гіпотез про природу звуків, що спостерігаються при польоті крупних болідів. Пропонується нова гіпотеза, сутність якої полягає в тому, що стовп іонізованого газу, який утворюється при польоті боліду, наближає до поверхні Землі різницю у 200–300 кВ, яка існує між Землею та іоносферою. Напруженість приземного геоелектричного поля зростає до меж, здатних викликати коронний розряд з верхівок високих предметів, характерні звуки якого є сприймаються спостерігачами.

*It is given an account of the critic of some present hypothesis concerned to the origin of sounds, which are observed by the flight of big fireballs. It is proposed a new hypothesis consisting in the assumption that the column of ionized gas, formed by the fireball, approaches to the Earth surface the difference of 200–300 kV, which always exists between the Earth and ionosphere. The tension of the electric field near the Earth surface rises to the limits able to cause a corona discharge from the tops of high objects and create typical sounds perceived by observers.*

Відомо, що політ деяких особливих яскравих болідів супроводжується звуками, які носять характер шелесту, шерху, шарудіння, дзижчання та потріскування. Причому, за свідченнями очевидців, ці звуки відходять начебто від оточуючих предметів. Такі «звучні» боліди мають звичайно яскравість більше ніж  $-9^m$  [2, 3] і можуть супроводжуватися цілою низкою електричних явищ: завадами радіосприйманню [3], збуреннями геомагнітного поля [6], вогнями святого Ельма [2]. Тому подібні боліди дістали назву електрофонних. Існують свідчення, що подібні акустичні і електричні ефекти супроводжують також входження в атмосферу великих космічних літальних апаратів [15]. Подібні ж звуки спостерігаються і при авроральних явищах, електрична природа яких не викликає сумнівів [14].

Існуючі в літературі гіпотези, які намагаються дати пояснення феномену електрофонних болідів, істотно різні, але згідно Ламару і Ромінгу [10], можуть бути поділені на дві групи. Перша базується на тому, що болід випромінює електромагнітні хвилі, котрі якимось чином перетворюються біля поверхні Землі в звукові хвилі; друга група розглядає можливість утворення болідом такого сильного електричного поля, що воно стає причиною електричних розрядів в околі земного спостерігача.

Перша концепція докладно розглядається в роботах Кея [13, 15] і Бронштена [4]. За поглядом останнього автора реальний механізм генерації потужних радіохвиль іонізованим слідом боліду – це магнітогідродинамічний ефект, запропонований якісно в одній з ранніх робіт Кея [13]. Згідно з цією концепцією в сліді боліду виникають турбулентні рухи, котрі призводять до «заплутування» і витягування вморожених у плазму силових ліній геомагнітного поля. При цьому напруженість поля зростає більш як на три порядки, досягаючи  $\approx 10^3$  Ерстедів. При релаксації цього поля не уся енергія перетворюється в тепло, а  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  його частина передається на прискорення заряджених частинок, які в результаті взаємодії з магнітним полем генерують радіохвилі. Порядок потужності цих хвиль автор оцінює як

$10^3$  кВт, а частота їх визначається характерним часом турбулентних рухів у сліді, тобто становить величину порядку  $10^2$ – $10^4$  Гц.

Конкретний механізм конверсії радіохвиль у звукові коливання автор не розглядає, обмежуючись лише енергетичною оцінкою, котра виявляється, за його оцінками, достатньою для сприйняття людиною. Цю прогалину намагається заповнити у своїй роботі Кей [13], який робив прямі фізіологічні експерименти, намагаючись виявити сприйняття людьми звуків під дією на них сильними електричними полями. Результати цих дослідів були не дуже переконливими.

Викладена концепція магнітогідродинамічного ефекту має, на наш погляд, цілий ряд слабких місць, а саме:

– Для того, щоб задовільнити виконання критерію на число Рейнольдса, авторові роботи [4] доводиться завищувати яскравість болідів до  $-13^m$ , тоді як за Астаповичем [2] електрофонні ефекти починаються з яскравостей порядку  $-9^m$ .

– Стосовно підрахунків числа Рейнольдса автор роботи [4] приймає кілька необґрунтованих припущень: а) Для підрахунку провідності утворюваної плазми він довільно приймає концентрацію електронів порядку  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , що на десять порядків перевищує концентрацію зарядів в оточуючій плазмі (саме для цього йому доводиться так збільшувати яскравість болідів); б) при оцінці величини провідності він вважає, що у відповідній формулі (2) з роботи [4] частота зіткнень  $V_e$  визначається лише зіткненнями електронів з іонами, тоді як за умов інтенсивного випаровування метеорного тіла слід також враховувати зіткнення електронів з нейтральними атомами, бо, зробивши припущення про  $N_e \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , слід зважити, що концентрація нейтральних частинок має бути значно більшою, оскільки при закладеній в роботі [4] температурі  $T \approx 6000^\circ$  плазма є слабко іонізованою. Частота зіткнень електронів з нейтральними частинками може бути на кілька порядків більшою від частоти зіткнень з іонами.

– Нарешті після усіх цих припущень авторові роботи [4] вдається ледве дотягнути число Рейнольдса до десяти, тоді як для «заплутування» магнітних силових ліній воно має бути набагато більшим від одиниці.

– Сам же механізм перетворення енергії турбулентного магнітного поля в електромагнітні хвилі автором роботи [4] фактично не розглядається; робляться лише довільні енергетичні оцінки, що ніби у випромінювання радіохвиль переходить  $10^{-3}$  цієї енергії. Але якби, навіть, такі сильні магнітні поля дійсно утворювалися, то вони були б неспроможні утворити сильні електричні поля. Дійсно, при магнітному полі порядку 1000 Ерстед і швидкості турбулентних рухів порядку 1 км/с (саме така швидкість приймається в [4]) утворюване електричне поле мало б напруженість величиною десь порядку 1 В/см. При тій густині нейтрального газу, яка існує у щільних метеорних слідах, подібне поле не змогло б скільки-небудь істотно прискорити електрони.

– При характерних розмірах турбулентної області  $L$ , в якій має генеруватися таке електричне поле, порядку кількох метрів та характерній частоті турбулентних рухів порядку  $f \approx 10^3$ – $10^4$  Гц випромінювання радіохвиль не матиме місця, бо розміри  $L \ll \lambda = c/f$ . Утворюване електричне поле у такій ситуації спадатиме не пропорційно до  $r^{-1}$  (як у електромагнітній хвилі), а пропорційно до  $r^{-2}$  (як у диполі) і просто не дійде до поверхні Землі. Тобто у випадку з болідом спостерігач знаходиться не в хвильовій зоні, а в зоні індукції.

– Нарешті, залишається відкритим питання про конверсію електромагнітного поля радіохвиль у звук, що сприймається спостерігачем. Автор роботи [4] тут знову ж таки робить лише енергетичні оцінки без розгляду конкретних механізмів цих процесів.

Останнє намагається зробити у своїй роботі Аскарян [1], який оцінює можливість генерації звуку за рахунок теплового розширення тіл від світлового і інфрачервоного випромінювання боліду. Але ніякого теплового імпульсу спостерігачі електрофонних болідів не відмічали.

Що ж до припущення про те, що звук може виникати за рахунок п'єзоелектричних ефектів під дією електричного поля радіохвиль, то воно є сильно сумнівним, бо п'єзоэффект є великою слабким явищем, а більшість тіл його й зовсім позбавлена.

У другій групі робіт слід відмітити роботу Невського [8]. Її автор вважає, що при входженні боліду в атмосферу в міру розігрівання його поверхні термоемісії електронів і їх занесення газовим потоком призводять до появи позитивного заряду на тілі метеороїда і утворенню величезного електричного диполя з позитивним полюсом на тілі боліда і негативним – у віддаленій області іонізованого сліду. Автор оцінює цей потенціал як  $10^6$  В, який може бути причиною електричного пробою між тілом боліда і Землею і призводити, навіть, до істотних руйнувань [9].

Ця концепція є очевидно помилковою, бо коли позитивний потенціал емітуючої поверхні зрівняється з величиною роботи виходу термоелектронів (яка звичайно складає кілька електрон-вольтів), то термоемісія припиняється. Отже, потенціал тіла боліда аж ніяк не може досягти значень у кілька мегавольтів.

У роботі Іванова і Медведєва [5] мова іде про те, що при входженні в атмосферу тіла, яке створює сильну іонізацію, воно буде «війтися» існуюче в атмосфері геоелектричне поле і призводитиме до його збільшення. Але оцінка, зроблена в роботі [1], дала для такого збільшення величину всього у частки В/м, що не може бути причиною електрофонних ефектів.

Пропонована нами гіпотеза відноситься до другої групи і базується на факті існування між іоносферою і поверхнею Землі різниці потенціалів у 200–300 кВ [12]. Саме вона утворює при поверхні Землі електричне поле з напруженістю у 100–150 В/м. При входженні в атмосферу великого метеорного тіла (яке породжує болід) воно створює привідний стовп іонізованого газу, що начебто «наближає» іоносферний потенціал до поверхні Землі і збільшує градієнт потенціалу поблизу її поверхні.

Таке збільшення приземного електричного поля може привести до виникнення коронного розряду з верхівок високих предметів, який, як відомо [7], супроводжується шиплячими і свистячими звуками, характерними для електрофонних болідів. Цим і пояснюється згадуваний вище ефект, що звуки за спостереженнями очевидців, випускаються саме оточуючими предметами. За свідоцтвом Чалмерса [12], який є відомим спеціалістом в області атмосферної електрики, для виникнення коронного розряду з верхівок предметів висотою у 10–20 м достатньо напруженості електричного поля.

ктричного поля у 600–1000 В/м, що лише менше ніж на порядок величини вище від природного приземного геоелектричного поля. Про те, що подібні напруженості електричного поля дійсно можуть мати місце, свідчать спостережувані іноді при появі електрофонних болідів вогні святого Ельма [2].

Електричний розряд з нижнього кінця сліду боліду може „полегшуватися” ще й тим, що на висотах у кілька десятків кілометрів тиск атмосфери малий і це може полегшувати розвиток там незавершеного електричного пробою. Подібні розряди можуть бути причиною істотних збурень іоносфери і магнітного поля Землі, які спроможні поширюватися як хвилі і спостерігатися у глобальних масштабах.

Слід очікувати, що і менші метеорні тіла, які створюють спрямовані з іоносфери в бік Землі іонізовані стовпи плазми, також здатні викликати деякі збурення приземного геоелектричного поля, які можуть бути предметом порівнянно простих прямих вимірювань та спостережень, і які варто було б організувати.

У деяких випадках, коли незавершений розряд перетвориться у завершений, боліди спроможні стати причиною блискавок між іоносферою та поверхнею Землі. Потужність таких розрядів може бути набагато більшою, ніж у звичайних блискавок, оскільки запас заряду в іоносфері набагато більший, ніж у хмарах. Такі блискавки здатні бути причиною тих руйнувань, про які йдеться у згаданій вище публікації Невського [9].

1. Аскарян Г.А. Дистанционная генерация звука и электромагнитных полей быстрыми болидами и космическими телами в атмосфере // Письма в ЖТФ – 1981. – Т. 7, №21. – С. 1304–1307.
2. Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. – М. Физматгиз, 1958. – 640 с.
3. Астапович И.С. Звуковые явления, одновременные с полетом болида // Метеоритика. – 1951. – Вып. 9. – С. 71–101; – Вып. 11. – С. 153–154.
4. Бронштэн В.А. Магнитогидродинамический механизм генерации собственных радиоволн ярких болидов // Астрон. Вестн. – 1983. – Т. 17, №2. – С. 94–97.
5. Иванов В.В., Лебедев Ю.А. Об электрическом эффекте крупных метеорных тел // Геомагнетизм и астрономия. – 1965. – Т. 5, №2. – С. 284–288.
6. Калашников А.Г. О наблюдении магнитного эффекта метеоров индукционным методом // Докл. АН СССР. – 1949. – Т. 66, №3. – С. 373–376.
7. Капцов Н.А. Коронный разряд. – М. ГИТТЛ, 1947. – 287 с.
8. Невский А.П. Явление положительного стабилизируемого электрического заряда и эффект электроразрядного взрыва крупных метеорных тел при полете в атмосфере планет // Астрон. Вестн. – 1978. – Т. 12, №4. – С. 205–215.
9. Невский А.П. Версия взрыва на Щербаковской // Известия. – 26.09.1998.
10. Ромина М., Ламар Д. Аномальные звуки и электрические явления, связанные с полетом болидов // Метеорная материя в атмосфере Земли. – М. Наука, 1966. – С. 38–68.
11. Хлюстов Ю.Н. Влияние полета ярких метеоров на радиоприем // Бюлл. ВАГО. – 1951. – №10(17). – С. 37–38.
12. Чалмерс Дж.А. Атмосферное электричество. Л. Гидрометеоиздат, 1974. – 418 с.
13. Keay C.S.L. Anomalous Sounds from the Entry of meteor Fireballs // Science. – 1980. – Vol. 210. – № 4455. – P. 11–15.
14. Keay C.S.L. Chants and the mystery of auroral sound // J. Roy. Astron. Soc. Canada. – 1990. – Vol. 84, №6 (627). – P. 373–382.
15. Keay C.S.L. Electrophonic sounds from large meteor fireballs // Meteoritics. – 1992. – Vol. 27. – P. 144–148.

Надійшла до редколегії 10.04.07

УДК 521.182; 523.44

А. Казанцев

## ЗБЛИЖЕННЯ ІЗ ЗЕМЛЕЮ АСТЕРОЇДА APOPHIS У НАСТУПНІ 100 РОКІВ

Обрахована чисельна еволюція орбіти астероїда Apophis на наступні 100 років з врахуванням можливих похибок в елементах. Найбільш тісне зближення астероїда із Землею відбудеться 13 квітня 2029 р. Мінімальна геоцентрична відстань астероїда становитиме 32160 – 36800 км. Тісне зближення астероїда із Землею після 2029 р. на сьогодні навряд чи можна розрахувати.

*It has been calculated numerical evolution of asteroid Apophis orbit on subsequent 100 years with account of the possible orbit element errors. The closest asteroid approach with the Earth will take place on April, 13, 2029. The minimal geocentric distance of asteroid will amount 32160 – 36800 km. A close approach of the asteroid with the Earth since 2029 can hardly precompute.*

Вступ. Астероїд Apophis привернув до себе загальну увагу майже одразу після відкриття в 2004 р. Спочатку він мав тимчасове позначення 2004 MN4, а вже пізніше отримав постійний номер (99942) та сучасну назву. Загальна увага до цього об'єкта обумовлена тим, що, відповідно до зроблених розрахунків, у 2029 р. він має зближуватися із Землею на надзвичайно близьку відстань – менше 40 тис. км. Це найменша заздалегідь обчислена відстань між астероїдом та Землею за всю історію дослідження космічних тіл. Діаметр астероїда оцінюється в межах 300–400 м [2; 3]. Що стосується мінімальної відстані при цьому зближенні, то за різними джерелами вона трохи різна – від 35000 до 40000 км. Отже астероїд напевно має пролетіти, не зіштовхнувшись із Землею.

Але окрема увага до астероїда викликана тим, що ряд авторів вказують на можливість повторного зближення після 2029 р. На сьогодні найбільш імовірною датою називають 2036 р. [2; 3]. Головна ж інтрига полягає в тому, що повторне зближення може бути більш тісним і, навіть, привести до зіткнення астероїда із нашою планетою. Дискусія стосовно обставин зближення у 2029 р. та можливих наступних зближень лише зростає, а сам астероїд ще більше 20 років буде в центрі уваги як фахівців, так і широкого загалу.

Вибір початкових орбіт. Предметом даної статті є детальний аналіз обставин зближень астероїда Apophis із Землею в 2029 р. та в наступні роки. Хоча як вже зазначалось, подібних досліджень є чимало, однак, іще одне не буде зайвим. По-перше, кожне обчислення має певні похибки, які можуть зменшуватися кількістю варіантів розрахунків. По-друге, в даній роботі застосовано новий метод чисельного інтегрування, який особливо ефективний для тіл на орбітах з малими перигелійними відстанями [1]. Саме таким тілом є даний астероїд, перигелійна відстань орбіти якого становить біля 0.75 а.о.

Головна особливість зазначеного методу чисельного інтегрування полягає в тому, що в ньому гравітаційний вплив Сонця повністю обчислюється за формулами незбуреного руху. Процес інтегрування охоплює лише збурення, тобто гравітаційний вплив інших тіл (планет та окремих астероїдів). Такий підхід дає можливість максимально

збільшити крок інтегрування, а отже, зменшити кількість кроків, що дозволяє зменшити загальну похибку. Недоліком методу є необхідність розв'язувати рівняння Кеплера на кожному кроці. Це може привести лише до збільшення часу розрахунків. Однак, цей час повністю компенсується зменшенням числа кроків. Крім того, рівняння Кеплера можна розв'язувати із точністю, яка набагато вища за точність інтегрування. Отже подібні додаткові обчислення не вносять додаткових похибок. Тому в цілому такий метод може мати певну перевагу перед іншими методами.

Елементи початкової орбіти астероїда було взято із каталогу Міжнародного центру малих планет (MPC) на епоху 6 березня 2006 р. на інтернет-сайті: <http://cfa-ftp.harvard.edu/pub/MPCORB/MPCORB.DAT>. Нижче наведені елементи з використанням загальноприйнятих позначень.

$a_0$	$e_0$	$i_0$	$\omega_0$	$\Omega_0$	$M_0$
0.9223957	0.1910400	3°.33123	126°.35562	204°.46234	222°.27300

Інтегрування виконувалося в прямокутних координатах з врахуванням збурень від 8 великих планет, а також від Плутона, Церери, Палади та Вести. Крім того, було враховано релятивістське зміщення перигеліїв орбіт всіх тіл.

Наведені елементи орбіти цього астероїда, як і кожного, мають певні похибки. На сьогодні в каталогах наводяться значення великих півосей орбіт з точністю до  $10^{-7}$  а.о., ексцентриситетів – до  $10^{-7}$ , всіх кутових елементів - до  $10^{-5}$  градуса. По суті ці величини близькі до похибок відповідних елементів для добре вивчених орбіт. Для деяких астероїдів, що спостерігаються не досить регулярно, похибки помітно більші. Орбіта астероїда Apophis отримана за 940 спостереженнями протягом двох опозицій. Середньоквадратична похибка положень складає 0."47. Тому орбіту цього астероїда можна віднести до більш точних і похибка елементів має бути близька до величини останнього десяткового знаку.

Для визначення можливих обставин зближення астероїда із Землею слід інтегрувати не лише каталожну орбіту, а набір орбіт, елементи яких якомога густіше заповнюють діапазон імовірних реальних елементів з врахуванням похибок. Для одержання такого набору початкових орбіт ми змінювати елементи каталожної орбіти астероїда випадковим чином як в бік збільшення, так і в бік зменшення. Абсолютні значення змін складали як на величину останнього десяткового знаку, так і величину вдвічі меншу. Кількість початкових орбіт, включаючи незмінну каталожну орбіту астероїда, становила 40.

**Результати інтегрування та їх інтерпретація.** Чисельне інтегрування масиву орбіт велося із змінним кроком на інтервал часу трохи більше 100 років. Результати розрахунків показали, що найбільш тісне зближення астероїда із Землею має відбутися 13 квітня 2029 р. Цей результат співпадає із отриманими раніше. Моменти максимального зближення для всіх 40 орбіт відбуваються одночасно (блізько 21 год за Всесвітнім часом), але мінімальні відстані – різні. Інтервал геоцентричних відстаней під час зближення складає від 32160 км до 36800 км. Для незміненої орбіти геоцентрична відстань має бути 34400 км. Це значення хоча і близьке, але дещо менше за отримані в інших джерелах. Хоча чисельна відмінність існує, якісний висновок залишається – астероїд Apophis в 2029 р. пройде від поверхні Землі на відстані меншій, ніж рухаються геостаціонарні супутники, але зіткнення не відбудеться

Для всіх початкових орбіт траєкторії тіл по небу під час зближення виявляються близькі. Отже видимий рух по небу реального астероїда Apophis в цей час можна передбачити досить точно. Для Києва астероїд зайде над горизонтом десь о 20 год. 30 хв. на південному сході, маючи видиму зоряну величину 3".5. Максимальної висоти (блізько 35°) він досягне о 23 год. 30 хв. одразу після перетину меридіану при видимій зоряній величині 1".8. Максимального близько (1".4) Астероїд досягне іще через годину, перебуваючи на висоті трохи нижче 30°. За горизонт він зайде близько 1 год. 30 хв. на північному заході при видимій зоряній величині 3".0.

Однак остаточний висновок щодо обставин зближення в 2029 р. можна буде зробити лише за рік до події, коли орбіту буде визначено значно точніше, і практично зникне імовірність пливу на астероїд неврахованих факторів до моменту зближення. До таких факторів можна віднести гравітаційні збурення при зближеннях із відносно невеликими тілами, що не враховуються при чисельних розрахунках, падіння метеорита на поверхню астероїда, негравітаційний ефект Ярковського, повне і точне врахування якого на сьогодні ще не вирішено. Звичайно імовірність пливу і величина подібних факторів мізерна, але в даному випадку (за 22 роки до тісного зближення) ігнорувати їх не можна.

Що стосується можливих тісних зближень астероїда із Землею після 2029 р., то ніякої конкретної відповіді тут бути не може. Для незміненої початкової орбіти астероїда зближень із Землею на відстань меншу 0.01 а.о. в наступні 90 років після 2029 р. не буде. Для окремих орбіт, елементи яких змінені на повну величину останнього десяткового знаку, спектр дат наступних подібних зближень досить широкий: 2049, 2072, 2082 та 2115 рр. Серед орбіт, елементи яких змінені на половину знаку, є лише дві, для яких наступне тісне зближення можливе у 2077 р. До цього можна додати 2036 р., на можливість тісного зближення в якому вказано в попередніх роботах [2; 3]. Звідси можна зробити висновок, що за теперішньої точності елементів орбіти астероїда моменти та обставини тісних зближень його із Землею після 2029 р. визначити неможливо. Це зрозуміло, оскільки невеликі початкові відмінності (похибки) в елементах під час тісного зближення в 2029 р. трансформуються в доволі істотні.

**Висновки.** У квітні 2029 р. має відбутися тісне зближення із Землею астероїда 99942 Apophis, при якому космічне тіло пройде від поверхні Землі на відстані меншій, ніж рухаються геостаціонарні супутники. Ніяких конкретних висновків щодо можливих зближень цього астероїда після 2029 р. на сьогодні зробити не можна.

1. Казанцев А.М. Простой метод численных расчетов эволюции орбит околоземных астероидов // Астрон. Вестн. – 2002. – Т. 36, №1. – С. 48–54.
2. Chesley, Steven R. Potential impact detection for Near-Earth asteroids: the case of 99942 Apophis (2004 MN 4) // Asteroids, Comets, Meteors. Proceedings of the 229th Symposium of the International Astronomical Union in Búzios, Rio de Janeiro, Brasil., 2005. – Cambridge University Press, 2006. P. 215–228.
3. Delbo, M.; Cellino, A.; Tedesco, E. F. Albedo and size determination of potentially hazardous asteroids: (99942) Apophis // Icarus. – 2007. – Vol. 188, №1. – P. 266–269.

Наукове видання



## ВІСНИК

КІЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

### АСТРОНОМІЯ

Випуск 44

Оригінал-макет виготовлено М.І. Пішkalом, НДЛ „Астрономічна обсерваторія“  
стиль: Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"

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

Засновник та видавець – Київський національний університет імені Тараса Шевченка. Свідоцтво Міністерства інформації України про державну реєстрацію засобів масової інформації КІ № 251 від 31.10.97. Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", директор Г.Л.Новікова. Адреса ВПЦ: 01601, Київ, б-р Тараса Шевченка, 14, кімн. 43. ☎ (38044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28



Підписано до друку 28.12.07. Формат 60x84<sup>1/8</sup>. Вид. № 492. Гарнітура Arial. Папір офсетний.  
Друк офсетний. Наклад 500. Ум. друк. арк. 10,0. Зам. № 27-4252.

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

Наукова бібліотека  
ім. М. Максимовича  
**КНУ**  
ім. ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

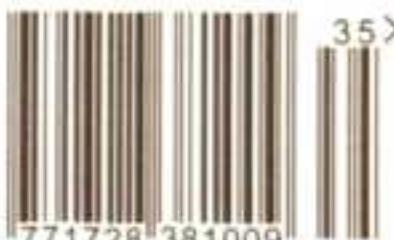


**12949JB**

45 - чит зал периодики та дисерт

17.07

ISSN 1728-3817

A standard linear barcode is positioned vertically on the left side of the page. It consists of vertical black bars of varying widths on a white background.

35>

9 771728 381009