

Викладено результати оригінальних досліджень із питань релятивістської астрофізики та космології, астрофізики високих енергій, фізики Сонця та малих тіл Сонячної системи, астрометрії, небесної механіки, фізики верхньої атмосфери.

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

The Bulletin includes results of original investigations within relativistic astrophysics and cosmology, high energy astrophysics, Solar physics and small bodies of the Solar System, astrometry, stellar mechanics, physics of the upper atmosphere.

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

<b>ГОЛОВНИЙ РЕДАКТОР</b>	<b>В. М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук, проф.</b>
<b>РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ</b>	<b>В. М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук (заст. голов. ред.); А. М. Мозгова, канд. фіз.-мат. наук (відп. ред.); Б. І. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук; М. Ю. Гордовський, канд. фіз.-мат. наук, В. І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук; В. В. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук; Р. І. Костик, д-р фіз.-мат. наук; В. Г. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук; Г. П. Міліневський, д-р фіз.-мат. наук; С. Л. Парновський, д-р фіз.-мат. наук; А. Дель Пополо, проф.; І. В. Лук'яник, канд. фіз.-мат. наук</b>
<b>Адреса редколегії</b>	<b>Астрономічна обсерваторія; вул. Обсерваторна, 3, м. Київ, 04053, Україна; ☎ (38044) 486 26 91, (38044) 486 09 06, e-mail: visnyk.astronomiya@knu.ua</b>
<b>Затверджено</b>	<b>Вченою радою Астрономічної обсерваторії 26.10.22 (протокол № 5)</b>
<b>Включено</b>	<b>до Переліку наукових фахових видань України (категорія "Б"), Наказ Міністерства освіти і науки України № 1188 від 24.09.20</b>
<b>Зареєстровано</b>	<b>Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 20329-101129 від 25.07.2013</b>
<b>Засновник та видавець</b>	<b>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02</b>
<b>Адреса видавця</b>	<b>б-р Тараса Шевченка, 14, м. Київ, 01601, Україна; ☎ (38044) 239 32 22, 239 31 72; факс 239 31 28</b>

# **BULLETIN of**

## **TARAS SHEVCHENKO NATIONAL UNIVERSITY OF KYIV**

ISSN 1728-273x

**ASTRONOMY**

**1(65)/2022**

**Established in 1958**

The Bulletin includes results of original investigations within relativistic astrophysics and cosmology, high energy astrophysics, Solar physics and small bodies of the Solar System, astrometry, stellar mechanics, physics of the upper atmosphere.

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

Викладено результати оригінальних досліджень із питань релятивістської астрофізики та космології, астрофізики високих енергій, фізики Сонця та малих тіл Сонячної системи, астрометрії, небесної механіки, фізики верхньої атмосфери.

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

<b>EDITOR-IN-CHIEF</b>	<b>V. M. Ivchenko, Dr Hab., Prof.</b>
<b>EDITORIAL BOARD</b>	<b>V. M. Efimenko, PhD (Associate Editor in Chief); A. M. Mozgova, PhD (Executive Editor); M. Yu. Gordovsky, PhD; B. I. Hnatyk, Dr Hab.; V. V. Kleschonok, PhD; R. I. Kostyk, Dr Hab.; V. G. Lozytsky, Dr Hab.; G. P. Milinevsky, Dr Hab.; S. L. Parnovsky, Dr Hab.; A. Del Popolo, Prof.; I. V. Luk'yanyk, PhD; V. I. Zhdanov, Dr Hab.</b>
<b>Address</b>	<b>Astronomical Observatory; 3, Observatorna str., Kiev, 04053, Ukraine; ☎ (38044) 486 26 91, (38044) 486 09 06, e-mail: visnyk.astronomiya@knu.ua</b>
<b>Approved by the</b>	<b>Academic Council of Astronomical Observatory 26.10.22 (protocol № 5)</b>
<b>Accreditation</b>	<b>The journal is included in the "List of Scientific Professional Editions of Ukraine" (Category B), Decree of the Ministry of Education and Science of Ukraine № 1188 issued on 24.09.2020</b>
<b>Certified by the</b>	<b>Ministry of Information of Ukraine. State registration certificate KB № 20329-101129 issued on 25.07.2013</b>
<b>Founded and published by</b>	<b>Taras Shevchenko National University of Kyiv, Publishing and Polygraphic Center "Kyiv University" State Certificate № 1103 issued on 31.10.2002</b>
<b>Address:</b>	<b>14, Taras Shevchenka Blvd., Kiev, 01601, Ukraine ☎ (38044) 239 32 22, 239 31 72; Fax 239 31 28</b>

<b>Клещонок В., Горбаньов Ю., Кімаковський С.</b> Покриття зорі астероїдом (853) Нансенія 8 квітня 2021 р. ....	5
<b>Лозицький В.</b> Спектральні дослідження сонячних магнітних полів в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 1981–1986 рр. ....	10
<b>Парновський С.</b> Моделювання з N-частинками: переваги та проблеми .....	20
<b>Жданов В.</b> Ефекти еліптичності гравітаційно-мікролінзованого джерела випромінювання з розподілом яскравості степеневого типу .....	22
<b>Казанцев А.</b> Проблема походження люків Кірквуда в поясі астероїдів та умови в ранній Сонячній системі .....	27
<b>Єфіменко В., Лозицький В.</b> Прогноз максимуму 25-го циклу сонячної активності на основі даних про швидкість наростання кількості сонячних плям .....	35
<b>Парновський С., Ізотова І.</b> Компактні галактики з активним зореутворенням: статистичні властивості підвибірок із пороговим значенням потоку випромінювання у лінії H $\beta$ .....	40
<b>Кузнєцова Ю., Андрєєв М.</b> Спектральний моніторинг довгоперіодичної системи Epsilon Aurigae за період 2008–2010 рр. ....	45

---

## CONTENTS

---

<b>Kleshchonok V., Gorbanev Yu., Kimakovsky S.</b>	
Stellar occultation by the asteroid (853) Nansenia on 8 April 2021 .....	5
<b>Lozitsky V.</b>	
Spectral investigations of Solar magnetic fields in Astronomical observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv in 1981–1986.....	10
<b>Parnovsky S.</b>	
N-body simulations: advantages and problems .....	20
<b>Zhdanov V.</b>	
Effect of the source ellipticity on light curves in extragalactic gravitational lens systems .....	22
<b>Kazantsev A.</b>	
The problem of the origin of Kirkwood gaps in the asteroid belt and conditions in the early Solar system .....	27
<b>Efimenko V., Lozitsky V.</b>	
Forecast of the maximum 25 <sup>th</sup> cycle of Solar activity based on data on the rate of increase in the number of sunspots .....	35
<b>Parnovsky S., Izotova I.</b>	
Compact galaxies with active star formation: statistical properties of subsamples with the H <sub>β</sub> line emission flow threshold.....	40
<b>Kuznyetsova Y., Andreev M.</b>	
Spectral monitoring of long periodic eclipsing system Epsilon Aurigae during 2008–2010.....	45

## ПОКРИТТЯ ЗОРІ АСТЕРОЇДОМ (853) НАНСЕНІЯ 8 КВІТНЯ 2021 р.

Представлено результати спостережень покриття зорі UCAC4 516-047388 астероїдом (853) Нансенія 8 квітня 2021 р. на спостережній станції у с. Крижанівка Одеського національного університету імені І. І. Мечникова. Цей пункт використовуватиметься у створюваній мережі спостерігачів покрить. Для спостережень застосовано телескоп системи Шмідта ( $D = 271,25$  мм,  $F = 440$  мм) і камеру "ВІДЕОКАН-415-2001". Зоря UCAC4 516-047388 має низьку яскравість  $14,2^m$ , тому використовувалася довга експозиція тривалістю 5 с. Це перевищує максимальну тривалість покриття у 2,8 с. Для інтерпретації фотометричної кривої використано підхід, який дозволяє дійти висновку, що покриття відбулося, а також оцінити тривалість події. Розрахунки дають значення тривалості покриття  $t = 2,0 \pm 1,2$  с, що в межах похибки збігається з очікуваним значенням. Наведено також опис спеціальної програми для оброблення спостережень покриття у вигляді послідовності графічних файлів, яка була використана для покриття астероїдом (853) Нансенія. Цю програму також можна використовувати для оброблення спостережень аматорів, які долучатимуться до спостережень покриття.

**Ключові слова:** астероїди, покриття зір, фотометрія.

**Вступ.** Спостереження покриття зір астероїдами дають корисну інформацію про форму та розміри астероїдів. Особливо цінними у такому разі є спостереження з кількох пунктів. Для цього з 2020 р. за ініціативи Головної астрономічної обсерваторії НАН України та Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка створено українську мережу пунктів для спостереження покриття. Розміри астероїдів варіюють у широких межах, та найбільша кількість невеликих астероїдів. За малих розмірів астероїдів смуга покриття матиме малу ширину. У такому випадку не можна використати всю мережу. Крім того не завжди є можливість спостерігати на телескопі з необхідними діаметрами і світлосилою та зі спеціальними швидкісними камерами. У першу чергу це стосується астероїдів із малими діаметрами, смуга покриття може проходити далеко від стаціонарних телескопів. У такому випадку використовують аматорські телескопи, або мобільні комплекси. Діаметр таких телескопів не дозволяє отримати спостереження покриття слабких зір із короткими експозиціями. Але будь-які спостереження корисні, оскільки вони можуть допомогти визначити межі діаметра астероїда прямим способом, який характерний для методу фотометрії покриття.

**Спостереження.** Покриття зорі UCAC4 516-047388 астероїдом (853) Нансенія відбулося 8 квітня 2021 р. Висота зорі над горизонтом складала  $33^\circ$ . Ефемериди передбачає максимальну фазу покриття в 20:47:26 UTC з похибкою  $\pm 2$  с і максимальну тривалість покриття 2,8 с. Яскравість астероїда під час покриття  $15,9^m$ , а візуальне падіння блиску дорівнює  $1,91^m$ .

На рис. 1 показано карту руху тіні астероїда на поверхні Землі. Географічне положення смуги покриття свідчить, що найсприятливішими для спостережень були південні райони України. Спостереження проводили на спостережній станції у с. Крижанівка (міжнародний код A85) на телескопі системи Шмідта ( $D = 271,25$  мм,  $F = 440$  мм). Для запису спостережень використовували камеру "ВІДЕОКАН-415-2001". У цієї камери як світлочутливий елемент використано ПЗЗ чип ICX415AL (<https://datasheetspdf.com/pdf-file/571962/SonyCorporation/ICX415AL/1>), який має  $780 \times 582$  пікселів розміром  $8,3 \times 8,3$  мкм. Спектральна чутливість камери приблизно відповідає візуальній смузі. Час кадру визначався за системним часом комп'ютера. Для контролю системного часу комп'ютера використано GPS-приймач зі спеціалізованою програмою, яка працювала у фоновому режимі [3, 4]. Експозиція для запису покриття вибиралася рівною 5 с, щоб отримати з одного боку зображення зорі, достатнє для фотометрування, і з другого боку максимально зменшити тривалість експозиції для кращої часової роздільної здатності.

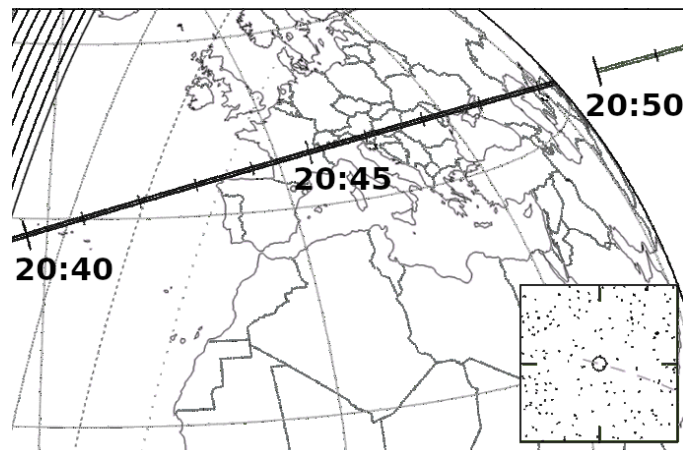


Рис. 1. Карта положення смуги покриття зорі UCAC4 516-047388 астероїдом (853) Нансенія, яке відбулося 8 квітня 2021 р.

Астероїд (853) Нансенія належить до астероїдів головного поясу. Астероїд відкрито в Сімеїзській обсерваторії 1916 р. За даними [2] має візуальне альbedo  $p_V = 0,051$  і діаметр  $D = 26,95$  км. Останні космічні виміри в межах проєкту WISE [6] дають майже таке саме значення альbedo  $p_V = 0,051$  і дещо більше значення діаметра  $D = 27,59$  км [5]. Спектральні спостереження показують, що за спектральною класифікацією SMASSII астероїд має тип Ch [1]. Цей тип характеризується плоским спектральним розподілом альbedo із широкою і неглибокою смугою поглинання, яка центрована на довжину хвилі близько 0,7 мкм. Типовий представник цього класу поверхонь – астероїд 19 Фортуна має темну поверхню зі слідами космічної ерозії, яка багата на прості органічні речовини, зокрема толіни. Зоря UCAC4 516-047388 за даними каталогу [7] має зоряну величину  $m_V = 14,2^m$  і  $m_R = 14,0^m$ .

На рис. 2 показано фрагмент кадру, який отримано під час спостережень покриття на телескопі Шмідта ст. Крижанівка. Зорю, що покривалася, позначено кружком.

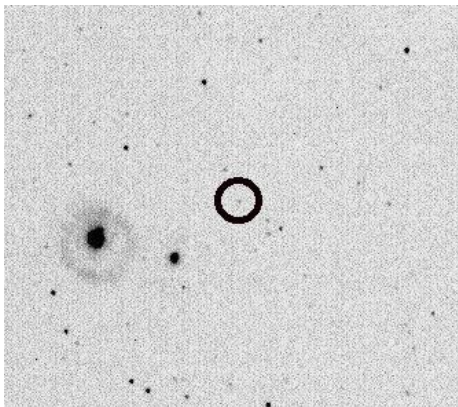


Рис. 2. Фрагмент кадру (негативне зображення) з позначеною зорею UCAC4 516-047388. Астероїд має низьку яскравість і тому не помітний у кадрі

**Оброблення спостережень.** У процесі спостережень отримується послідовність кадрів у tiff-форматі, яка передає палітру у вигляді відтінків сірого кольору з максимальною розрядністю 16 біт. Камера відображає меншу кількість розрядів – 12 біт, які займають старші біти у значенні інтенсивності пікселя в кадрі. У назві кожного файлу записується час закінчення експозиції. Для оброблення такої послідовності зображень написано спеціальну програму, яка дозволяє в напівавтоматичному режимі обробити спостереження покриття. Для оброблення вибирають перший кадр із послідовності зображень. За наявності темного кадру і кадру плоского поля вони враховуються у розрахунках інтенсивностей пікселів. Далі вибирають зорю, яка покривається, відмічаючи приблизне місце в кадрі за допомогою мишки. Програма обробляє зображення в районі, який відмічений мишкою. Спочатку визначають піксель із максимальною інтенсивністю, який приймають за приблизне положення зорі (рис. 3а). Таке положення може погано відповідати положенню зорі у випадку дуже слабкої або, навпаки, яскравої зорі. Для уточнення положення початкове зображення додається до зображення, яке згладжується, за допомогою гаусової фільтрації, і по ньому визначається положення зорі (рис. 3б). За зображенням зорі знаходять параметр розподілу Гауса  $\sigma_s$ , який апроксимує форму зорі. Цей параметр у подальшому використовують для обчислення величини сигналу від зорі в кадрі. Для цього вибирають максимальний радіус зорі  $\sigma_s$  за обчисленням по двох осях зображення (рис. 3в і 3г). Далі обчислюють сумарну інтенсивність зображення у круговій діафрагмі радіуса  $r_s = 2,9\sigma_s$ . Рівень фону для зорі розраховують за пікселями в кільцевій діафрагмі  $3,2\sigma_s < r_b < 3,9\sigma_s$ . Далі вибирають кілька зір порівняння, які обробляють за таким самим алгоритмом, як і зорю, що покривається. Для контролю всі вибрані зорі порівняння позначають кружками із цифрами, які показують номер зорі. Зорю, що покривається, позначають кружком іншого кольору і без цифри (рис. 4).

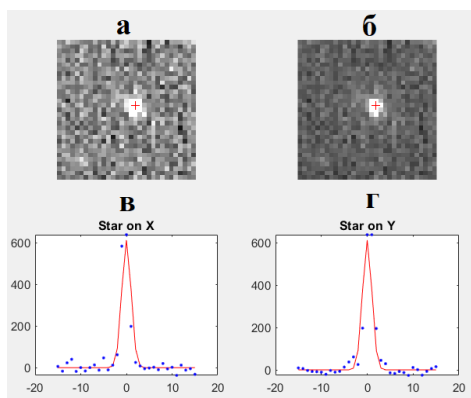
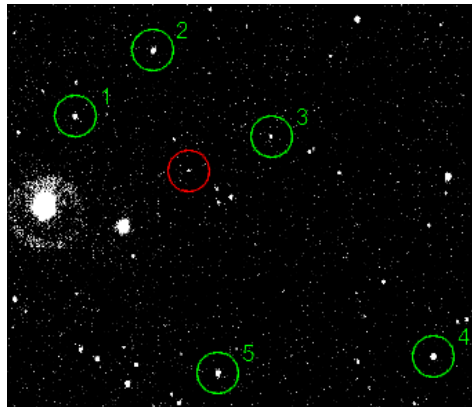


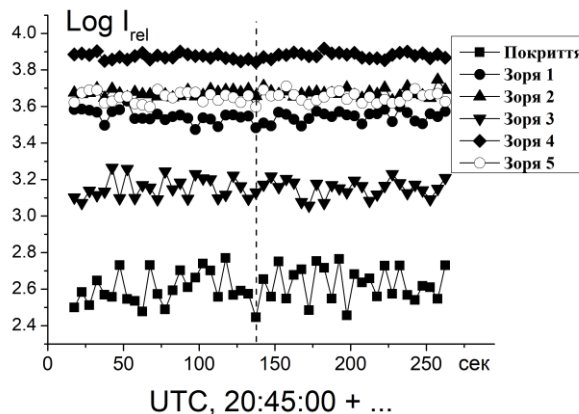
Рис. 3. Вибір зір для отримання фотометричної кривої покриття:  
а – початкове зображення зорі, б – зображення зорі з доданим фільтрованим зображенням,  
в – фотометричний розріз зорі вздовж осі X, г – фотометричний розріз зорі вздовж осі Y



**Рис. 4.** Фрагмент кадру у процесі отримання фотометричної кривої покриття.  
Кружками з номерами відмічено зорі порівняння, кружком без номера позначено зорю, що покривається

Положення зір порівняння запам'ятовують і використовують для оброблення наступних кадрів. Усі наступні кадри обробляють в автоматичному режимі. Зорі порівняння опрацьовують так само, як і для першого кадру. Тільки в цьому випадку наближене положення зорі порівняння беруть згідно з положенням на попередньому кадрі. Положення зорі, що покривається, розраховують за положеннями зір порівняння. Це роблять, щоб урахувати випадок, коли зоря повністю зникає під час покриття.

У кінці опрацювання серії кадрів виводять фотометричні криві зорі, що покривається, та зір порівняння (рис. 5). Ці графіки дають можливість оцінити якість фотометричних даних і прийняти рішення про використання окремих зір порівняння. Фотометричні криві всіх вибраних зір записують у файл. У першому стовпці даних цього файла записують час у секундах відносно початкового моменту, величина якого дорівнює цілій кількості секунд початкового кадру. У другий стовпець заносять рівень яскравості зорі, що покривається, у відносних одиницях. У наступних стовпцях записують фотометричні криві зір порівняння за порядком номерів.



**Рис. 5.** Фотометричні криві зір, які використано для отримання фотометричної кривої покриття.  
Пунктиром позначено ефемеридний час покриття. Номери зір вказано відповідно до рис. 4

Для врахування можливих часових змін прозорості атмосфери, чутливості камери й інших факторів, які впливають на рівень вимірюваного фотометричного відклику, результуюча фотометрична крива покриття отримується після ділення початкової кривої на середньозважену фотометричну криву зір порівняння. Вагу кожної фотометричної кривої розраховують за формулою

$$w_i = \frac{1/\delta_i}{\sum_i 1/\delta_i},$$

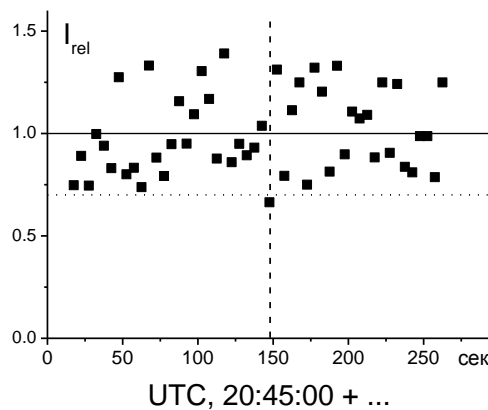
де  $\delta_i$  – відносна похибка фотометричної кривої  $i$  зорі. Середньозважену фотометричну криву зір порівняння  $I_{\Sigma}$  розраховують за формулою

$$I_{\Sigma} = \sum_i w_i I_i,$$

де  $I_i$  – нормована на 1 фотометрична крива  $i$  зорі.

Зазвичай, після такої редукції похибка фотометричної кривої покриття дещо зменшується. У нашому випадку відносна похибка зорі, що покривалася, практично не змінювалася і становила 0,20. Така поведінка свідчить про

стабільність апаратури і прозорості атмосфери під час покриття. Результуючу фотометричну криву покриття, нормовану на 1, зображено на рис. 6. Пунктиром позначено ефемеридний момент покриття. Крапки позначають межу похибки у  $1,5\sigma$ . Найменший рівень яскравості зорі якраз припадає на ефемеридний час покриття, і тільки одне це значення на графіку виходить за межі  $1,5\sigma$ . Імовірність, що це трапилося випадково, а не внаслідок реального покриття, оцінимо, як добуток імовірності того, що величина (беремо нормальний закон розподілення) має відхилення  $\geq 1,7\sigma$ , та ймовірності випадкового потрапляння цього кадру на ефемеридний момент покриття. Оцінки дають значення підсумкової імовірності  $< 0,001$ , що свідчить про реальність цього явища. Тоді вважаємо, що покриття дійсно відбулося. У такому випадку зменшення яскравості зорі відбувається за рахунок того, що частину експозиції зоря була закрита астероїдом, а решту – ні. Це дає можливість за зміною яскравості зорі оцінити тривалість покриття.



**Рис. 6.** Фотометрична крива покриття зорі UCAC4 516-047388 астероїдом (853) Нансенія. Крапками позначено межу похибки у  $1,5\sigma$ . Штрихова лінія позначає ефемеридний момент покриття

Тривалість покриття  $\tau$ , яка може привести до такого послаблення блиску зорі, що спостерігається на фотометричній кривій, можна розрахувати за формулою

$$\tau = t \frac{1 - I_0/I_s}{1 - I_e/I_s},$$

де  $t$  – тривалість експозиції кадру,  $I_0/I_s$  – відношення блиску зорі в максимальній фазі покриття до сумарного блиску зорі й астероїда за ефемеридною,  $I_e/I_s$  – відношення блиску зорі для експозиції в момент покриття до сумарного блиску зорі й астероїда за фотометричною кривою. Відношення  $I_0/I_s$  можна також оцінити із спостережень, коли перед покриттям ми можемо в кадрі окремо виміряти астероїд і зорю. У нашому випадку розрахунки дають значення тривалості покриття  $\tau = 2,0 \pm 1,2$  с.

**Обговорення і висновки.** Отримане значення тривалості покриття в межах похибки відповідає ефемеридним значенням, що свідчить про реальність реєстрації покриття. Продемонстрований підхід дозволяє отримати результати навіть за несприятливих умов спостережень, коли фотометрична крива покриття не демонструє явного ефекту послаблення сигналу. Іноді сам факт, що покриття відбулося, може допомогти встановити межі діаметра астероїда або підтвердити спостереження покриття у другому пункті при низькій яскравості зорі. Цінність таких спостережень зростає, коли спостереження проводять із кількох пунктів. Щоб отримати детальнішу картину покриття, потрібно залучати аматорів, які мають обладнання, придатне для спостереження покриття. Проте у аматорів зазвичай телескопи менших діаметрів і менш чутлива приймальна апаратура, тому потрібно мати можливість отримувати результат і з таких спостережень. Поданий матеріал слід розглядати як підготовку до спостережень покриття у складі мережі з багатьох пунктів, які обладнані різними інструментами.

Підсумовуючи наведене дослідження, доходимо таких висновків.

1. Розроблено програму, яка дозволяє обробляти спостереження покриття у вигляді послідовності графічних файлів.
2. Продемонстровано підхід до інтерпретації спостережень, який можна застосовувати, коли тривалість експозиції кадру більша за тривалість покриття.
3. Зареєстровано покриття зорі UCAC4 516-047388 астероїдом (853) Нансенія під час спостереження на спостережній станції в с. Крижанівка 8 квітня 2021 р. За фотометричною кривою визначено тривалість покриття  $2,0 \pm 1,2$  с.

**Список використаних джерел**

1. Bus S. J. Binzel Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey. A Feature-Based Taxonomy. / S. J. Bus and R. P. Binzel // Icarus. – 2002. – Vol. 158. – P. 146–177.
2. Harris A. W. On the revision of radiometric albedos and diameters of asteroids / A. W. Harris, A. W. Harris // Icarus. – 1997. Vol.126. – P.450–454.
3. Kleshchonok V. V. The Kyiv electronic database of television observations of star occultations by the moon/ V. V. Kleshchonok, N. I. Buromskii, I. V. Kha'ko // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2008. – Vol. 24, Iss. 2. – P 114–118.
4. Kleshchonok, V. V. Observation of Stellar Occultations by Asteroid (259) Alethea and Comet 21P/Jacobini-Zinner / V. V. Kleshchonok, V. L. Karbovsky, M. I. Buromsky, M. V. Lashko// Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2021. – Vol.37, iss 1.– P. 41–51.
5. Masiero J. R. Main-belt Asteroids with WISE/NEOWISE: Near-infrared Albedos / J. R. Masiero, T. Grav, A. K. Mainzer, C. R. Nugent, J. M. Bauer, R. Stevenson, S. Sonnett // The Astrophysical Journal.– 2014. – Vol. 791, Iss. 2, id. 121. – 11 pp.



6. Wright, E. L. The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance / E. L. Wright, P. Eisenhardt, A. K. Mainzer, et al. // The Astrophysical Journal. – 2010. – Vol.140. – P. 1868–1881.

7. Zacharias, N. The Fourth US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC4) / N. Zacharias, C. T. Finch, T. M. Girard, A. Henden, J. L. Bartlett, D. G. Monet, M. I. Zacharias // Astronomical Journal. – 2013. – Vol. 145, id. 44.

Надійшла до редколегії 11.07.2022

V. Kleshchonok, PhD  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine  
Yu. Gorbanev, PhD,  
S. Kimakovsky, Junior Research  
Odessa I. I. Mechnikov National University, Odessa, Ukraine

### STELLAR OCCULTATION BY THE ASTEROID (853) NANSENIA ON 8 APRIL 2021

*Observations of occultations of stars by asteroids provide useful information about the shape and size of asteroids. Ground-based multisite observations are especially valuable in that regard. To this end, on the joint initiative of the Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine and Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, the development of Ukrainian network of stellar occultation observing stations is currently underway. Asteroids vary greatly in size with small asteroids being dominating. Occultations by small asteroids are visible across a rather narrow path. In such a case, it will not be feasible to make use of the entire network. Moreover, it is not always possible to conduct observations using telescopes with the required primary mirror diameter and light-gathering power or those equipped with special high-speed cameras. First of all, it applies to asteroids small in diameter for which the shadow tracks may run far from stationary telescopes. If this is the case, amateur telescopes or movable systems are employed. The aperture of such telescopes does not enable to acquire observations of occultations of faint stars with short exposure times. However, any observations are useful as they may help to determine the limits of asteroid diameter directly using techniques typical for the photometry of stellar occultations.*

*This paper presents the results of observations of the star UCAC4 516-047388 occultation by the asteroid (853) Nansenia on 8 April 2021 performed at the Kryzhanovka observation station of Odessa I.I. Mechnikov National University. This observing station will become a part of the network of stellar occultation observers which is currently being set up. A Schmidt telescope ( $D = 271.25$  mm,  $F = 440$  mm) and Videoscan-415-2001 CCD camera were used to carry out observations. The ICX415AL chip (with the number of effective pixels 782 (H) x 582 (V) and unit cell size of  $8.3 \mu\text{m} \times 8.3 \mu\text{m}$ ) serves as an interline image sensor for the specified CCD camera. The spectral sensitivity of the CCD camera approximately corresponds to the visible range. The NTP based PC system clock was used for the frame time-stamping. A GPS receiver with a specialised application running in the background was used to set (synchronise) the imaging system computer clock. The exposure duration for the occultation recording was chosen to be 5 seconds in order to acquire an image of the star adequate for photometric measurements, on the one hand, but to minimise the exposure time thus improving temporal resolution, on the other hand.*

*The star UCAC4 516-047388 has a low brightness of 14.2 m which provides another reason for a long exposure time of 5 seconds to be used. This exposure time exceeds the maximum duration of occultation of 2.8 sec. An approach that enables us to draw a conclusion that the occultation has taken place and also to estimate the duration of such a phenomenon is adopted to construe the photometric (light) curve. Our calculations yield the duration of occultation  $\tau = 2.0 \pm 1.2$  sec, which corresponds to the predicted value within the error. This paper also provides a description of the custom software, designed to process observations of occultations in the form of a series of graphic (image) files, which was employed for the stellar occultation by the asteroid (853) Nansenia. This software application can also be used to process observations of amateurs who will become involved in observing stellar occultations.*

*Key words: asteroids, stellar occultation, photometry.*

УДК 523.98 + 52-337

В. Лоцицький, д-р фіз.-мат. наук  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

## СПЕКТРАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ СОНЯЧНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ В АСТРОНОМІЧНІЙ ОБСЕРВАТОРІЇ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА У 1981–1986 рр.

*Під час спектральних досліджень сонячних магнітних полів в АО КНУ (1981–1986 рр.) отримано багато важливих і цікавих наукових результатів, які в основному стосуються магнітних полів у сонячних спалахах і за їхніми межами. Зокрема, на основі аналізу ешельних зєсман-спектрограм, отриманих в обсерваторії під час міжнародної програми FBS/SERF, показано, що ефект "магнітного транз'єнту" за даними обсерваторії BBSO ймовірно має немагнітну природу. Також були зафіксовані й попередньо вивчені "кілогаусові" магнітні поля (1–3 кГс) у сонячних спалахах, точніше, в області інтенсивної емісії у сильних лініях FeI, яка формується у зоні верхньої фотосфери і температурного мінімуму. Для ділянки фотосфери активної області без сонячних спалахів отримано спостережні свідчення дискретності локальних напруженостей, що приблизно дорівнюють 4, 7 і 13 кГс. Для цієї самої ділянки знайдено вказівки на існування помірно сильного (до  $\approx 1$  кГс) фонового магнітного поля змішаної полярності. Ці спостережні дані вдалося пояснити теоретично в межах лінійної безсилової МГД-моделі, згідно з якою центральні частини маломасштабних магнітних структур із сильними і дискретними за величиною полями оточені концентричними областями зі знакозмінним і слабшим магнітним полем. У сонячному спалаху виявлено і досліджено знакозмінний висотний градієнт поздовжнього магнітного поля, однією з причин якого може бути значна деформація магнітного поля типу зсуву ("ширу"), яка поступово послаблювалась під кінець спалаху. У всіх зазначених питаннях не сказано ще "останнє слово" – вони вимагають ґрунтовних досліджень у майбутньому.*

**Ключові слова:** Сонце, сонячна активність, сонячні спалахи, спектральні дослідження, ефект Зєсмана, магнітні поля.

**Вступ.** Стаття є продовженням попередньої статті [11] на цю ж тему, яка стосувалась більш раннього періоду 1975–1980 рр. У той період в обсерваторії встановлено сонячний магнітограф, виготовлено необхідну поляризаційну оптику для спектрально-поляризаційних спостережень і розпочато такі спостереження на горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (ГСТ АО КНУ). Крім того, у цей період вивчався спостережний спектральний матеріал, отриманий у Кримській астрофізичній обсерваторії.

У 1981–1986 рр. спектрально-поляризаційні спостереження на ГСТ продовжувались, причому інтенсивніше, ніж у попередні п'ять років. В основному це було пов'язано з тим, що на 1980–1981 рр. випадав максимум сонячної активності у 21-му циклі, який був доволі потужним, з великою кількістю плям і сонячних спалахів. Саме у зв'язку із цим була організована міжнародна програма FBS/SERF – вивчення виникнення сонячних спалахів і вивільнення в них енергії. АО КНУ брала активну участь у цій програмі й отримала цікаві і важливі результати, які коротко подано нижче. Метою цієї статті є представлення не лише цих результатів, але також інших найважливіших робіт, виконаних у вказаний період. Це зроблено для того, щоб у межах однієї статті викласти основну суть кількох публікацій (точніше, семи), деякі з яких є нині малодоступними, оскільки збереглися лише на паперових носіях, а не в електронній формі. Крім того, було б корисно оцінити отримані тоді результати з погляду науки сьогодення, тобто через 40 років після того, як уперше отримано ці результати.

**Проблема магнітних транз'єнтів.** Магнітні транз'єнти (МТ) у сонячних спалахах відкриті проф. Г. Зіріним із співробітниками [21, 30] на відеомагнітографі обсерваторії Біг Бер. Це відкриття було, напевно, одним із найважливіших у межах програми FBS/SERF. Суть його зводилась до того, що поблизу максимальної фази чотирьох сонячних спалахів відмічено появу на магнітограмах на короткий час ( $\approx 1,5$  хв) магнітних деталей розміром  $\leq 7$  Мм, які вклинювалися в існуючу картину магнітного поля в місцях, розташованих поблизу лінії інверсії поздовжнього магнітного поля  $B_{\parallel}$  (тобто  $B_{\parallel} = 0$ ). Ці деталі, що названі магнітними транз'єнтами у сонячних спалахах, мали полярність, протилежну полярності магнітного поля у тих же місцях до спалахів; спостерігались і біполярні утворення. Розташування МТ в активних областях не завжди відповідало емісії в лінії D3 HeI. Усі МТ спостерігались при геліоцентричних кутах  $> 30^{\circ}$ . Автори робіт [21, 30], оцінюючи можливі інструментальні ефекти, дійшли висновку, що цей ефект є реальним і відповідає справжнім змінам магнітного поля. У такому випадку енергія МТ при полях у них  $\approx 10^3$  Гс відповідала (за порядком величини) сонячним спалахам середньої потужності ( $\approx 10^{30}$  ерг).

Виявлення ефекту МТ у сонячних спалахах привернуло до себе увагу у зв'язку з такими обставинами. Цей ефект спостерігався у фотосферній лінії FeI 5324,2 Å (її фактор Ланде  $g = 1,5$ ). Отже, якщо трактувати ці спостереження як відображення реальних змін магнітного поля, то виходило, що магнітна енергія виникає і витрачається дискретними порціями саме на фотосферному рівні, а не у хромосфері й короні, де подібні зміни очікувались теоретично на основі уявлень про магнітне пересполучення силових ліній в області сонячного спалаху [20].

Однак на основі спостережень, виконаних на ГСТ АО КНУ, було поставлено під сумнів реальність ефекту МТ [8]. У сонячному спалаху 26.07.1981 р. зафіксовано сильну і розщеплену емісію в лінії FeI 5324,2 Å, яка за інтенсивністю досягала 40 % рівня сусіднього спектрального континууму. Згідно з розрахунками, така емісія могла обумовити фіктивний сигнал циркулярної поляризації величиною  $\approx 400$  Гс, притому протилежної магнітної полярності. Слід зауважити, що Г. Зірін і його колеги вважали під час оцінювання інструментальних ефектів, що емісія в цій лінії не перевищує у спалахах 20 %.

Пізніше ефект МТ зафіксовано Косовічевим і Жарковою [6] у великому сонячному спалаху 14 липня 2000 р. ("Спалаху Дня Бастилії") за даними бортового магнітометра обсерваторії MDI/SOHO, який вимірює магнітне поле в лінії NiII 6767,778 Å ( $g = 1,5$ ). Точніше, автори роботи [6] для кількох ділянок у спалаху відмітили два типи змін магнітного поля: (а) – неперервне поступове зменшення градієнта магнітного поля з розвитком спалаху і (б) – різке,

© Лоцицький В., 2022

упродовж кількох хвилин, зменшення вимірної напруженості магнітного поля в момент наростання потужності або в максимумі спалаху. Енергія цих змін оцінена на рівні  $7 \times 10^{29}$  ерг, тобто відповідає енергії типового сонячного спалаху.

Хоча лінія  $\text{NiI } 6767,778 \text{ \AA}$  є менш температурно-чутливою, ніж лінія  $\text{FeI } 5324,2 \text{ \AA}$ , не можна повністю виключити для неї того ж ефекту, що і для лінії  $\text{FeI } 5324,2$ , а саме: появи в її ядрі більш чи менш інтенсивної спалахової емісії, яка обумовлює фіктивні зміни сигналу магнітографа. Крім того, у фізичному сенсі сигнал магнітографа SOHO відповідає поздовжній компоненті магнітного поля  $B_{||}$ , але лише у тому випадку, коли це поле є однорідним. Якщо ж магнітне поле неоднорідне і на вхідну щілину спектрографа попадають маломасштабні (просторово нероздільні) структури, то виміряна величина магнітного поля має відображати, у першому наближенні, локальні магнітні поля і їхні полярності, їхній фактор заповнення, величину фонового поля, нахил силових ліній до променя зору у всіх місцях вхідної апертури інструмента тощо. У такому випадку певна зміна вимірної величини магнітного поля може виникати навіть тоді, коли локальні магнітні поля є незмінними.

Щоб оцінити зміну саме локальних магнітних полів, авторами роботи [10] запропоновано метод, подібний до методу "відношення ліній" [26]. Цей метод дозволяє оцінити саме модуль магнітного поля, а не його поздовжню компоненту. Відповідні результати засвідчили, що модуль напруженості магнітного поля у маломасштабних структурах дійсно підсилюється в максимумі спалаху, тоді як фактор заповнення – монотонно спадає з його розвитком. Однак ці результати стосувались лише одного місця у спалаху і нині ще не мають ґрунтовної перевірки в роботах інших авторів. Отже, питання реальності і фізичних параметрів магнітних транзєнтів є сьогодні ще недостатньо вивченим.

**"Кілогаусові" магнітні поля у сонячних спалахах.** Спектрограми спалаху 26.07.1981 р., на основі аналізу яких поставлено під сумнів реальність магнітних транзєнтів, дозволили отримати ще один вагомий науковий результат. На цих спектрограмах виявлено не лише сильну емісію ( $\approx 40\%$ ) у лінії  $\text{FeI } 5324,2 \text{ \AA}$ , але і значне її розщеплення у спектрах ортогональних циркулярних поляризацій. Подібний ефект знайдено на тому ж спостережному матеріалі і в інших спектральних лініях. Для ілюстрації на рис. 1 цей ефект представлено у тому його вигляді, як у час його опублікування в роботі [9].

На цьому рис. 1 на осі ординат наведено фактично параметр  $I \pm V$ , де  $I$  та  $V$  – відповідні параметри Стокса, а на осі абсцис – довжину хвилі відносно центрів відповідних спектральних ліній. Пунктирними кривими показано профілі ліній за межами сонячного спалаху, а суцільними і штриховими – у самому спалаху. Спектральні лінії підбрано так, щоб вони мали приблизно однакову еквівалентну ширину, але різні потенціали збудження нижнього терма  $\chi$ . У такому разі, як відомо, чим більший параметр  $\chi$ , тим глибше у фотосфері формується спектральна лінія [4]. З рис. 1 бачимо, що лінії з найменшими потенціалами збудження  $\chi$  мають найінтенсивнішу спалахову емісію, з чіткими емісійними піками у їхніх ядрах. Однак видиме розщеплення емісійних піків цих ліній є найменшим і дорівнює 1600 Гс для лінії  $\text{FeI } 5446,9 \text{ \AA}$ . Лінії з більшими значеннями параметра  $\chi$  мають менш інтенсивну емісію, але більше її розщеплення, яке, наприклад, для лінії  $\text{FeI } 5324,2 \text{ \AA}$  відповідає 3000 Гс (якщо величину магнітного поля оцінювати по зміщенню "центрів ваги" емісійних піків). Видно також, що у лінії  $\text{FeI } 5434,5 \text{ \AA}$  з фактором Ланде  $g = 0$  немає помітного розщеплення емісійного піка в її ядрі. Однак таке розщеплення було виявлено пізніше в інших спалахах [14] і трактовано як прояв присутності особливо сильних магнітних полів  $\approx 10^4$  Гс, оскільки у цієї лінії фактор Ланде не строго нульовий, а рівний  $\approx -0,01$  згідно з лабораторними вимірюваннями.

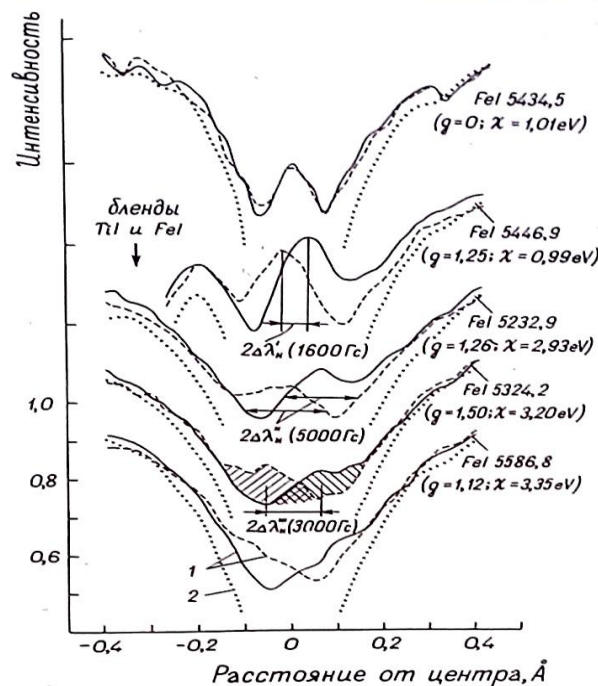


Рис. 1. Спостережені профілі спектральних ліній у сонячному спалаху 26.07.1981 та за його межами [9]

Наведені на рис. 1 результати можна пояснити у припущенні, що в області спалаху існувала двокомпонентна структура магнітного поля: маломасштабні (просторово нероздільні) силові трубки із сильними ("кілогаусовими") магнітними полями, занурені у більш слабке "фонове" магнітне поле. Якщо спалахова емісія заповнювала як силові трубки, так і фонове поле, і силові трубки монотонно розширювалися з висотою, то тоді напруженість магнітного поля мала б спадати з висотою, але магнітний потік  $\Phi$  через трубки, як можна очікувати, залишався б незмінним, тобто  $\Phi = BS = \text{const}$ , де  $B$  – напруженість магнітного поля, а  $S$  – площа перерізу силових трубок. І справді, виявилось, що для різних спектральних ліній виміряна напруженість магнітного поля обернено пропорційна до еквівалентної ширини емісійних піків, віднесеної до еквівалентної ширини всієї спалахової емісії (поляризованої + неполяризованої). На рис. 1 поляризовану (розщеплену) емісію показано косим штрихуванням для лінії FeI 5324,2.

Указані результати були важливими тому, що давали інформацію про магнітне поле безпосередньо з області енерговиділення спалаху, а не з-під спалаху, як у магнітографічних даних. На важливість цих результатів вперше вказав автору Теодор Теодорович Цап. Автор зазначає: "Він завжди був для мене учителем і наставником, за що я йому щиро вдячний. Ця вдячність назавжди залишиться у моєму серці, незважаючи на те, що Теодора Теодоровича давно немає на білому світі...".

Пізніше виявилось, що розподіл магнітного поля з висотою у спалаху може бути не тільки монотонним, але й немонотонним, із максимумом в області верхньої фотосфери або температурного мінімуму, тобто в діапазоні висот  $h = 0,4\text{--}0,5$  Мм (див. наприклад, [15]). Щодо величини магнітного поля у спалаху, то спершу його оцінки на рівні 1,6–3 кГс в області верхньої фотосфери (притому за межами сонячних плям) сприймалися деякими фахівцями з недовірою – як такі, що вимагали підтвердження в інших обсерваторіях. Таке підтвердження дійсно було отримане у Кримській астрофізичній обсерваторії [7]. Крім того, Коваль і Степанів [7] виявили, що магнітне поле в області спалаху є найсильнішим на висотах 400–600 км, а не глибоко у фотосфері. Пізніше цей результат підтверджено в АО КНУ як за даними прямих вимірювань, так і на основі побудови напівемпіричних моделей.

Щодо оцінки цих результатів нині, то виявилось, що сильні магнітні поля напруженістю до 3 кГс можуть існувати і на значно більших висотах,  $h = 10\text{--}18$  Мм, зокрема і у лімбових спалахах, тобто у нижній сонячній короні [29]. Більше того, недавно отримано дані про те, що на висотах 15–20 Мм локальне магнітне поле у спалахах може досягати  $\approx 90$  кГс [28]. Існування таких екстремально сильних полів у дуже розрідженій плазмі сонячної корони є сьогодні "гарячою" проблемою, яка поки що не має теоретичного розв'язання.

**Дискретність ("квантованість") напруженостей сонячних магнітних полів.** Проблема можливої дискретності ("квантованості") напруженостей сонячних магнітних полів була у свій час уперше поставлена в АО КНУ, але і нині вона перебуває майже у тому самому стані, в якому виникла кілька десятиліть тому. Основною причиною цього є те, що для прогресу у розв'язанні цієї проблеми необхідно мати надійні і презентабельні дані про модуль напруженості магнітного поля  $B$ , а не про його поздовжню компоненту  $B_{\parallel}$ , або ж про добуток поздовжньої компоненти на фактор заповнення  $f$ . Водночас, сьогодні наймасовішими є саме дані про параметр  $fB_{\parallel}$ , а не про саму по собі величину модуля поля  $B$ .

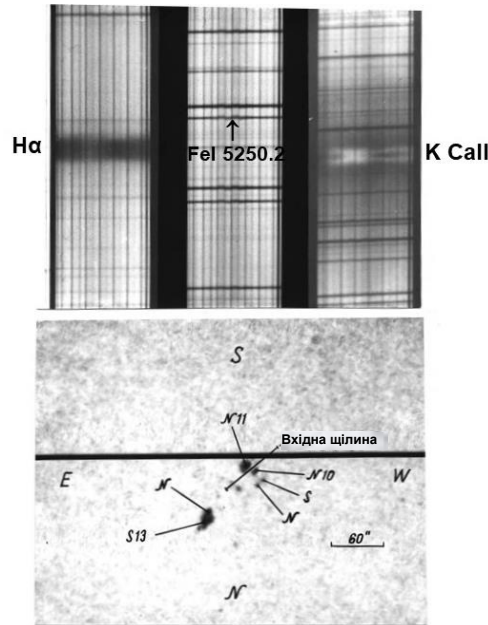
Модуль магнітного поля можна найнадійніше виміряти по ефекту Зеемана тоді, коли у спектрі спостерігається повне розщеплення зееманівських  $\pi$ - і  $\sigma$ -компонент. Цей випадок називають у сонячній магнітометрії режимом сильного магнітного поля. За фізичною суттю цей режим відрізняється від аналогічного (за назвою) режиму в атомній фізиці [3], де йдеться про зовсім інший випадок – коли зееманівське розщеплення наближається за величиною до мультиплетного розщеплення.

Повне розщеплення зееманівських  $\pi$ - і  $\sigma$ -компонент (тобто режим сильного поля) найпростіше спостерігати у спектрах сонячних плям, використовуючи вузькі спектральні лінії нейтрального заліза FeI з великими факторами Ланде ( $g = 2,5\text{--}3$ ). Саме у такому випадку можна найдостовірніше виміряти модуль напруженості магнітного поля, а не його поздовжню компоненту, як у вимірюваннях із сонячним магнітографом [1]. Ще однією причиною, чому в спектрах сонячних плям може бути просто виміряний модуль напруженості, є те, що фактор магнітного заповнення  $f$  у плямах близький до одиниці, тобто  $f \approx 1$ . Фізично це означає, що у сонячних плямах спостерігається суцільне магнітне поле, без немагнітних проміжків між окремими елементами структури, що містять магнітне поле. Таке суцільне і сильне магнітне поле дає дуже чітку й контрастну картину ефекту Зеемана, за якою просто і надійно вимірюють модуль напруженості  $B$ .

За межами сонячних плям, де фактор заповнення набагато менший одиниці ( $f \ll 1$ ), повне розщеплення зееманівських  $\pi$ - і  $\sigma$ -компонент також може існувати, але спостерігати його значно складніше, ніж у випадку  $f \approx 1$ . Фізично випадок  $f \ll 1$  означає, що між ділянками на Сонці із сильним полем (очевидно, деякими силовими трубками) існують проміжки, заповнені більш слабким "фоновим" полем. Структура магнітного поля тоді є двокомпонентною, і за такої структури спостережений спектр є результатом накладання двох спектрів: спектра сильного поля і спектра слабого поля, але з ваговими коефіцієнтами, які пропорційні відповідним факторам заповнення. Як уже було представлено у попередній статті [11], дійсні напруженості тоді можна визначити за картиною розщеплення бісекторів профілів  $I \pm V$ . При дійсно однорідному (однокомпонентному) магнітному полі розщеплення бісекторів  $\Delta\lambda_B$  має бути однаковим на різних віддальх  $\Delta\lambda$  від центра лінії. Якщо поле двокомпонентне, це розщеплення повинно мати більш чи менш помітні максимуми на певних віддальх  $\Delta\lambda$ . Щоб упевнитися, що ці максимуми є "магнітними", а не інструментальними, слід зіставити спостережені дані по багатьох спектральних лініях на залежності  $\Delta\lambda_B$  від  $\Delta\lambda/g_{\text{eff}}\lambda_0^2$ , де  $g_{\text{eff}}$  – ефективний фактор Ланде лінії,  $\lambda_0$  – її незміщена довжина хвилі.

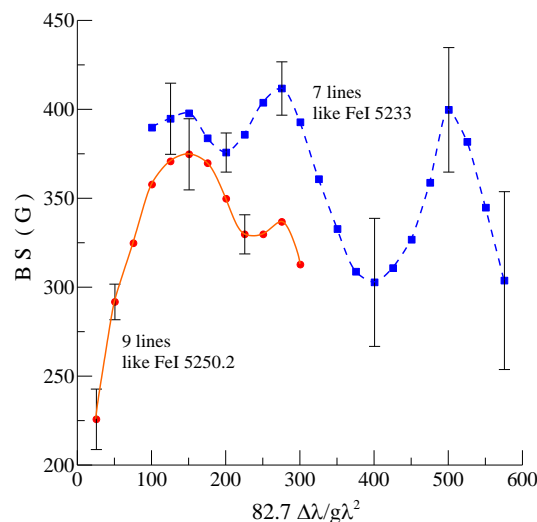
Найпереконливіші дані щодо дискретності напруженостей отримано для активної області 12 жовтня 1977 р., яка спостерігалась на ГСТ АО КНУ поблизу центра диска Сонця. На рис. 2 показано цю область у білому світлі (нижня частина рисунка), а також три вибрані фрагменти спектра для того положення вхідної щілини, яке показано на рисунку. Видно, що вхідна щілина інструмента проєктувалась на ділянку фотосфери між двома невеликими плямами однакової поляриності (N), в яких напруженості магнітного поля згідно з візуальними вимірюваннями магнітного поля по лінії FeI 5250,2 ( $g_{\text{eff}}=3,0$ ) були 1,0 і 1,1 кГс. Ешельна зееман-спектрограма цієї області отримана з чвертьхвильовою пластинкою і мозаїкою Скоморівського, що дозволило аналізувати розщеплення і профілі  $I \pm V$  багатьох спектральних ліній. Вигляд фрагментів спектра у верхній частині рис. 2 засвідчує, що було сфотографовано

саме фотосферу цієї області, а не ділянки сонячних плям. Зокрема, на всіх трьох смужках спектра не видно суттєвого потемніння в континуумі, натомість у лінії H $\alpha$  (крайній спектр ліворуч) є слабкі натяки на емісію, що типово для сонячних факелів. Лінія FeI 5250,2 у середньому фрагменті спектра має найбільш помітний зигзагоподібний вигляд, але її розщеплення є досить слабким, далеко не повним, що типово для помірних за величиною магнітних полів ( $\leq 500$  Гс), якщо їх вимірювати традиційним методом "центрів ваги". У правому фрагменті спектра видно досить сильну емісію в лінії K CaII, причому цікаво те, що у деяких місцях ця емісія є нерозщепленою, односторонньою (цей тип емісії позначається як K<sub>232</sub>), а в інших – розщепленою, двогорбною (це емісія K<sub>2V</sub> и K<sub>2R</sub>).



**Рис. 2.** Фрагменти спектра активної області 12.10.1977 р. (верхня частина рисунка) і сама ця активна область у білому світлі (нижня частина рисунка). Наведено результати візуальних вимірювань магнітних полів сонячних плям (у сотнях гаусів), а також їхні магнітні полярності (рисунки з архіву обсерваторії)

На рис. 3 показано результати усереднення залежностей  $\Delta\lambda_B$  від  $\Delta\lambda/g_{\text{eff}}\lambda_0^2$  по 16 фраунгоферових лініях різних хімічних елементів – в основному FeI, але також FeII, MgI і NaI [24]. Їхні спектральні півширини  $\Delta\lambda_{1/2}$  і магнітні чутливості  $g\lambda^2$  також дуже різні; зокрема  $\Delta\lambda_{1/2}$  були в межах 10–30 нм. Для зменшення впливу шумів унаслідок зернистості фотоемульсії WP1 ORWO проведено усереднення даних по значній ділянці на Сонці – близько 35 с дуги, тобто 25 Мм. Видно, що у розглянутому інтервалі приведених віддалей ( $\Delta\lambda_n = 2\text{--}57$  нм) достовірно існують три максимуми розщеплення бісекторів, які відповідають  $\Delta\lambda_n \approx 15, 25$  і 50 нм. Ці максимуми, найімовірніше, вказують на субтелескопічні магнітні поля (для яких  $f \ll 1$ ) з дискретними напруженостями  $\approx 0,4, 0,7$  і 1,3 Тл, тобто 4, 7 і 13 кГс.



**Рис. 3.** Спостережене розщеплення бісекторів  $BS \equiv \Delta\lambda_B$  профілів  $\pm V$  залежно від зведеної віддалі від центра лінії  $\Delta\lambda_n \equiv 82.7 \Delta\lambda/g\lambda^2$  для фотосфери активної області 12.10.1977 р. [ 19]. Залежність '9 lines like FeI 5250.2' підсумовує дані по 9 лініях типу FeI 5250.2 Å (з півшириною  $\Delta\lambda_{1/2} \approx 100$  мÅ = 10 нм), а залежність '7 lines like FeI 5233' – по 7 лініях типу FeI 5233 ( $\Delta\lambda_{1/2} \approx 300$  мÅ = 30 нм). Множник 82.7 взято для порівняння всіх даних із лінією FeI 5250.2 Å, у якій  $g\lambda^2 = 82.7 \times 10^6$

Спостережні вказівки на дискретність напруженостей субтелескопічних магнітних полів отримано також більш прямим методом – на основі аналізу профілів емісійних зєсманівських сигма-компонент. Це ілюструє рис. 1, з якого видно, що емісійні піки лінії FeI 5324,2 (показано косим штрихуванням) виглядають роздвоєними, тобто складаються ніби з двох вузких піків, що відповідають різним віддалям від центра лінії, а отже, і різним напруженостям. Подібний ефект менш помітний в лінії FeI 5586,8 і зовсім не помітний в інших спектральних лініях. Однак слід урахувати, що серед усіх ліній лише лінія FeI 5324,2 є зєсманівським триплетом, тобто саме у неї спостережені емісійні сигма-компоненти можна очікувати найбільш вузькими, не розмитими аномальною картиною ефекту Зєсмана.

Пізніше свідчення дискретності напруженостей магнітних полів у сонячних спалахах отримано в роботі [19]. Було з'ясовано, що під час усереднення спостережних даних по 12 сонячних спалахах різних балів виникають два піки розщеплення бісекторів профілів  $I \pm V$ , які ймовірно відображають існування двох дискретних мод субтелескопічних магнітних полів із напруженістю близько 6 і 12 кГс у фотосферних шарах спалахів. Варто звернути увагу на те, що ці значення 6 і 12 кГс, які стосуються 12 сонячних спалахів, є близькими до тих 7 і 13 кГс, які отримані для неспалахової області 12.10.1977 р.

Незважаючи на новизну і наукове значення цих результатів для глибшого розуміння суттєвих особливостей сонячних магнітних полів, вони майже не отримали відгуку в роботах інших дослідників цього профілю. Зокрема, в роботах інших дослідників не виникло зацікавлення щодо пошуку і вивчення дуже тонких (слабких) спектральних особливостей, які відповідають малому фактору заповнення ( $f \ll 1$ ) і можуть вказувати на особливо сильні магнітні поля. Усерйоз і зацікавлено ці результати сприйняли лише деякі теоретики, зокрема проф. А. А. Соловйов із Пулковської обсерваторії.

**Лінійна безсилова модель тонкоструктурного магнітного елемента.** Для теоретичного пояснення дискретності напруженостей сонячних магнітних полів, у роботі [24] запропоновано безсилову конфігурацію магнітного поля, для якої

$$\text{rot} \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \tag{1}$$

де  $\mathbf{B}$  – вектор напруженості магнітного поля;  $\alpha$  є таким, що  $\nabla \alpha \mathbf{B} = 0$ . Припускалась аксіальна симетрія конфігурації, тобто  $\partial/\partial \varphi = 0$  у циліндричній системі координат:  $r, \varphi, z$ . Найпростіший знакозмінний розв'язок рівняння (1) при  $\alpha = \text{const}$  (лінійне безсилове поле) уперше отримано Шацманом 1965 р. [23]. Цей розв'язок можна записати у вигляді

$$\mathbf{B}(r, \varphi, z) = B(0) \exp(-\gamma z) \{ (\gamma/\lambda) J_1(\lambda r) \mathbf{i}_r + [1 - (\gamma^2/\lambda^2)]^{1/2} J_1(\lambda r) \mathbf{i}_\varphi + J_0(\lambda r) \mathbf{i}_z \}, \tag{2}$$

де  $J_0$  і  $J_1$  – функції Бесселя нульового і першого порядку, відповідно;  $B(0)$  – магнітне поле на осі структури;  $\lambda$  і  $\gamma$  – деякі константи, пов'язані з безсиловим параметром співвідношенням  $\alpha^2 = \lambda^2 - \gamma^2$ .

Очевидно, що  $\lambda \geq \gamma$ ; випадок  $\lambda = \gamma$  відповідає нескрученому полю ( $B_\varphi = 0$ ). Обернені величини  $\lambda^{-1}$  і  $\gamma^{-1}$  визначають, як впливає з виразу (2), характерний поперечний і вертикальний масштаби системи. Умова  $\lambda \geq \gamma$  означає, що поперечний масштаб не більший за вертикальний. Якісний вигляд силових ліній такої конфігурації у проекції на площину  $\varphi = \text{const}$  показано на рис. 4.

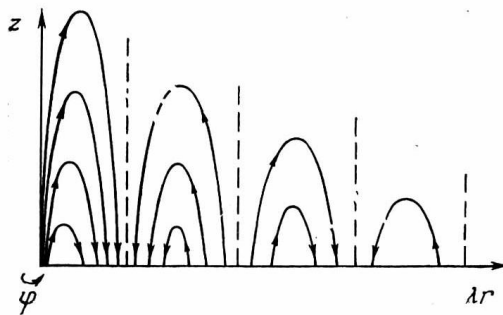


Рис. 4. Конфігурація силових ліній магнітного поля у запропонованій моделі маломасштабного елемента у проекції на площину  $\varphi = \text{const}$

Магнітний джгут, який описується розподілом (2), як і всяка силова трубка на Сонці, повинен мати кінцевий (обмежений) радіус поперечного перерізу  $a$ . На межі магнітного джгута з навколишньою фотосферою, за означенням силової трубки, нормальна до її межі складова поля має дорівнювати нулю. У вказаному випадку це означає, що  $B_r(a) = 0$ , тобто

$$J_1(\lambda a) = 0, \quad \lambda a = \nu_k, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \tag{3}$$

де  $\nu_k$  –  $k$ -й корінь функції  $J_1$ . Іншими словами, унаслідок знакозмінності радіального поля, в об'ємі екранованого (з чіткою зовнішньою межею) джгута може вкладатись лише ціле число "півперіодів" функції  $J_1$ .

З формул (2) і (3) випливає, що тоді й  $B_\varphi(a) = 0$ . Тому баланс тисків на межі джгута з фотосферою можна подати у вигляді

$$B^2_k(0) \exp(-2\gamma z) J_0^2(\nu_k) = 2\mu_0 P_{\text{ox}}(z), \tag{4}$$

де  $\mu_0$  – магнітна проникність вакууму,  $P_{\text{ox}}(z)$  – зовнішній газовий тиск. Тиск плазми всередині джгута вважався нехтовно малим. Магнітне поле  $B(0)$  в центрі джгута позначено літерою  $k$  для наголошення того, що ця величина, яка відіграє роль нормувальної константи, може бути різною у магнітних джгутах різного типу (тобто у джгутах з

різними значеннями  $k$ ). Для заданої топології магнітного поля, тобто при заданій величині  $k$ , величина  $B_k(0)$  встановлюється автоматично відповідно до балансу тисків (4) за рахунок бокового стиску (або розширення) магнітної структури.

Тиск зовнішнього середовища можна вважати у першому наближенні розподіленим за барометричним законом, тоді

$$P_{ex}(z) = P_{ex}(0) \exp(-Kz) = P_{фот} \exp(-Kz). \quad (5)$$

Щоб рівновага здійснювалась для всіх  $z$ , необхідно, згідно з (4), вважати  $K = 2\gamma$ . Тоді

$$B_k(0) J_0(v_k) = (2\mu_0 P_{фот})^{1/2} \approx 0,25 \text{ Тл}. \quad (6)$$

Унаслідок того, що  $J_0(v_k)$  утворює дискретну множину (низку значень, які зменшуються за величиною), ми отримаємо дискретний набір значень напруженостей магнітного поля в центрі джгута:

$$\begin{aligned} B_1(0) J_0(v_1) &= \text{const}, \\ B_2(0) J_0(v_2) &= \text{const}, \\ B_k(0) J_0(v_k) &= \text{const}. \end{aligned} \quad (7)$$

Якщо для величини  $(2\mu_0 P_{фот})^{1/2}$  прийняти оцінку (6), тобто 0,25 Тл (2,5 кГс), то маємо  $B_k(0) = \{0,25; 0,63; 0,83; 1,0; 1,15; 1,28; \dots\}$ , тут  $B_k(0)$  виражено у теслах. Знайдені значення задовільно узгоджуються зі спостереженнями за порядком величини, але не по конкретних значеннях. Можливою причиною цього є те, що у наведеному вище розгляді не врахована вілсонівська депресія, унаслідок якої при сильніших магнітних полях ми бачимо більш глибокі шари у сонячній атмосфері, де магнітне поле може бути сильнішим, ніж за даними цієї моделі.

Отже, основна особливість запропонованої моделі полягає у тому, що при одному й тому самому тиску зовнішнього середовища магнітні джгути з різним числом "півперіодів" полів  $B_\phi$  і  $B_r$  матимуть різний ступінь концентрації поздовжнього поля до центра структури.

У цьому і полягає основна своєрідність запропонованої магнітостатичної моделі, яка пояснює основні риси спостережених магнітних структур:

а) наявність сильних, просторово строго локалізованих магнітних полів у центральній частині магнітного елемента;

б) "квантований" характер максимальної напруженості поля в центральній частині елемента;

в) значний вертикальний градієнт поля: оскільки

$$B \sim \exp(-\gamma z), \text{ то } dB/dz = -\gamma B \approx -(0,1 \div 10) \text{ Тл}/100 \text{ км} = -(10 \div 1000) \text{ Гс}/\text{км};$$

г) малий поперечний розмір системи: з умови  $\lambda \geq \gamma$  і з урахуванням того, що згідно з виразом (6) величина  $\gamma^{-1}$ -порядку висоти однорідної фотосфери  $RT/\mu g \approx 130 \text{ км}$ , впливає, що характерний поперечний масштаб  $\lambda^{-1}$  не перевищує  $10^7 \text{ см}$ , тобто  $100 \text{ км}$ . Сучасні спостережні оцінки цього поперечного масштабу такі:  $10\text{--}70 \text{ км}$  [25] і  $15\text{--}20 \text{ км}$  [2].

Час існування такого магнітного елемента можна оцінити, враховуючи, що сильне магнітне поле зосереджене у малому об'ємі простору, тому омичною дифузією можна знехтувати. Важливою особливістю лінійних безсиловогого полів є те, що в однорідному високопровідному середовищі вони затухають без зміни своєї геометрії, залишаючись собі подібними; змінюється лише модуль напруженості магнітного поля:

$$\mathbf{B}(r, t) = \mathbf{B}(r, 0) \exp(-\alpha^2 t / \mu_0 \sigma_n), \quad (8)$$

де  $\sigma_n$  – провідність плазми. Однак у нашому випадку абсолютна величина напруженості магнітного поля задається зовнішнім тиском плазми і топологією магнітного поля. Рівноважне значення  $B_k(0)$ , яке визначається з рівності (7), відновлюється з альвенівською швидкістю, тобто за час  $1\text{--}10 \text{ с}$ , що значно менше дифузійного часу.

Отже, омична дисипація струмів у вказаній моделі зводиться до того, що всередині магнітної структури буде "вигорати" азимутальна компонента поля ( $\lambda \rightarrow \gamma$ ,  $\alpha \rightarrow 0$ ), але напруженість в центрі джгута зберігається, оскільки вся конфігурація в цілому не є безсиловою внаслідок наявності межі, на якій підтримується певний баланс тисків. Характерний час дисипації структури можна оцінити за формулою

$$\tau_D \approx \mu_0 \sigma_n \lambda^{-2} = \mu_0 \sigma_n a^2 / v_k^2, \quad (9)$$

де  $\sigma_n \approx 10^2 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$  – провідність фотосферної плазми. Оскільки  $a \leq 10^5 \text{ м}$ , то  $\tau_D \leq 10^6 / v_k^2 \text{ с}$ . Враховуючи, що  $v_1 = 3,84$ , а для нас у цій моделі є цікавими достатньо високі значення  $k$ , то можна дійти висновку, що  $\tau_D$  набагато менше  $10^5 \text{ с}$  і дуже швидко зменшується з підвищенням  $v_k$ , тобто зі збільшенням напруженості магнітного поля в центральній частині джгута.

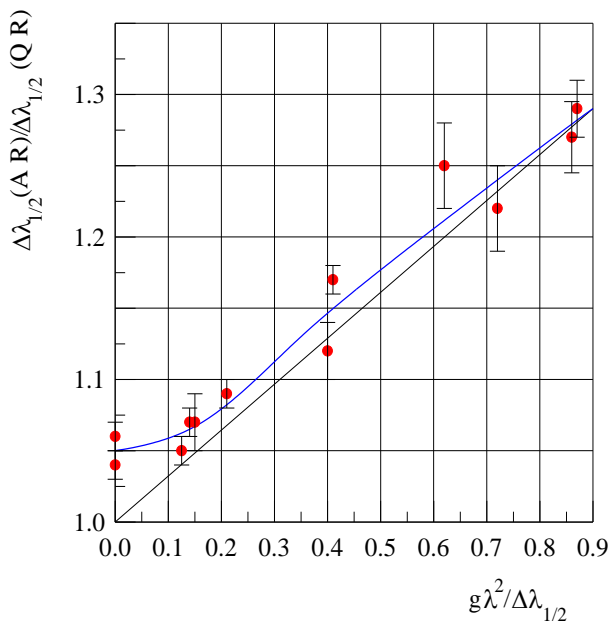
Отже, специфічною особливістю такої конфігурації є не лише дискретність напруженостей, але й знаковмінна периферія – те, що не спостерігається під час прямих спостережень у сонячних плямах і порах. Однак такі особливості, які впливають із наведеної вище теоретичної моделі, можуть існувати у субтелескопічних масштабах, тобто у просторово нероздільних структурах. Тому дуже цікавим і інтригуючим завданням для майбутніх спостережень із ще вищою просторовою здатністю ( $\leq 10 \text{ км}$ ) було б підтвердити або спростувати це теоретичне передбачення. Водночас, можна отримати вагомі свідчення (за або проти) і при існуючому нині просторовому розділенні – на основі моделювання спостережених профілів ліній із різною магнітною чутливістю. Саме такий підхід реалізовано в АО КНУ.

**"Фонові" поля в активних областях – помірно сильні знаковмінні поля.** Близько 50 років тому, у процесі інтерпретації вимірювань методом "відношення ліній", використано припущення, що маломасштабні силові трубки з "кілогаусовими" полями занурені у навколишню немагнітну плазму [26]. Однак пізніше Рачковським і Цапом [22] показано, що модельні розрахунки цим методом краще узгоджуються зі спостереженнями в лініях FeI 5247,1 і

5250,2, якщо припустити, що між "кілогаусовими" трубками існує слабше фонове поле. Аналогічне припущення використано також Лозицьким і Цапом [18] і встановлено, що напруженість цього фонового поля має бути пропорційною фактору заповнення силових трубок.

Недоліком указаних робіт було те, що у процесі інтерпретації спостережень враховувався лише параметр Стокса  $V$  (тобто величина циркулярної поляризації) і не враховувався параметр Стокса  $I$  (тобто інтегральна інтенсивність). Якщо на Сонці існують просторово нероздільні магнітні поля змішаної полярності, то їхню присутність простіше виявити саме за параметром Стокса  $I$ , а не  $V$ . Перший результат у цьому напрямку отримано авторами [5] за допомогою стокс-метра і було показано, що розширення лінії FeI 5250,2 в магнітних областях за межами сонячних плям можна пояснити дисперсією магнітного поля на рівні 500 Гс. Це означає, що якщо магнітне поле вважати лише поздовжнім, то його напруженість у таких областях дорівнює  $\pm 500$  Гс.

В АО КНУ отримано підтвердження цьому результату на основі вивчення 12 ліній із різною магнітною чутливістю у фотосфері активної області 12.10.1977 р. [13, 17]. Саме для цієї ділянки отримано вказівки про дискретність напруженостей (див. рис. 2). У процесі вивчення параметра Стокса  $I$  спектральних ліній виявлено два ефекти: а) майже лінійне зменшення півширин ліній при зниженні магнітної чутливості; б) відхилення від такого тренду для ліній із майже нульовою магнітною чутливістю, а саме ліній FeI 5123,7 і 5576,1 з емпірично визначеними факторами Ланде,  $-0,013$  і  $-0,012$ , відповідно (рис. 5). Перший ефект, як показали результати моделювання, можливий у разі помірно сильних (до 1 кГс) магнітних полів *змішаної полярності*, тоді як другий – при значно сильніших полях  $\approx 10$  кГс. Фізична причина другого ефекту є дуже простою: магнітні поля напруженістю  $\approx 10$  кГс дають спектральні вклади (відповідні зєсманівські  $\sigma$ -компоненти) настільки сильно розщеплені для ліній із високою і помірною магнітною чутливістю, що вони попадають за межі тих ділянок профілів ліній, де визначається параметр  $\Delta\lambda_{1/2}$ . Тому ці спектральні вклади "не помічаються" по лініях у певному діапазоні параметра  $g\lambda^2/\Delta\lambda_{1/2}$ . Навпаки, для спектральних ліній з екстремально низькою магнітною чутливістю ці спектральні вклади "згрібаються" у сам профіль лінії і це проявляється у деякому його додатковому розширенні, а також у збільшенні чи зменшенні його залишкової інтенсивності (див. нижче).



**Рис. 5.** Залежність відносного розширення  $\Delta\lambda_{1/2}(AR)/\Delta\lambda_{1/2}(QR)$  профілів Стокса  $I$  від відносної магнітної чутливості  $g\lambda^2/\Delta\lambda_{1/2}$  спектральних ліній (для зручності при порівнянні даних величини по осі абсцис наведено без множника  $10^5$ ) [13]. Значення  $\Delta\lambda_{1/2}(AR)$  відповідають дослідженим активним областям, а  $\Delta\lambda_{1/2}(QR)$  – спокійним областям, де  $B_{obs} \leq 50$  Гс [13]

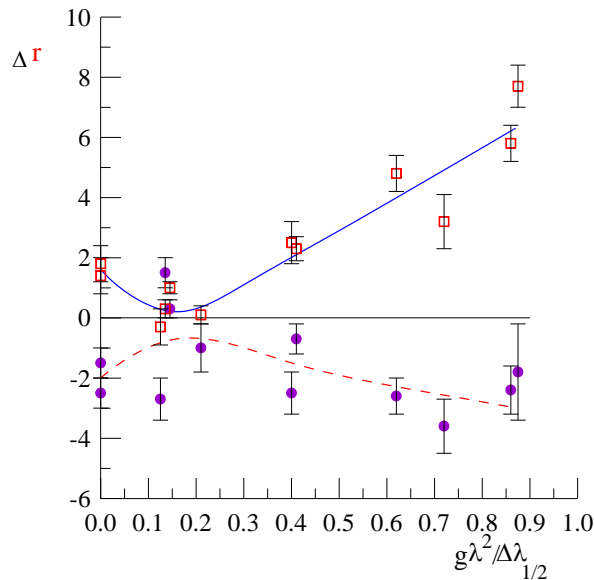
Щоб пояснити, чому саме магнітні поля змішаної полярності були необхідними для пояснення даних, зображених на рис. 5, наведемо основні аргументи щодо цього. Досліджена ділянка стосувалася фотосфери активної області, де магнітні поля, виміряні традиційними методами (наприклад, методом "центрів ваги"), не перевищували 500 Гс (якісно це видно з рис. 2, а кількісно – з рис. 3, на якому розщеплення бісекторів не перевищує 450 Гс). Найімовірніше, у цій ділянці були саме поздовжні магнітні поля, оскільки вхідна щільність проектувалася між плямами однакової магнітної полярності, а самі ці плями були поблизу центра диска (поздовжнє поле – у разі, коли кут  $\gamma$  між силовою лінією магнітного поля і променем зору, близький до нуля, тобто  $\gamma \approx 0^\circ$ ). Розрахунки згідно з теорією Унно [27] показали, що якщо магнітне поле є лише поздовжнім, а розщеплення ліній не перевищує 500 Гс, профілі Стокса  $I$  лінії FeI 5250,2 повинні бути слабо розширеними – усього на 7 %. Водночас, ця лінія розширена у дослідженій ділянці на 28 %, тобто у 4 рази більше. Пояснити таке велике розширення профілю  $I$  при малому розщепленні профілів  $I \pm V$  і їхніх бісекторів можна було б у припущенні, що магнітне поле там досить сильне ( $\approx 1$  кГс) і майже поперечне ( $\gamma \approx 80^\circ$ ). Але це суперечить наведеним вище обставинам спостережень. Крім того, в останньому випадку картина розщеплення бісекторів залежно від віддалей від центрів ліній мала б зовсім інший вигляд, ніж на рис. 3.

Пояснити наведену на рис. 5 залежність можна у припущенні, що магнітне поле є двокомпонентним: силові трубки + фон. Фактор заповнення трубок становить 15 %, фону – 85 %. Напруженість магнітного поля в силових



трубках 3–4, 7 і 13 кГс, причому там суттєво звужені (на 30–40 %) профілі спектральних ліній. Фонове магнітне поле знакозмінне: у ньому рівну площу займають ділянки з +1 кГс і з –0,6 кГс; профілі спектральних ліній там звичайної ширини, тобто незвужені [13].

Цікаво відмітити, що ефект, подібний до наведеного на рис. 5 для півширин ліній, проявляється також у центральних залишкових інтенсивностях (рис. 6). Тут по осі ординат подано величину  $\Delta r$ , що дорівнює різниці центральних залишкових інтенсивностей у незбуреній (спокійній) області і в дослідженій. Якщо  $\Delta r > 0$ , то це означає, що спектральна лінія при переході від спокійної області до дослідженої (по спектральних проявах в  $H\alpha$  і  $K\text{ CaII}$  – це сонячний факел) стає менш глибокою, в ній ніби з'являється емісія в ядрі. Якщо ж  $\Delta r < 0$ , то лінія при цьому поглиблюється.



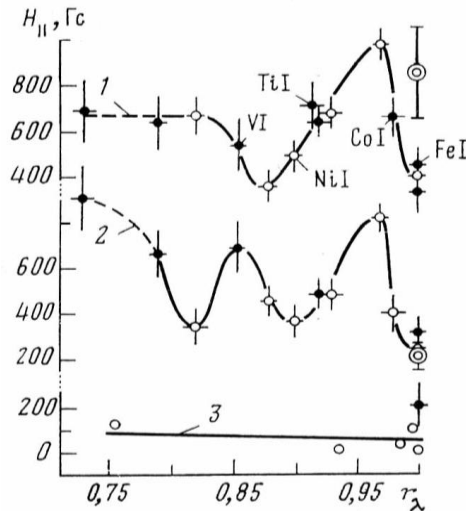
**Рис. 6.** Залежність зміни  $\Delta r$  центральної залишкової інтенсивності спектральних ліній від їхньої відносної магнітної чутливості  $g\lambda^2/\Delta\lambda_{1/2}$  (величини по осі абсцис тут вказано також без множника  $10^5$ ) [13]. Дані по тих ділянках на Сонці, де була центральна ( $H_{232}$  і  $K_{232}$ ) емісія в лініях  $H$  і  $K\text{ CaII}$ , помічено квадратиками, а в місцях розщепленої  $K_{2V}$  і  $K_{2R}$  емісії у цих же лініях – заповнено кружечками [13]

З рис. 6 випливає ще один цікавий висновок. Як видно по лініях  $FeI\ 5123,7$  і  $5576,1$ , у яких фактор Ланде близько 0,01 за абсолютною величиною, субтелескопічним областям особливо сильних магнітних полів порядку 10 кГс можуть відповідати як емісійні, так і абсорбційні прояви ефекту Зеємана. Тобто перші з них можуть виникнути не тільки у сонячних спалахах, але навіть у факелах – там, де видно нерозщеплену емісію в лініях  $H$  і  $K\text{ CaII}$ .

Підсумовуючи сказане вище у цьому розділі, можна відмітити, що вірогідний висновок про знакозмінні "фонові" магнітні поля добре узгоджується з лінійною безсиловою моделлю [24], згідно з якою на периферії просторово нероздільних магнітних структур мають бути саме знакозмінні магнітні поля. Також виявлена спочатку зі спостережень дискретність напруженостей магнітного поля цілком відповідає вказаній теоретичній моделі. Ця теоретична модель також передбачає, що висотний градієнт напруженості магнітного поля має бути досить значним і від'ємним, тобто магнітне поле має швидко спадати з висотою. Розглянемо конкретні спостережні дані щодо цього.

**Знакозмінність висотного градієнта поздовжнього магнітного поля.** Спостережні свідчення від'ємного градієнта магнітного поля в силових трубках наведено в роботі [24]. Там зазначено, що індивідуальні залежності для окремих спектральних ліній типу тих, що зображено на рис. 3, насправді є "розщепленими" – максимум по одних спектральних лініях відповідає більшим напруженостям, а по інших – дещо меншим [24]. Відповідний висотний градієнт магнітного поля виявився таким:  $\partial B_0/\partial z = -14$  Гс/км. Це значення добре узгоджується з теоретичною моделлю [24], згідно з якою вказаний градієнт має бути в межах  $-(10\div 1000)$  Гс/км. Однак залишався невідомим висотний градієнт у фоновому полі, який можна було б визначити традиційним і простішим методом – по зміщенню "центрів ваги" профілів  $I \pm V$ . Такі вимірювання дають так звану поздовжню компоненту магнітного поля  $B_{||}$ , хоча фактично, як зазначено вище, це добуток поздовжньої компоненти на фактор заповнення і на певну складну функцію, що залежить від співвідношення полярностей магнітного поля всередині вхідної апертури інструмента, і на локальні термодинамічні параметри тих областей, які підсумовуються всередині вхідної апертури. Розділити внесок цих параметрів і визначити кожен із них окремо досить складно, особливо в місцях сонячних спалахів.

У роботі [16] запропоновано оригінальний метод визначення величини  $B_{||}$  на різних висотах сонячного спалаху, суть якого така. З теорії формування ліній у сонячній атмосфері випливає висновок [4]: наявність у крилі сильної лінії (наприклад,  $H\alpha$  або  $H\beta$ ), кількох слабших ліній-бленд модулює (змінює) висоту формування останніх: якщо навіть ці слабші лінії належать до одного мультиплету і мають однакові потенціали збудження нижнього терма  $\chi$  і еквівалентну ширину  $D$ , то та лінія, яка міститься ближче до ядра сильної лінії, залягатиме в атмосфері Сонця вище, ніж та лінія, яка розміщена далеко від ядра сильної лінії. Це було перевірено у спалаху 25 липня 1981 р. бала 2N [16]. Виявилось, що вимірні напруженості магнітного поля складним чином залежать від того, якою є інтенсивність крил  $l_\lambda$  ліній  $H\alpha$  і  $H\beta$  у тому місці спектра, де міститься вказана фотосферна лінія-бленда (рис. 7).



**Рис. 7.** Залежність для спалаху 25.07.1981 р. виміряних напруженостей магнітного поля від залишкової інтенсивності  $r_\lambda$  в тому місці крила лінії  $H_\beta$ , де розміщувались вузькі фотосферні бленди FeI, NiI, CoI, TiI і VI, по яких вимірювалося магнітне поле [16]

Оскільки параметр  $r_\lambda$  є якісним еквівалентом геометричної глибини в атмосфері Сонця, з розгляду цих спостережних даних випливає, що магнітне поле змінювалося з висотою немонотонно, хвилеподібно, як в області спалаху (1), так і поруч з нею (2). Зміщення телуричних ліній у спектрах  $I \pm V$  (залежність 3) подібного ефекту не показують. Виміряна дисперсія магнітного поля (вона показана у правій частині рис. 7 у вигляді інтервалів навколо подвійних кружечків, які дають середні значення магнітного поля) у спалаху в 3,5 раза більша, ніж поряд із ним. Слід зауважити, що середнє значення магнітного поля і його дисперсія визначались як по вказаних на рисунку лініях, так і по багатьох інших – усього використано близько 40 спектральних ліній металів. Серед цих ліній металів більшість була підібрана так, щоб вони містились у крилах сильних ліній бальмерівської серії (передусім  $H_\beta$ , а також  $H_\gamma$  та  $H_\alpha$ ), хоча були використані також інші лінії (наприклад, FeI 6301,5, 6302,5), які знаходяться в ділянках "чистого" спектрального континууму, тобто далеко від указаних бальмерівських ліній.

Виявилось також, що висотний градієнт  $\partial V_{||} / \partial z$  принаймні 2–3 рази змінював свій знак, досягаючи значень 5 Гс/км за абсолютною величиною. Амплітуда відповідного хвилеподібного збурення  $V_{||}$  у максимумі спалаху була приблизно у 2 рази більша, ніж у його кінці. Це, найімовірніше, свідчить про значні деформації магнітного поля типу зсуву ("ширу") під час спалаху, які поступово послаблювались у процесі спалахового енерговиділення. Окрім широків деформацій, у цьому ж спалаху зареєстровано ознаки тісного (субтелескопічного) контакту маломасштабних полів протилежної полярності. Спостережні вказівки на аналогічну знаковміну структуру магнітного поля виявлено також в активному протуберанці [12].

Пізніше суттєві немонотонні висотні зміни магнітного поля у сонячних спалахах були підтверджені за даними побудови напівемпіричних моделей (див. наприклад, [15]). Однак і нині залишається незрозумілою природа цих змін: це результат справжніх змін модуля напруженості магнітного поля чи нахилу його силових ліній, чи, може, співвідношення магнітних потоків різних магнітних полярностей? Деякі напівемпіричні моделі будувалися на основі даних про параметр Стокса  $I$ . Це, як можна очікувати, виключає вплив магнітних полярностей на величину змодельованого магнітного поля. Однак водночас залишається інша невизначеність: знайдене під час моделювання розширення профілів ліній турбулентними швидкостями може бути насправді обумовлене розширенням унаслідок "заплутаних" (різнополярних) магнітних полів. Це та інші питання вимагають ґрунтовних досліджень у майбутньому.

**Висновки.** Найважливіші наукові результати у другу п'ятирічку спектральних досліджень сонячних магнітних полів в АО КНУ (1981–1986 рр.) отримано значною мірою завдяки тому, що для спостережень Сонця в обсерваторії використовували ешеліний спектрограф із поляризаційною оптикою, що дозволяло аналізувати профілі  $I \pm V$  багатьох тисяч спектральних ліній. В основному ці результати стосуються магнітних полів у сонячних спалахах і за їхніми межами. Зокрема, після аналізу ешелієвих зєсман-спектрограм, отриманих в обсерваторії під час міжнародної програми FBS/SERF, було показано, що ефект "магнітного транзйєнту" за даними обсерваторії BBSO ймовірно має немагнітну природу [8]. Також зафіксовано і попередньо вивчено "кілогаусові" магнітні поля (1–3 кГс) у сонячних спалахах, точніше, в області інтенсивної емісії у сильних лініях FeI, яка формується у зоні верхньої фотосфери і температурного мінімуму [8, 9]. Для ділянки фотосфери активної області без сонячних спалахів отримано спостережні свідчення дискретності локальних напруженостей, які виявились  $\approx 4, 7$  і 13 кГс [11, 24]. Для цієї ж ділянки знайдено вказівки на існування помірно сильного (до  $\approx 1$  кГс) фонового магнітного поля змішаної полярності [13]. Ці спостережні дані вдалося пояснити теоретично в межах лінійної безсилової МГД-моделі, згідно з якою центральні частини маломасштабних магнітних структур із сильними і дискретними за величиною полями оточені концентричними областями зі знаковміним і слабшим магнітним полем [24]. У сонячному спалаху виявлено і досліджено знаковміний висотний градієнт  $\partial V_{||} / \partial z$  поздовжнього магнітного поля, однією з причин якого може бути значна деформація магнітного поля типу зсуву ("ширу"), яка поступово послаблювалась під кінець спалаху [16]. У всіх зазначених питаннях не сказано ще "останнє слово" – вони вимагають ґрунтовних досліджень у майбутньому.

**Подяка.** Це дослідження профінансовано Київським національним університетом імені Тараса Шевченка, держбюджетна тема № 22БФ023-03.

## Список використаних джерел

- Babcock H. W. The solar magnetograph // *Astrophys. J.* – 1953. – Vol. 118. – P. 387–396.
- Botyagina O., Gordovskiy M., Lozitsky V. Investigation of spatially unresolved magnetic field outside sunspots using Hinode/SOT observations // *Proc. of the Intern. Astronomical Union.* – 2017. – Vol. 325. – P. 59–62.
- Frish S. E., 2010, Optical atom spectra. St.-Peterburg. Moscow. Krasnodar, 656 p. (Фриш И. Е. Оптические спектры атомов. – М.-Л.: Физматгиз, 1963. – 640 с.).
- Gurtovenko E. A., Kostyk R. I. Fraunhoferov spektr i sistema solnechnykh sil ostsiillatorov // Kiev : Nauk. dumka, 1989 ( Гуртовенко Э. А., Костык Р.И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов // Киев: Наука, 1989. – 200с.).
- 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.
- Kosovichev A. G., Zharkova V. V. Magnetic energy release and transients in solar flare of July 14, 2000 // *The Astrophysical Journal*, 2001. – Vol. 550, Iss. 1, pp. L105–L108.
- Koval, A. N., Stepanian, N. N. Variations of sunspot magnetic fields in relation to flares // *Krymskaia Astrofizicheskaia Observatoriia, Izvestiia.* – 1983. – Vol. 68. – P. 3–15.
- Lozitska N. I., Lozitsky V. G. Are there "magnetic transients" in solar flares? // *Letters to Astron. Journ.* – 1982. – Vol. 8, #8, P. 500–505 (Лоцицкая Н. И., Лоцицкий В. Г. Существуют ли "магнитные транзиенты" в солнечных вспышках? // *Письма в Астрон. ж-л.* – 1982. – Т.8, № 8. – С. 500–505).
- Lozitska N. I., Lozitsky V. G. On the magnetic field strength in solar flare of 26 July 1981 // *Astron. Circular.* – 1982. – No. 1215. P. 1–4 (Лоцицкая Н. И., Лоцицкий В. Г. О напряженности магнитного поля в солнечной вспышке 26.07.1981 // *Астрон. Циркуляр.* – 1982. – № 1215. – С.1–4).
- Lozitska, N... and Lozitskij, V. Small-scale magnetic flux tube diagnostics in a solar flare // *Solar Physics.* – 1994. – Vol. 151, N.2. – P. 319–331.
- Lozitsky V. G. Magnetographic and spectral investigations of solar magnetic fields in Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv in 1975–1980 // *Vestnik Kyiv Univ., Astronomija.* – 2021. – No. 1(63). – P. 38–45 (Лоцицкий В. Г. Магнітографічні і спектральні дослідження сонячних магнітних полів в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 1975–1980 рр. // *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Астрономія.* – 2021. – № 1(63). – С. 38–45).
- Lozitsky V. G. Pasechnik M. N. On magnetic fields in an active prominence measured by lines of different elements // *Vestnik Kyiv Univ., Astronomija.* – 1986. No. 28. – P. 40–43 (Лоцицкий В. Г., Пасечник М. Н. О магнитных полях в активном протуберанце, измеренных по линиям различных элементов // *Вестник Киевского университета, Астрономия.* – 1986. – Вып. 28. – С.40–43).
- Lozitsky V. G. Small-scale structure of solar magnetic fields // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.* – 1986. – Vol. 2, No. 1. – P. 28–35 (Лоцицкий В. Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // *Кинематика и физика небес. тел.* – 1986. – Т.2, № 1. – С.28–35).
- Lozitsky V. G. Superstrong magnetic fields in the solar atmosphere // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies* – 1993. - Vol. 9, No. 3. - P. 18-25.
- Lozitsky V. G., Baranovsky E. A., Lozitska N. I., Leiko U. M. Magnetic field evolution in a solar flare // *Solar Physics.* – 2000. – Vol. 191, No.1. – P.171–183.
- Lozitsky V. G., Kurochka L. N., Lozitska N. I. Sign alternation of the high-altitude gradient of the magnetic field in a solar flare // *Astron. Journal.* – 1986. – V.63. – No. 4. – P. 814–816 (Лоцицкий В. Г., Курочка Л. Н., Лоцицкая Н. И. Знакопеременность высотного градиента магнитного поля в солнечной вспышке // *Астрономический журнал.* – 1986. – Т.63, № 4. – С.814–816).
- Lozitsky V. G., Lozitska N. I., Vlasenko V. I. Comparison of results of magnetic field measurements obtained using different methods // *Vestnik Kiev. Univ. Astronomija.* – 1985. No. 27. – P. 59–66 (Лоцицкий В. Г., Лоцицкая Н. И., Власенко В. И. Сравнение результатов измерений солнечных магнитных полей, полученных разными методами // *Вестник Киевского университета, Астрономия.* – 1985. – Вып. 27. – С.59–66).
- Lozitsky V. G., Tsap T. T. Empirical model of a small-scale magnetic element in the quiet region of the Sun // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* – 1989. – Vol. 5, No. 1. – P. 50–58 (Лоцицкий 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).
- Lozitsky V. G. Small-scale magnetic field diagnostics in solar flares using bisectors of  $I \pm V$  profiles // *Advances in Space Research.* – 2015. – V. 55, Iss. 3. – P. 958–967.
- Parker E. N. Solar activity and classical physics // *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics.* – 2001. – Vol. 1, No. 2. – P. 99–124.
- Patterson A., Zirin H. Transient magnetic field changes in flares // *Astronomical Journ.* – 1981. – Vol.243, No.2. – Part 2, L99–L101.
- Rachkovsky D. N., Tsap T. T. The study of magnetic fields by the line-ratio method for places outside the active regions // *Izvestiia of the Crimea Astrophys. Obs.* – 1985. – Vol. 71. – P. 79–87 (Рачковский Д. Н., Цап Т. Т. Изучение магнитных полей методом отношения измеренных напряженностей в линиях вне активных областей // *Известия Крым. астрофиз. обсерватории.* – 1985. – Т.71. – С. 79–87).
- Schatzman E. Model of a force free field // *IAU Symp. No. 22 "Stellar and Solar Magnetic Fields".* – Amsterdam, 1965. – P.337.
- Solov'ev, A. A.; Lozitskii, V. G. Force-free model of fine-structure magnetic elements // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.* – 1986. – Vol. 2. – P. 80–84.
- Stenflo J. O. Collapsed, uncanceled, and hidden magnetic flux on the quiet Sun // *Astronomy & Astrophysics.* – 2011. – Vol. 529, id.A42, 20 pp.
- Stenflo J. O. Magnetic-field structure of the photospheric network // *Solar Physics.* – 1973. – Vol. 32, No 1. – P. 41–63.
- Unno W. Line formation of a normal Zeeman triplet // *Publ. of Astron. Society of Japan.* – 1956. – Vol. 8, P. 108–125.
- Yakovkin I. I., Lozitsky V. G. Signatures of superstrong magnetic fields in a limb solar flare from observations of the  $H_{\alpha}$  line // *Advances in Space Research.* – 2022. – Vol. 69, Iss. 12. – P. 4408–4418.
- Yakovkin I. I., Veronig A. M., Lozitsky V. G. Magnetic field measurements in a limb solar flare by hydrogen, helium and ionized calcium lines // *Advances in Space Research.* – 2021. – Vol. 68. – P.1507–1518.
- Zirin H., Tanaka K. Magnetic transients in flares // *Preprint BBSO.* – 1981. – No. 203.– 24p.

Надійшла до редколегії 29.07.2022

V. Lozitsky, Dr Hab.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

## SPECTRAL INVESTIGATIONS OF SOLAR MAGNETIC FIELDS IN ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF TARAS SHEVCHENKO NATIONAL UNIVERSITY OF KYIV IN 1981–1986

*In the second five-year period of spectral studies of solar magnetic fields in Astronomical Observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv (1981–1986), a number of important and interesting scientific results were obtained, which mainly concern magnetic fields in solar flares and beyond. In particular, based on the analysis of the Echelle Zeeman spectrograms obtained at the observatory during the international FBS/SERF program, it was shown that the effect of the "magnetic transient" according to the data of the BBSO observatory probably has a non-magnetic nature. Also, "kilogauss" magnetic fields (1–3 kG) were discovered and previously studied in solar flares, more precisely, in the region of intense emission in strong Fe I lines, which is formed in the upper photosphere and the temperature minimum zone. For a section of the photosphere of the active region without solar flares, observational evidences of the discreteness of local magnetic field intensities were obtained, which turned out to be equal to  $\approx 4, 7$  and  $13$  kG. For the same area, indications of the existence of a moderately strong (up to  $\sim 1$  kG) background magnetic field of mixed polarity were found. It was possible to explain these observational data theoretically within the framework of the linear force-free MHD model, according to which the central parts of small-scale magnetic structures with strong and discrete fields are surrounded by concentric regions with a sign-changing and weaker magnetic field. In a solar flare, a sign-changing height gradient of the longitudinal magnetic field was discovered and investigated, one of the reasons for which may be a significant deformation of the magnetic field of the shear type, which gradually weakened towards the end of the flare. In all the above-mentioned questions, the "last word" has not yet been said - they require thorough research in the future.*

**Key words:** Sun, solar activity, solar flares, spectral studies, Zeeman effect, magnetic fields.

**N-BODY SIMULATIONS: ADVANTAGES AND PROBLEMS**

*The N-body simulations method is widely used in astrophysics and cosmology. The article briefly lists its advantages, disadvantages and possible errors. It is concluded that the results of computer simulation not only cannot replace the data of astronomical observations, but also are not a sufficient reason to reject new hypotheses that do not have other drawbacks, other than the discrepancy between their conclusions and the results of N-body simulations.*

**Key words:** N-body simulations method, astrophysics, cosmology.

**Introduction.** In this paper, I want to discuss the advantages and problems of the N-body simulations method, which in recent decades has become one of the main approaches used in the study of problems of large-scale structure formation, galactic dynamics, the evolution of accretion disks, the dynamical evolution of star clusters, etc. The method allows one to numerically investigate an evolution of a dynamical system of particles. The essence of the method is that the initial position and velocities are set for N point objects, the equations of motion of these particles are integrated numerically.

These objects move under the influence of their mutual gravitational forces. In the simplest case it is assumed that only the Newtonian force of universal gravitation acts on the particles. As is well known, it is impossible to obtain an analytical solution of this problem even in the case  $N = 3$ . At the same time, a numerical solution can be obtained for a much larger number of bodies. This is used, for example, in solving problems of celestial mechanics. We talk about N-body simulations when N is very large, it is usually limited only by the computational abilities of the computer or cluster used. The study of the evolution of a system yields many useful results. For more details see [1]. The abundance of valuable results obtained with the help of N-body simulations made it one of the main tools for the study of dynamical systems. N-body simulations have made an enormous contribution to the study of the formation of structure in the Universe, including galaxies, and they are one of the most valuable tools in this field. However, this method has its own problems, which should not be forgotten. Below I will list some of them

**Interactions.** We can limit ourselves to taking into account only the gravitational interaction in the case of particles of the so-called mirror matter, i.e. dark matter, which does not participate not only in strong and electromagnetic, but also in weak interactions, provided that it is not affected by forces unknown to us, like "dark electromagnetism". In this case, instead of general relativity, the Newtonian formula with an infinite rate of interaction is usually used. The gravitational wave radiation and its back-reaction is very rarely taken into account. In many cases this is an adequate approximation, but not in all.

If baryonic matter is present in the simulations, then it should be remembered that it undergoes friction forces and other dissipative processes, pressure, including radiation, is able to stick together and form compact objects. It can interact electromagnetically and be a source of electromagnetic radiation. If we consider the formation of a large-scale structure, a galaxy, or planets in a proto-planetary cloud, the results of the evolution of the system are different because of the different impact of non-gravitational forces. The fact that different particles in the same situation behave differently is clearly seen in the example of the Bullet Cluster (1E 0657-56), where dark matter and stars pass through the galaxy, while the hot gas slows down during collisions [2]. Therefore, a program for calculating simulations involving baryonic matter must describe the properties of the latter, i.e. include calculations based on hydrodynamics, molecular physics, propagation of mechanical, electromagnetic and thermal waves and other branches of physics.

Naturally, this significantly complicates the program and increases the volume of calculations, which reduces the maximum possible number of particles N during calculation at the same computing power. Therefore, the part of the program that describes baryonic matter is often simplified to the limit, and sometimes even more. Therefore, the results of N-body simulations obtained with the help of different programs often differ significantly from each other. An example is the simulation of the formation of galaxies in [3–5].

One can also recall significantly different estimates of the degree of ellipticity of the dark halo of galaxies obtained by different authors in the papers [6–8].

**Dynamical friction.** No matter how large the number of particles in a computer simulation, it is many orders of magnitude smaller than the true number of DM particles for any reasonable choice of their mass. If we use N particles when modeling a region of space with a total mass of matter  $m_{tot}$ , then the "effective mass of the particle" will be equal to  $m_{tot}/N$ , which is typically the mass of a galaxy or a cluster. In some highly successful N-body simulations these masses are from  $10^6$  to  $10^{12}$  of the solar mass.

The energy loss of a particle with mass  $m$  moving with the velocity  $v$  through the media with matter density  $\rho$  is given by [9]

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4\pi G^2 m^2 \rho}{v} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right), \quad (1)$$

where G is the gravitational constant and b is the collision parameter. Taking into account that  $E = \frac{mv^2}{2}$ , we get  $\frac{dv}{dt} \sim m$ .

The energy loss due to the process of dynamical friction could be effective for the star in a cluster, but very weak for the DM particles with masses of  $10^{24}$  g or similar.

**Mass distribution.** In nature, objects that can be conditionally considered pointlike on the corresponding scale usually have different masses. This applies to galaxies, stars, planetosimals, and so on. Replacing them with objects of equal mass, which is often done, worsens the adequacy of the simulation.

**Simulations vs observations.** Surprisingly for some, the results of N-body simulations cannot in any way replace real astronomical observations. This applies to all data obtained from computer simulations. Observations provide information about what is happening in nature, and often it turns out to be unexpected or contrary to currently accepted theories. Mathematical modeling can only show what its authors put into the program.

The results of  $N$ -body simulations can reveal the hidden features of the evolution of a system, clearly illustrate its important details, and help reveal the empirical regularities and characteristics of systems formed as a result of evolution. But they cannot go beyond the limits of the algorithm implemented by the calculation program. They may show all the errors associated with the factors listed above, as well as with the wrong choice of initial conditions.

**Conclusions.**  $N$ -body simulations is a powerful modeling tool and is widely used in cosmology and astrophysics. However, its use is not a reliable alternative to astronomical observations. The results of  $N$ -body simulations may not be very adequate, both due to errors and simplifications in the algorithm and underlying model, and for the reasons described above related to the lack of computing power. The discrepancy between the conclusions of some theory and the results of  $N$ -body simulations is not a 100% reason to reject this theory.

#### References

1. Aarseth S. J., Aarseth S. J. Gravitational  $N$ -body simulations: tools and algorithms. / S. J. Aarseth, S. J. Aarseth. Cambridge University Press, 2003.
2. Markevitch M. et al. Direct Constraints on the Dark Matter Self-Interaction Cross Section from the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56 / M. Markevitch, A. H. Gonzalez, D. Clowe., et al. // ApJ – 2004. – V. 606, p. 819–824.
3. Cole S. Modeling Galaxy Formation in Evolving Dark Matter Halos / S. Cole // ApJ – 1991. – V. 367, p. 45.
4. Gnedin O. Y. et al. Response of Dark Matter Halos to Condensation of Baryons: Cosmological Simulations and Improved Adiabatic Contraction Model / O. Y. Gnedin, A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, D. Nagai // ApJ – 2004. – V. 616, p. 16–26.
5. Abadi M. G. et al. Modeling Galaxy Formation in Evolving Dark Matter Halos / M. G. Abadi, J. F. Navarro, M. Fardal, et al. // MNRAS – 2010. – V. 407, p. 435–446.
6. Martínez-Delgado D. et al. Tracing Out the Northern Tidal Stream of the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy / D. Martínez-Delgado, M. Á. Gómez-Flechoso, A. Aparicio, R. Carrera // ApJ – 2004. – V. 601, p. 242–259.
7. Helmi A. Is the dark halo of our Galaxy spherical? / A. Helmi // MNRAS – 2004. – V. 351, p. 643–648.
8. Vogelsberger M., et al. Non-spherical similarity solutions for dark halo formation / M. Vogelsberger, R. Mohayaee, S. D. M. White // MNRAS – 2011. – V. 414, p. 3044–3051.
9. Longair M. S. High Energy Astrophysics. / M. S. Longair. Cambridge University Press, 2011.

Надійшла до редколегії 20.09.2022

С. Парновський, д-р фіз.-мат. наук, проф.  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

### МОДЕЛЮВАННЯ З $N$ -ЧАСТИНКАМИ: ПЕРЕВАГИ ТА ПРОБЛЕМИ

*Коротко перераховано переваги, недоліки та можливі помилки методу моделювання з  $N$ -частинками, застосованому в астрофізиці та космології. Зроблено висновок про те, що результати комп'ютерного моделювання не тільки не можуть замінити дані астрономічних спостережень, але і не є достатньою підставою відкидати нові гіпотези, що не мають інших недоліків, відмінних від розбіжності їхніх висновків із результатами моделювання з  $N$ -частинками.*

*Ключові слова: метод моделювання з  $N$ -частинками, астрофізика, космологія.*

УДК 524.7

В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

## ЕФЕКТИ ЕЛІПТИЧНОСТІ ГРАВІТАЦІЙНО-МІКРОЛІНЗОВАНОГО ДЖЕРЕЛА ВИПРОМІНЮВАННЯ З РОЗПОДІЛОМ ЯСКРАВOSTІ СТЕПЕНЕВОГО ТИПУ

*Розглянуто процеси гравітаційного мікролінзування еліптичних джерел з урахуванням формули для степеневого розподілу яскравості. Побудовано коефіцієнти підсилення, що дозволяють оцінити збільшення інтегральної яскравості джерела у процесах мікролінзування для різних його орієнтацій відносно лінійної каустики. Побудовано усереднені криві підсилення в межах спрощеної статистичної моделі, коли відбуваються перетинання джерела лінійними каустиками з ізотропним розподілом швидкостей. Оцінки якісно узгоджуються з висновками, отриманими для моделі гаусівського джерела, хоча є відмінності, пов'язані з формою розподілу яскравості джерела. Ресстрація ефектів еліптичності в реальній ситуації потребує тривалого моніторингу з великою кількістю подій мікролінзування.*

**Ключові слова:** гравітаційні лінзи, мікролінзування, еліптичне джерело, криві блиску.

**Вступні зауваження.** У піонерській роботі [1] запропоновано використовувати події гравітаційного мікролінзування (ПГМ) у позагалактичних гравітаційно-лінзових системах (ГЛС) для вивчення тонкої структури джерела. Цю ідею розвинуто у багатьох роботах (наприклад, огляди [2, 3]). Найбільш вивченими є центрально-симетричні (у проєкції на картинну площину) розподіли яскравості різних типів [2, 3]. Багато питань розглянуто для ПГМ еліптичних джерел у роботах [4–6]. Зазначимо, що у спостереженнях еліптичність вихідного зображення може бути пов'язана як із власною формою джерела, так і з нахилом плоского джерела до променя зору. У роботі [4] детально вивчено ПГМ протяжних джерел точковою лінзою. У [5] розглянуто еліптичне джерело з однорідним розподілом яскравості в наближенні лінійної каустики для коефіцієнта підсилення. Постлінійні поправки за кривину каустики для ПГМ гаусівського еліптичного джерела розглянуто в [6] на основі розкладів, отриманих у [7]. Як впливає із цих робіт, спостереження ефектів еліптичності в одній ПГМ є складною задачею. У роботі [8] з урахуванням гаусівської моделі джерела подано прості оцінки статистичних ефектів еліптичності за наявності великої кількості таких подій. У цій роботі, яка продовжує дослідження [8], ми розглянемо аналогічні питання для степеневі моделі розподілу яскравості. Буде побудовано залежності додаткової інтегральної яскравості від відстані каустики до центра джерела (криві підсилення), які пов'язані із спостережуваними кривими блиску при мікролінзуванні, а також усереднені характеристики, які характеризують стиснення (еліптичність) джерела. Ми розглядаємо ПГМ при перетинанні каустики-складки, що є типовим явищем у позагалактичних ГЛС, причому використовуємо наближення лінійної каустики.

**Еліптичне джерело.** Сформулюємо "еліптичну" модель (або модель зі стисненням) на основі загального центрально-симетричного розподілу яскравості по диску джерела

$$B(x, y) = \frac{I_0}{\pi R^2} F \left\{ \frac{r^2}{R^2} \right\}, \quad \int_0^{\infty} dx F \{x\} = 1,$$

де  $R$  – розмірний параметр, наприклад, ефективний радіус,  $I_0$  – інтегральна яскравість. Як модель еліптичного джерела розглянемо розподіл

$$B(x, y) = \frac{I_0}{\pi ab} F \left\{ \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} \right\}, \quad (1)$$

який зберігає інтегральну яскравість; далі покладемо  $b = a\sqrt{1-e^2}$ . Таким чином, ізолінії рівня функції  $B(x, y)$  є еліпсами, подібними до еліпса з ексцентриситетом  $e$ .

Далі розглянемо мікролінзування у системі, де орієнтація лінійної каустики буде фіксованою, натомість джерело буде повернуте (у своїй площині) на кут  $\theta$ :

$$B(x, y, e, \theta) = \frac{I_0}{\pi a^2 \sqrt{1-e^2}} F \left\{ \left( \frac{x \cos \theta + y \sin \theta}{a} \right)^2 + \left( \frac{y \cos \theta - x \sin \theta}{b} \right)^2 \right\}, \quad (2)$$

тут  $\theta$  є нахилом великої осі еліпсів – ліній рівня розподілу яскравості – до напрямку руху каустики. Формула (2) записана у системі, де центр джерела  $y=0$  є нерухомим.

**Модель джерела та коефіцієнт підсилення.** У процесах гравітаційного мікролінзування відбувається підсилення яскравості (збільшення потоків випромінювання) різних ділянок джерела. Ми вважаємо, що спостереження кривих блиску дають змогу відокремити локальне підсилення інтегральної яскравості джерела в ПГМ при перетинанні каустики-складки від інших плавних змін, наприклад, обумовлених усередненим полем лінзової галактики. У найпростішому наближенні лінійної каустики, яке спрацьовує у багатьох випадках, коефіцієнт підсилення точкового джерела завдяки виникненню нових критичних зображень такий:

$$K(x-d) = A \frac{H(x-d)}{\sqrt{x-d}}, \quad (3)$$

де  $H$  – функція Хевісайда, коефіцієнт  $A$  – сила каустики,  $d$  – відстань від каустики до джерела. Це наближення припускає, що фактичний розмір джерела значно менший радіуса кривини каустики. Незважаючи на те, що каустика

в (3) є лінійною, ця формула неявно враховує цю кривину. А саме, згідно з формулою (3) область  $x > d$  відповідає появі двох критичних зображень при перетинанні каустики точковим джерелом у напрямку кривини (див. наприклад, [7]). Кривина каустики спрямована у додатному напрямку  $x$ -осі і в разі збільшення  $d$  джерело виходить із підсилюючого впливу лінзи. Для врахування протилежної ситуації, коли джерело входить в зону дії лінзи, треба поміняти  $d \rightarrow -d$ . Точніші формули для коефіцієнта підсилення, які явно враховують, зокрема, кривину каустики, можна знайти в [7]. Параметр  $d$  зазвичай вважають лінійною функцією від часу  $d = V_n t$ ,  $V_n$  – нормальна компонента швидкості каустики відносно джерела.

Тут виникають питання щодо сили каустики та швидкості її руху. У позагалактичних гравітаційно-лінзових системах ці величини справді мають певний розподіл. Є можливість позбавитися від впливу коефіцієнтів  $A, I_0$ , розглядаючи нормовані криві підсилення окремо для кожної ПГМ, як це запропоновано у [8, формула (8)]. Зазначимо, що в роботі [1] показано, що поперечний профіль яскравості можна відновити з точністю до коефіцієнта (див. додатки А, В у [1]); процедура нормування дозволяє позбавитися впливу цього коефіцієнта в кожній ПГМ. Указана процедура не міняє результатів щодо впливу еліптичності, але ускладнює розрахунки. В іншому підході можна використати асимптотичну формулу для підсилення, коли відстань до джерела значно більша за його розмір; це дозволяє відновити параметр  $A$  в окремій ПГМ і, таким чином позбавитися його впливу. Тому далі зафіксуємо ці величини, покладаючи  $A=1, I_0=1$ . Складнішою є проблема розподілу швидкостей, яка вимагає складного моделювання. Для оціночно-якісного розгляду, який передувє повномасштабним симуляціям у багаточастинковій системі, вважаємо, що всі каустики мають однакову (за абсолютною величиною) характерну нормальну швидкість. Далі покладаємо  $|V_n|=1$ , що означає певний вибір одиниць довжини у площині джерела.

Запишемо коефіцієнт підсилення для всього джерела

$$K_{tot}(d, e, \theta) = \iint dx dy K(x-d) B(x, y, e, \theta) = \int_d^\infty dx \frac{J(x, e, \theta)}{\sqrt{x-d}}, \tag{4}$$

де

$$J(x, e, \theta) = \int_{-\infty}^\infty dy B(x, y, e, \theta). \tag{5}$$

Для подальшого розгляду конкретизуємо функцію

$$F\{\xi\} = (p-1)(1+\xi)^{-p}, \quad p > 1, \tag{6}$$

У цьому разі проінтегрований по  $Y$  розподіл є

$$J(x, e, \theta) = \frac{p-1}{\pi a} \frac{\beta\left(\frac{1}{2}, p-\frac{1}{2}\right) \left((1-e^2)\sin^2\theta + \cos^2\theta\right)^{p-1}}{\left((1-e^2)\sin^2\theta + \cos^2\theta + x^2\right)^{p-\frac{1}{2}}}, \tag{7}$$

де  $\beta(p, q)$  – бета-функція Ейлера.

**Криві підсилення.** Як видно з (5), (7), при  $\theta=0$   $K_{tot}$  не залежить від ексцентриситету. На рис. 1 подано криві підсилення у випадку, коли каустика перетинає джерело з розподілом, визначеним формулами (6), (7) із різними ексцентриситетами, при значенні кута повороту  $\theta = \pi/2$ , коли ефект еліптичності максимальний. На рис. 2 подано криві підсилення, розраховані для трьох ненульових значень  $\theta$ .

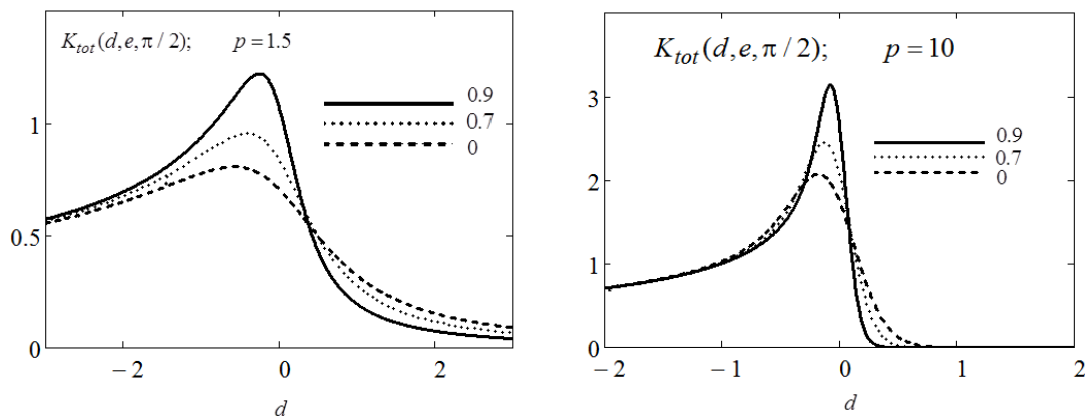


Рис. 1. Криві підсилення  $K_{tot}(d, e, \theta)$  для ексцентриситетів 0, 0.7, 0.9;  $\theta = \pi/2$ . Тут і далі  $a=1$ .  
Ліворуч – графіки для показника степеня  $p=1.5$  в (6), праворуч – для  $p=10$

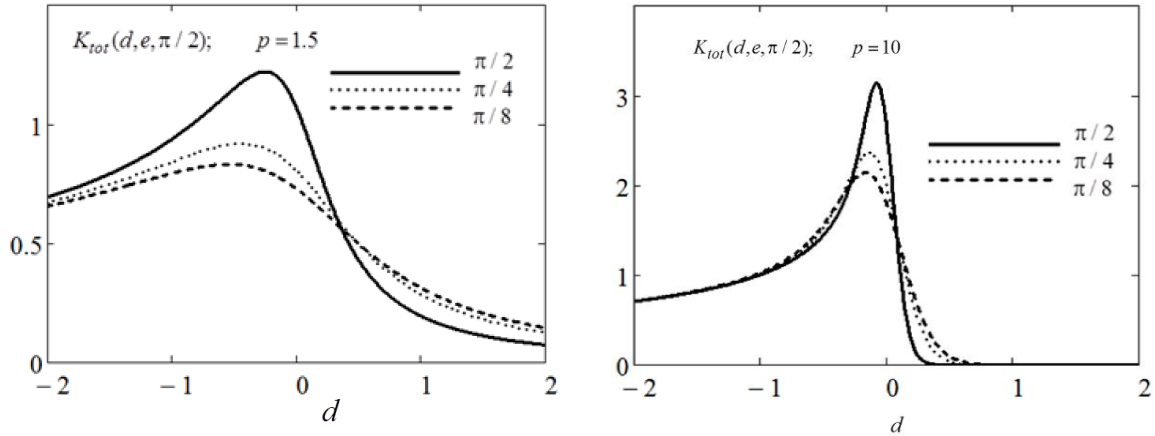


Рис. 2. Криві підсилення  $K_{tot}(d, 0.9, \theta)$  для різних кутів повороту еліптичного джерела  $\theta = \pi/8, \pi/4, \pi/2$

У системі зір-мікролінз із хаотичними напрямками швидкості руху каустик також хаотичні. Розглянемо випадок, коли немає виділеного напрямку такого руху, тобто розподіл напрямків швидкостей рівномірний. Нагадаємо, що в обчисленнях покладено  $A=1, |V_n|=1$ . Обчислимо криву підсилення  $I(d, e)$  еліптичного джерела (1), мікролінзовану лінійними каустиками (3), усереднену за усіма (рівномірними) орієнтаціями каустик, причому враховуватимемо обидва варіанти руху каустики, як у напрямку кривини, так і у протилежному. Очевидно, тут можна використати результати обчислень за формулами (4), (5), (7), вважаючи каустику фіксованою та розглядаючи всі орієнтації джерела. Крім того, треба врахувати (рівномірні) напрямки руху каустики відносно кривини, що відповідає зміні напрямку  $x$ -осі. Результат моделює "спостережувану" характеристику еліптичності після значної кількості подій мікролінзування:

$$\delta(d, e) = \frac{I(d, e) - I(d, 0)}{I(d, 0)}, \tag{8}$$

де

$$I(d, e) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi d\theta [K_{tot}(d, e, \theta) + K_{tot}(-d, e, \theta)]. \tag{9}$$

Наявність двох доданків у підінтегральному виразі (9) враховує обидва напрямки руху каустики відносно кривини.

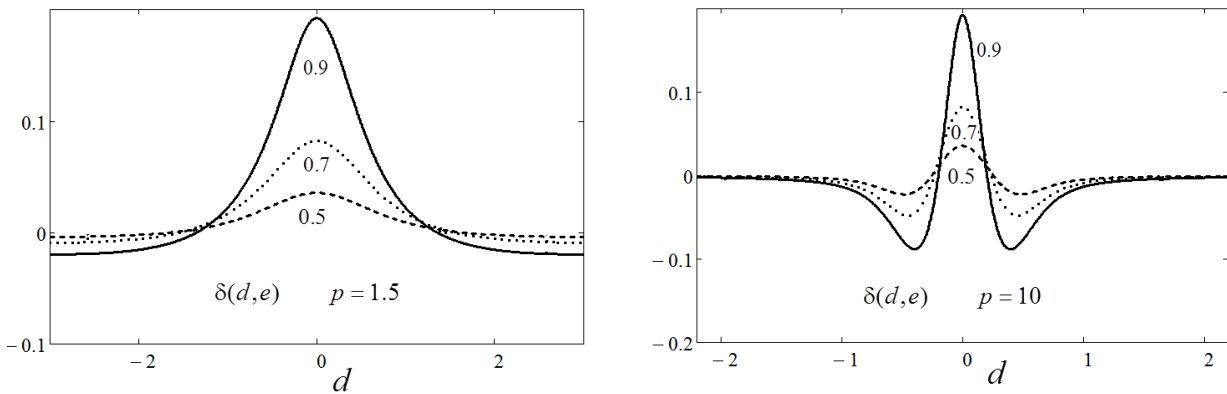


Рис. 3. Величина  $\delta(d, e)$ , отримана в результаті усереднення кривих підсилення за всіма напрямками руху каустик (ізотропний випадок), для ексцентриситетів  $e = 0.5, 0.7, 0.9$  та різних степенів  $p$

Значення  $\delta(0, e) = I(0, e) / I(0, 0) - 1$  не залежить від степеня  $p > 1$ . Це видно з обчислення

$$I(0, e) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\theta \int_0^\infty \frac{dx}{\sqrt{x}} \frac{p-1}{\pi a} \frac{\beta\left(\frac{1}{2}, p-\frac{1}{2}\right) \left((1-e^2)\sin^2\theta + \cos^2\theta\right)^{p-1}}{\left((1-e^2)\sin^2\theta + \cos^2\theta + x^2\right)^{p-\frac{1}{2}}} = \frac{1}{a} \int_0^\pi \frac{d\theta}{\left((1-e^2)\sin^2\theta + \cos^2\theta\right)^{\frac{1}{4}}}.$$



Відповідно,

$$\delta(0, e) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\theta}{\left( (1 - e^2) \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \right)^{\frac{1}{4}}} - 1.$$

Графік цієї величини показано на рис. 4.

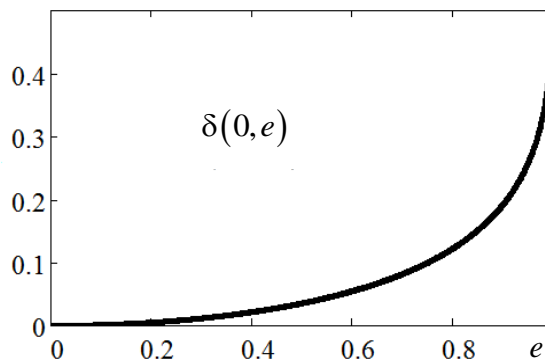


Рис. 4. Максимальне значення характеристики еліптичності  $\max\{\delta(d, e)\} = \delta(0, e)$  як функція ексцентриситету  $e$

**Висновки.** У цій статті сформульовано моделі мікролінзованих джерел за наявності еліптичності з урахуванням загальної формули для центрально-симетричного розподілу яскравості. Ми отримуємо спостережувані характеристики в межах спрощеної моделі статистичного мікролінзування, коли відбуваються перетинання джерела лінійними каустиками однакової сили та з однаковими швидкостями (за абсолютною величиною), але напрямки руху каустик розподілені рівномірно по колу. Результати якісно узгоджуються з раніше отриманими висновками [8] для гаусівського джерела. Разом із тим, результати показують вплив ефектів розподілу яскравості по диску джерела, а саме, залежність від параметра  $p$ . Порівняння цієї моделі з гаусівською дає змогу оцінити відмінності, притаманні різним моделям, оскільки у степеневій моделі маємо повільніше спадання яскравості зі зростанням відстані від центра і, відповідно, різний характерний масштаб процесу. Чим більше  $p$ , тобто чим ближче розподіл до гаусівської моделі, тим менш широкими є самі ті елементи кривих блиску, де найсильніше проявляє себе вплив еліптичності (рис. 1–3). З іншого боку, для усереднених кривих (8), де максимальне значення функції  $\delta(d, e)$  не залежить від  $p$ , а еліптичність проявляє себе через ширину графіка цієї функції, що є помітним, починаючи приблизно з  $e = 0.3$ . Однак у реальній ситуації це вимагатиме тривалих спостережень із великою кількістю подій мікролінзування.

У цілому результати свідчать, що за точності сучасної фотометрії ефекти еліптичності є суттєвими. Але у спостереженнях їх важко відокремити від інших ефектів, пов'язаних із різними умовами конкретної ПГМ. У теоретичному плані послідовний аналіз потребує ретельного статистичного моделювання з великою кількістю мікролінз. Також цікаво порівняти результати цієї роботи з іншими моделями розподілу яскравості, такими, як модель із потемнінням до краю та ін. (див. наприклад, [2, 3]).

#### Список використаних джерел

1. B. Grieger, R. Kayser, and S. Refsdal. Gravitational microlensing as a clue to quasar structure // *Astronomy & Astrophysics*, vol. 194, pp. 54–64, 1988.
2. V. I. Zhdanov, A. N. Alexandrov, E. V. Fedorova, V. M. Sliusar. Qualitative problems in gravitational microlensing // *Dark Matter. V. 2. Astrophysical Aspects of the Problem.* – Kyiv: Akadempriodyka, 2014. – P. 84–130.
3. V. I. Zhdanov, A. N. Alexandrov, E. V. Fedorova, V. M. Sliusar. Analytical methods in gravitational microlensing // *ISRN Astronomy and Astrophysics*, 2012, id. D 906951, 21 p. doi:10.5402/2012/906951.
4. D. Heyrovsky, A. Loeb. Microlensing of an elliptical source by a point mass // *Astrophys. J.*, 1997. – Vol. 490. – P. 38–50.
5. B. S. Gaudi, Z. Haiman. Microlensing of elliptical sources by fold caustics // arXiv:astro-ph/0401035.
6. О. М. Александров, В. І. Жданов, А. В. Куйбаров. Гравітаційне мікролінзування еліптичного джерела поблизу каустики-складки // *Вісник Київського національного університету. Астрономія*, 2018. № 57. – P. 10–15.
7. A. N. Alexandrov, V. I. Zhdanov. Asymptotic expansions and amplification of a gravitational lens near a fold caustic // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2011. – V. 417. – P. 541–554.
8. В. І. Жданов, О. М. Александров. Вплив еліптичності джерела на криві блиску в позагалактичних гравітаційно-лінзових системах. *Вісник Київського національного університету. Астрономія.* – 2020. – № 62, с.6–9.

Надійшла до редколегії 25.09.2022

V. Zhdanov, Dr Hab., Prof.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

### EFFECT OF THE SOURCE ELLIPTICITY ON LIGHT CURVES IN EXTRAGALACTIC GRAVITATIONAL LENS SYSTEMS

*Gravitational microlensing of elliptical sources in the linear caustic approximation is considered, based on the formula for the power-law distribution of brightness over the source plane;*

$$B(x, y, e, \theta) = \frac{I_0}{\pi a^2 \sqrt{1-e^2}} F \left\{ \left( \frac{x \cos \theta + y \sin \theta}{a} \right)^2 + \left( \frac{y \cos \theta - x \sin \theta}{b} \right)^2 \right\}, \text{ where } F\{\xi\} = (p-1)(1+\xi)^{-p}, \quad p > 1.$$

*This expression is convolved with the brightness amplification of the point source  $\sim (x-d)^{-1/2}$  (linear caustic approximation). We have constructed the total amplification coefficients  $K_{tot}(d)$  (amplification curves) that allow us to estimate the increase in the integral brightness of the source in microlensing processes for various orientations with respect to the linear caustic. The averaged amplification curves  $K_{tot}(x)$  are built within the framework of a simplified statistical model when the source is crossed by linear caustics with an isotropic distribution of velocities (with fixed caustic strength and velocity modulus)*

$$\delta(d, e) = \frac{I(d, e) - I(d, 0)}{I(d, 0)}, \quad I(d, e) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi d\theta [K_{tot}(d, e, \theta) + K_{tot}(-d, e, \theta)].$$

*The value of  $\delta(0, e)$  appears to be independent of the model parameter  $p$ .*

*The resulting estimates are qualitatively consistent with the conclusions obtained for the Gaussian source model, although there are differences related to the shape of the source brightness distribution. The results show that in view of the accuracy of the modern photometry, the effects of ellipticity are significant; however, they are obscured by other effects due to various conditions of a specific microlensing event. Moreover, registration of the ellipticity signal in real observations requires long-term monitoring with a large number of microlensing events.*

*Key words: gravitational lenses, microlensing, elliptical source, light curves.*

УДК 521.182; 523.44

А. Казанцев, канд. фіз.-мат. наук,  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

## ПРОБЛЕМА ПОХОДЖЕННЯ ЛЮКІВ КІРКВУДА В ПОЯСІ АСТЕРОЇДІВ ТА УМОВИ В РАННІЙ СОНЯЧНІЙ СИСТЕМІ

*Проаналізовано розподіли орбіт астероїдів, що перебувають в околі резонансів 3:1, 5:2 та 2:1 із Юпітером. Кількість орбіт у резонансі 2:1 у десятки разів перевищує відповідну кількість орбіт в інших двох резонансах. Практично всі тіла в цих резонансах мають розміри менші за 10 км. Показано, що понад 2 млрд років тому в люку 2:1 було кілька десятків тіл розмірами понад 50 км.*

*Обчислено еволюцію відібраних резонансних орбіт на сотні тисяч років з урахуванням збурень від восьми великих планет і релятивістських ефектів у русі перигеліїв орбіт. Для всіх орбіт у резонансах 3:1 та 5:2 підтверджено можливість зростання ексцентриситетів до величин, достатніх для зближень із Марсом, що може забезпечити вихід тіл із люків. У резонансі 2:1 достатнього зростання ексцентриситетів орбіт не виявлено. Таке зростання може відбуватися за рахунок дії негравітаційних ефектів. Дією ефекту Ярковського можна пояснити вихід із люка астероїда розміром 5 км за період близько 1 млрд років.*

*Щоб пояснити утворення люка 2:1 та виходу з нього астероїдів із розмірами в десятки кілометрів, потрібно припустити, що фізичні умови для тіл у поясі астероїдів у більш ранню епоху істотно відрізнялись від теперішніх.*

*Ключові слова: астероїди, резонанси, люки Кірквуда, ефект Ярковського.*

**Вступ.** Існування люків у поясі астероїдів виявлено Кірквудом понад 150 років тому. Ці люки існують в околі тих значень великих півосей орбіт  $a_c$ , де середньодобові рухи астероїда  $n_a$  відносяться до середньодобових рухів Юпітера  $n_J$ , як цілі числа

$$n_a/n_J = p/q. \quad (1)$$

Таке співвідношення називають сумірністю або резонансом. Великі півосі орбіт малих тіл здійснюють періодичні коливання відносно значення  $a_c$  в околі сумірності. Тому співвідношення (1) для всіх орбіт у сумірності виконується лише наближено.

За 150 років проведено велику кількість досліджень орбіт астероїдів, що перебувають у різних резонансах з Юпітером. Виявлено ряд особливостей еволюції таких орбіт. Зокрема встановлено, що зони резонансів у поясі астероїдів є одними з головних джерел поповнення популяції астероїдів, що наближаються до Землі [2].

Водночас, до сьогодні не розроблено загального механізму походження люків. У деяких роботах як такий механізм пропонували враховувати взаємні зіткнення астероїдів у резонансах [8]. Інші автори вважали, що в зонах резонансів просто не утворилися астероїди шляхом злипання планетозималей, як це відбувалося поза резонансами [7]. Подібні механізми не знайшли підтримки інших науковців.

Найпоширенішою точкою зору стосовно походження люків є вихід астероїдів за межі резонансу після зближень із великими планетами, зокрема з Марсом. Такі зближення можуть відбуватися у разі збільшення ексцентриситетів резонансних орбіт астероїдів. Наприклад, у роботі [17] указано на можливість зростання ексцентриситетів орбіт у резонансі 3:1 ( $a_c = 2.500$  а. о.) від 0.05 до  $e > 0.3$ . Цього достатньо для зближень із Марсом. Наведений висновок було підтверджено в [15, 19]. Крім того, у цих роботах показано можливість помітного зростання ексцентриситетів орбіт і в резонансі 5:2 ( $a_c = 2.828$  а. о.). Однак у резонансі 2:1 ( $a_c = 3.278$  а. о.) можливості значного зростання ексцентриситетів орбіт у цих роботах не було виявлено. Таку можливість показано в роботі [4], в якій крім гравітаційного впливу великих планет було враховано й дію негравітаційного ефекту Ярковського. У роботі стверджується, що час виходу тіл розмірами до 5 км має становити від кількох сотень мільйонів років до 1 млрд років. Можливість виходу з люка великих тіл не розглядалась. Таким чином, механізм походження люків у поясі астероїдів і донині залишається не повністю розв'язаною проблемою.

**Відбір резонансних астероїдів.** Усі числові розрахунки в цій роботі виконували за методом і програмою, описаними в [9]. Зазвичай враховували збурення від усіх великих планет (Меркурій–Нептун). Враховували також релятивістські ефекти у зміщенні перигеліїв орбіт. Усі астероїди брали як безмасові тіла. Точність розрахунків на інтервалі 50 000 років становить  $1 \times 10^{-7}$  а. о. по великій півосі та  $1 \times 10^{-7}$  по ексцентриситету. Такої точності досягають за відсутності зближень малих тіл із планетами.

Для повнішого описання проблеми люків розглянемо розподіл орбіт в околі сумірностей 3:1, 5:2 та 2:1 з Юпітером. Саме тут розташовано найбільш виражені люки в поясі астероїдів. Для кожної сумірності існує своя резонансна зона, тобто область у координатах  $a - e$ , в якій орбіти ще можуть перебувати в резонансі. Зазвичай резонансна зона має форму перевернутого зрізаного конуса.

На рис. 1–3 наведено розподіли орбіт астероїдів у координатах  $a - e$  в околі резонансів 3:1, 5:2 та 2:1. Тут зображено орбіти тіл з абсолютними зоряними величинами  $H < 12^m$ . Орбіти відібрано з каталогу MPC на 31.05.2022 р. З рисунків добре видно сам факт існування люків в околі резонансів. Разом із тим, наведені розподіли не свідчать про повну відсутність резонансних астероїдів у цих люках. Такі астероїди є, але вони зазвичай мають менші розміри (більші значення  $H$ ).

Зроблено відбір у цих трьох сумірностях усіх резонансних астероїдів з  $H < 16^m$ . Спочатку визначено межі резонансних зон у координатах  $a - e$ . Для цього виконано числові розрахунки еволюції модельних орбіт у резонансах із трьома початковими значеннями ексцентриситетів (0.05, 0.15 та 0.30) на відносно короткі інтервали (до 3 000 років). За такий час великі півосі орбіт уже здійснюють кілька коливань відносно значення  $a_c$ . Це дає можливість визначити діапазони зміни  $a$  для різних  $e$ . Амплітуди коливань великих півосей орбіт істотно залежать і

від початкових значень середньої аномалії  $M$ . Межі резонансних зон визначено за максимальними амплітудами коливань великих півосей. На рис. 4 наведено хід еволюції орбіт у координатах  $a - e$  в резонансі 5:2 для різних початкових значень  $e$  та  $M$  (суцільні лінії). Початкові значення кута нахилу  $i$  брали  $5^\circ$ . При більших нахилах амплітуда коливань  $a$  зменшується. Отже за нашими розрахунками визначалися максимально широкі резонансні зони (на рис. 4 позначено пунктиром). Аналогічно визначалися межі резонансних зон у сумірностях 3:1 і 2:1.

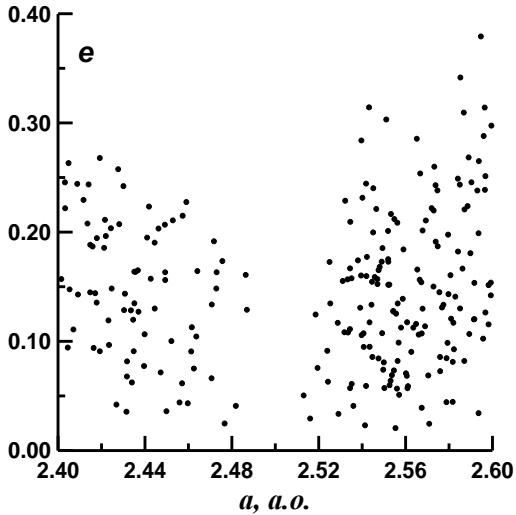


Рис. 1. Розподіл  $a - e$  орбіт астероїдів з  $H < 12^m$  в околі резонансу 3:1

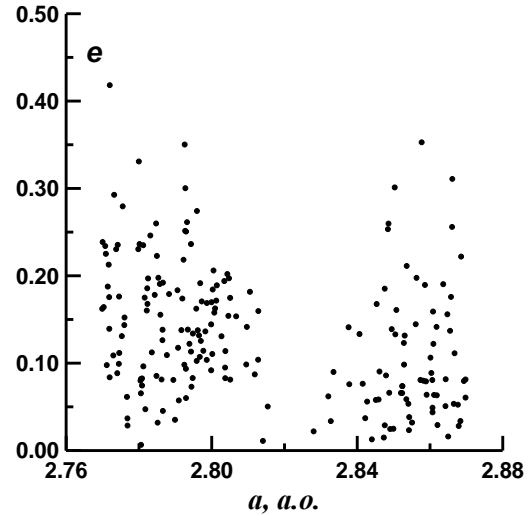


Рис. 2. Розподіл  $a - e$  орбіт астероїдів з  $H < 12^m$  в околі резонансу 5:2

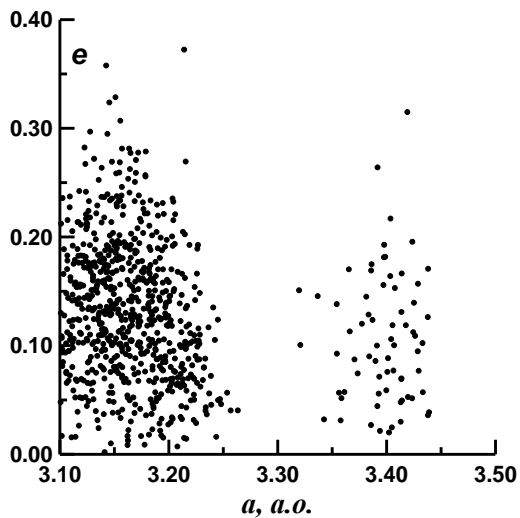


Рис. 3. Розподіл  $a - e$  орбіт астероїдів з  $H < 12^m$  в околі резонансу 2:1

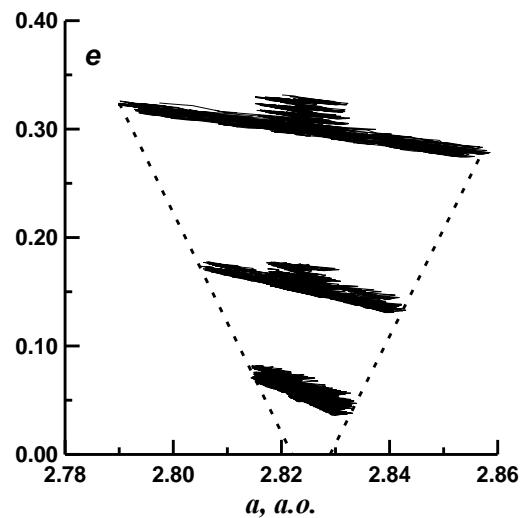


Рис. 4. Еволюція орбіт в координатах  $a - e$  в резонансі 5:2

Потім із каталогу MPC на 31.05.2022 р. були відібрані всі орбіти з елементами  $a, e$  в межах резонансних зон та з  $H < 16^m$ . У сумірності 3:1 таких орбіт виявилось 1538, у сумірності 5:2 – 1593, у сумірності 2:1 – 3535. У кожному з масивів за числовими розрахунками еволюції орбіт на інтервали до 1000 років виявлялися резонансні орбіти. На такому інтервалі вже видно, перетинає велика піввісь даної орбіти значення  $a_c$ , чи ні. У сумірності 3:1 виявлено 17 резонансних орбіт, у сумірності 5:2 – 7, у сумірності 2:1 – 341. На рис. 5–7 наведено розподіли в координатах  $a - e$  всіх відібраних орбіт у межах кожної з трьох резонансних зон. Резонансні орбіти позначено квадратами.

Розміри практично всіх тіл на резонансних орбітах у цих трьох люках не перевищують 10 км. Лише в люку 2:1 три астероїди мають розміри від 10 до 20 км, один астероїд (1362, Griqua) – близько 30 км. Усі інші – менше 10 км.

**Механізм поповнення люків.** З наведених даних видно, що в сумірності 2:1 перебуває значно більше резонансних орбіт, ніж у двох інших. Причому ефект селекції може лише зменшувати відносну кількість орбіт у зоні сумірності 2:1. Порівняння рисунків 1–3 та 5–7 показує, що в цих люках колись були досить великі тіла, які вже покинули люки. Нині там є тіла значно менших розмірів. Такі тіла можуть попадати в люки у процесі зближень чи зіткнень з іншими астероїдами або під час руйнування великого тіла. Зрозуміло, що це можливо для тіл, які рухаються орбітами, розташованими поблизу резонансних зон. Після такої події тіло практично одразу може потрапляти в люк. Однак такі події відбуваються досить зрідка.

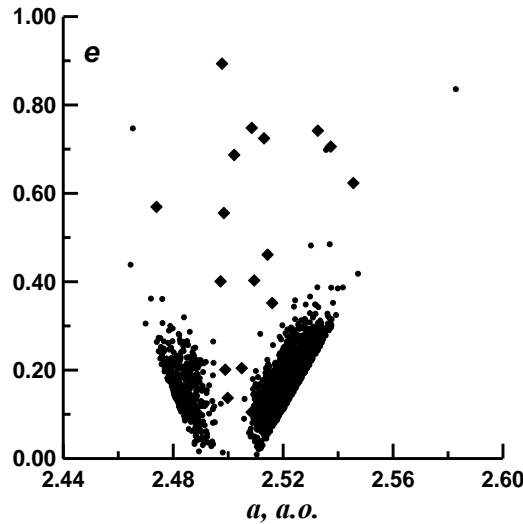


Рис. 5. Резонансна зона з резонансними орбітами (квадрати) у сумірності 3:1

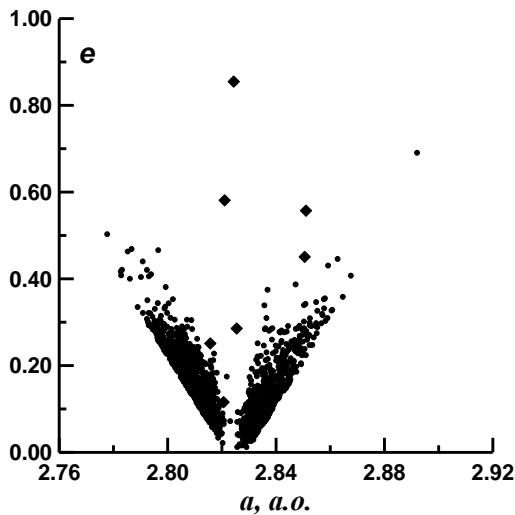


Рис. 6. Резонансна зона з резонансними орбітами (квадрати) у сумірності 5:2

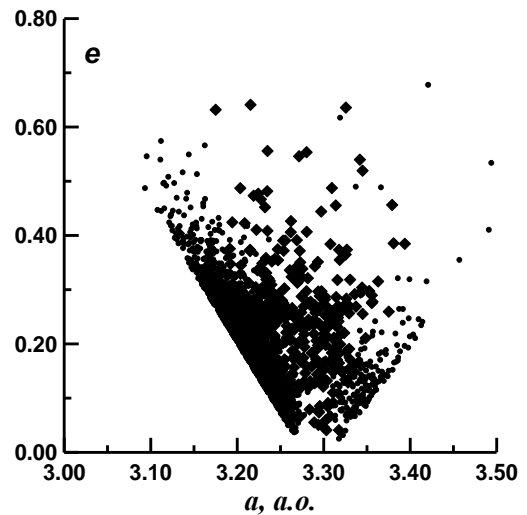


Рис. 7. Резонансна зона з резонансними орбітами (квадрати) у сумірності 2:1

Крім того, тіла малих розмірів можуть попадати в люки і з більш віддалених зон, але за довгий час. Таке можливо за рахунок дії ефекту Ярковського. Саме ефект Ярковського вважають головним механізмом поповнення люків. Хоча вказаний ефект змінює орбіту тіла дуже повільно, але він діє одразу на велику кількість тіл на відміну від зіткнень чи зближень.

Зауважимо, що концентрація тіл ліворуч від люка 2:1 значно більша, ніж праворуч (див. рис. 3). Тому можна вважати, що переважна більшість тіл у люку перейшли туди з лівого боку ( $a < a_c$ ). У цій зоні розташовано кілька великих сімейств астероїдів, зокрема сімейство Феміди та Хігії. Саме великі сімейства астероїдів поблизу резонансів можуть бути вагомими джерелами поповнення люків. Про це свідчать розподіли орбіт сімейств у таких координатах: власна велика піввісь – розмір ( $a' - D$ ). Власні елементи орбіт сімейств – це елементи орбіт  $a$ ,  $e$  та  $i$ , на які не діють довгоперіодичні коливання. Фактично для кожного тіла в сімействі власні елементи є постійними. Відповідні дані можна знайти в роботі [12]. У цій статті наведено власні елементи та розміри тіл для 76 сімейств астероїдів. Загальна кількість астероїдів становить понад 38 000. Назва сімейства відповідає номеру найбільшого астероїда в ньому. Наприклад, сімейство 008 відоме як сімейство Флори.

Якщо члени сімейства відібрані правильно, то розподіл  $a' - D$  матиме центральний максимум із крилами в обидва боки, наприклад сімейство 163 (рис. 8). Якщо орбіта батьківського тіла сімейства розташована поблизу резонансу, то розподіл  $a' - D$  може мати зрізане крило, наприклад сімейство 024 – Феміди (рис. 9). Тут край правого крила сімейства зрізаний резонансом 2:1. Оскільки орбіти в резонансі зазнають значних змін, такі тіла не розглядають як члени сімейства. Є й інше сімейство зі зрізаним крилом резонансом 2:1: сімейство 010 – Хігії (рис. 10). Для детальнішої картини в розподілі  $a' - D$  тіла розмірами понад 100 км на цьому рисунку не показано.

Специфічний розподіл  $a' - D$  сімейства (центральный максимум із крилами в обидва боки) може бути й первинного походження. За руйнування батьківського тіла фрагменти (члени сімейства) розлітаються в різні боки з певними швидкостями. У середньому, чим менший розмір фрагмента, тим більша швидкість, тобто тим більша різниця між великими півсями орбіт батьківського тіла та фрагмента.

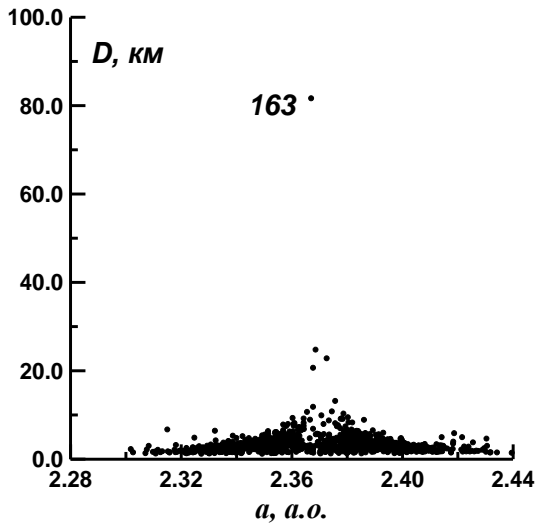


Рис. 8. Розподіл  $a' - D$  сімейства 163

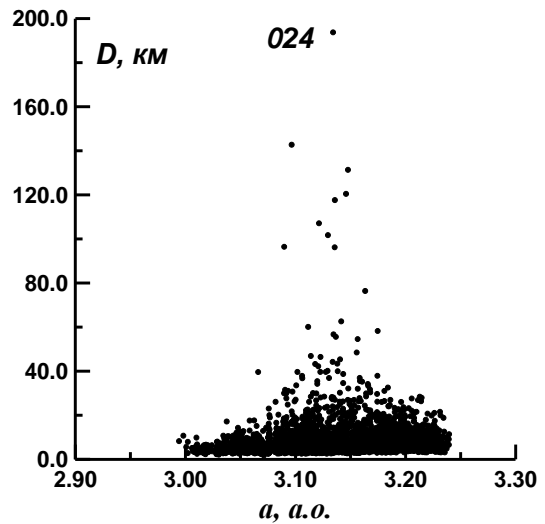


Рис. 9. Розподіл  $a' - D$  сімейства Феміди

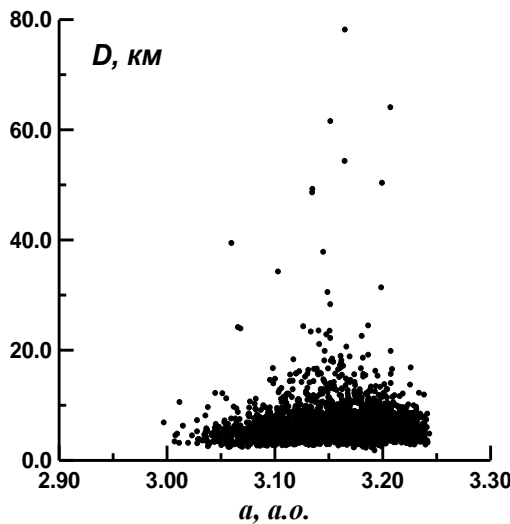


Рис. 10. Розподіл  $a' - D$  сімейства Хигії

Зазначимо, що залежності  $D(a')$  сімейств астероїдів науковці розглядають, як результат дії ефекту Ярковського [1]. Дія цього ефекту формує розподіли  $a' - D$  якісно схожі з розподілами, утвореними у процесі руйнування тіл. Однак вважають, що швидкості розльоту фрагментів недостатні для формування існуючих крил у розподілах сімейств [1].

Є й інші аргументи на користь домінуючого впливу ефекту Ярковського на формування залежностей  $D(a')$  сімейств астероїдів. Так, у [6] виявлено анізотропний розподіл напрямків осевого обертання астероїдів у сімействах. Тіла з прямим обертанням зазвичай містяться у правих крилах, а зі зворотним – у лівих. Саме так мають бути орієнтовані осі обертання астероїдів, якщо крила формуються дією ефекту Ярковського.

У роботі [10] виявлено зменшення середнього значення альбеда астероїдів зі збільшенням власних великих півосей для майже всіх коректно відібраних сімейств. Зрозуміло, що таке зменшення не могло утворитися під час руйнування батьківського тіла.

Розподіли  $a' - D$  зі зрізаними крилами сімейств астероїдів Феміди (рис. 9) та Хигії (рис. 10) показують, що фрагменти уламків батьківських тіл цих сімейств у свій час попали в люк 2:1. Зрозуміло, що астероїди на орбітах ліворуч від люка, що не належать до сімейств (астероїди фону), також потрапили в люк. Тому серед відібраних 341 тіл на резонансних орбітах можуть бути як астероїди від сімейств, так і астероїди фону. Спробуємо відокремити одні від інших. Для цього розглянемо розподіл кількості резонансних орбіт за нахилом. Це має сенс, оскільки нахили резонансних орбіт у процесі еволюції змінюються у відносно невеликих межах.

Залежність  $N(i)$  для резонансних орбіт показано на рис. 11. На рис. 12 зображено залежність  $N(i)$  для астероїдів фону ліворуч від резонансу з абсолютними зоряними величинами  $H < 16^m$  та елементами орбіт:  $a = 3.20 - 3.25$  а. о.,  $e = 0 - 0.30$ . Загальна кількість таких орбіт становить 8120. Порівняння рис. 11 та 12 показує, що головний максимум у розподілі  $N(i)$  резонансних орбіт ( $i = 0^\circ - 5^\circ$ ) утворений не астероїдами фону. Цей максимум створено, головним чином, тілами сімейств Феміди та Хигії.

Власні нахили орбіт тіл сімейства Феміди становлять  $0.5^\circ - 2.8^\circ$ , нахили сімейства Хигії  $4.2^\circ - 6.0^\circ$  [13]. Звичайно, діапазон оскулюючих елементів орбіт дещо ширший, але лише трохи. Виконані розрахунки показали, що для 112 зі

133 резонансних орбіт із нахилами  $0^\circ\text{--}5^\circ$  самі нахили залишаються в тому ж діапазоні ( $0^\circ\text{--}5^\circ$ ) упродовж десятків тисяч років. Тому, якщо не всі, то більшість тіл на резонансних орбітах із нахилами  $i < 5^\circ$  цілком обґрунтовано можна вважати тілами із сімейств Феміди та Хігії. Крім того, враховуючи діапазони власних нахилів орбіт цих сімейств, можна вважати, що більшість резонансних орбіт з  $i < 5^\circ$  належать до сімейства Феміди. Відповідно до [13] поблизу резонансу 2:1 немає інших сімейств із власними нахилами менше  $8^\circ$ .

Поблизу резонансів 3:1 та 5:2 також є орбіти астероїдів фону. Крім того, там є і сімейства астероїдів із крилами, зрізаними цими резонансами: сімейство 472 поблизу резонансу 3:1 та сімейство 208 поблизу резонансу 5:2. Отже як астероїди фону, так і уламки батьківських тіл сімейств потрапили в кожен із цих трьох люків. Однак нині кількість резонансних орбіт у люку 2:1 набагато більша, ніж в інших двох. Указана різниця потребує пояснення.

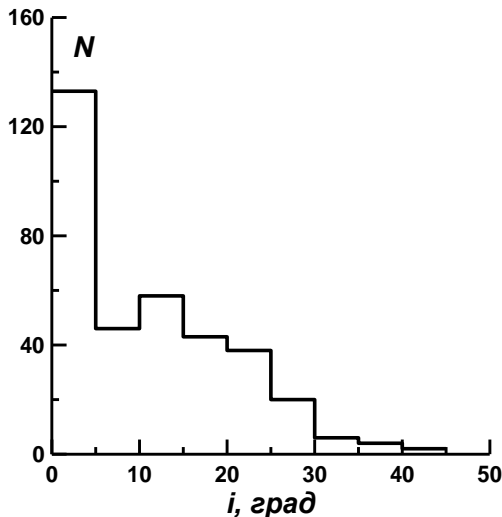


Рис. 11. Розподіл  $N(i)$  резонансних орбіт у люку 2:1

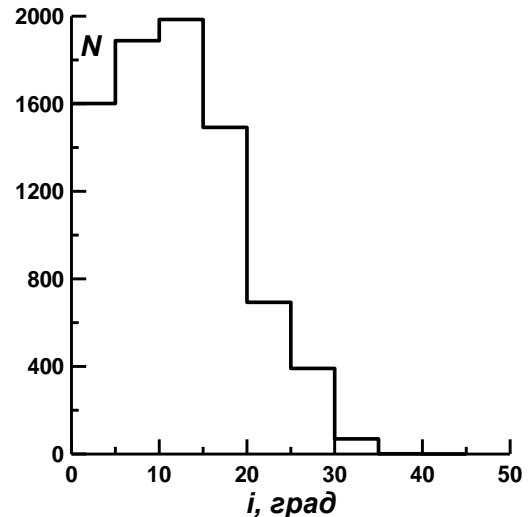


Рис. 12. Розподіл  $N(i)$  орбіт астероїдів фону ліворуч від люка 2:1

**Механізм виходу астероїдів із люків.** Як зазначено раніше, вихід тіл із люків 3:1 та 5:2 можна пояснити зближеннями з Марсом після достатнього збільшення ексцентриситетів орбіт. У цих резонансах таке збільшення можливе [15, 17, 19]. У цій роботі також зроблено відповідні оцінки. Виконано числові розрахунки еволюції орбіт у сумірностях 3:1 та 5:2 з різним набором початкових елементів. Отримано, що в сумірності 3:1 для всіх орбіт відбувається зростання ексцентриситетів від 0.05–0.10 до 0.32 і більше на інтервалах 20–50 тис. років. На інтервалах понад 150 тис. років у деяких орбітах ексцентриситети зростають до значень понад 0.60. У сумірності 5:2 для всіх орбіт відбувається зростання ексцентриситетів від 0.05–0.10 до 0.40–0.60 за кілька десятків тисяч років еволюції. Отже в обох цих резонансах усі тіла набувають можливість зближатися з Марсом.

У резонансі 2:1 значного зростання ексцентриситетів орбіт не виявлено [15, 19]. Водночас, люк дійсно утворився, оскільки великі тіла існують з обох сторін люка (рис. 3). Тому реальний механізм виходу тіл із люка мав існувати.

Щоб велике тіло покинуло люк, воно має зазнати зближення з планетою. А таке можливо лише тоді, коли тіло розміщене на орбіті зі значним ексцентриситетом. За нашими розрахунками, афелійна відстань орбіти Марса змінюється в межах 1.62–1.71 а. о. з періодом близько 500 000 років, а перигелійна відстань орбіти Юпітера змінюється в межах 4.88–5.07 а. о. з періодом близько 1 млн років. Отже, для зближення з Марсом тіла на орбіті в резонансі 2:1, ексцентриситет цієї орбіти має бути не менше 0.48. Для зближення з Юпітером ексцентриситет резонансної орбіти має бути приблизно таким самим.

Можна бачити, що серед резонансних орбіт є орбіти зі значними ексцентриситетами (див. рис. 7). Для восьми з них ексцентриситети перевищують 0.50. Отже тіла на цих орбітах можуть мати зближення з планетами й виходити з резонансу. У роботі [11] знайдено 6 астероїдів з  $H < 18^m$ , які в наступні кілька тисяч чи кілька десятків тисяч років мають перейти в популяцію Кентаврів.

У цій роботі виконано числові розрахунки еволюції орбіт у резонансі 2:1 із різними початковими елементами на інтервали в сотні тисяч років. Враховувались збурення від всіх планет (Меркурій–Нептун), а також релятивістські ефекти у зміщенні перигеліїв орбіт. Зростання ексцентриситетів орбіт від 0.10, 0.15 та 0.20 до значень, достатніх для зближень тіл із планетами, що має місце в резонансах 3:1 та 5:2, не виявлено. Ці розрахунки збігаються з результатами робіт [15, 19]. Разом усе це пояснює значну кількість невеликих астероїдів у резонансі 2:1 та майже повну їхню відсутність у двох інших резонансах. Але не зрозумілим залишається відсутність великих тіл ( $H < 12^m$ ) в усіх трьох резонансах (див. рис. 1–3). З рис. 3 видно, що концентрація тіл ліворуч від люка 2:1 значно більша концентрації тіл праворуч. Яка була концентрація тіл у самому люку до їхнього виходу з нього, сказати важко. Але у будь-якому разі, вона мала бути не менша, ніж концентрація праворуч. А праворуч розміщено близько 30 тіл із розмірами понад 50 км, з яких 11 мають розміри понад 100 км.

Зрозуміло, що час перебування менших тіл у люку може бути лише коротшим. Тому тіла, що перебувають у люку нині (тіла на резонансних орбітах) потрапили туди значно пізніше, ніж утворився сам люк. Колишні великі тіла вийшли з люка. Вихід тіл із люків 3:1 та 5:2 можна пояснити зближеннями з Марсом. Але який мав бути механізм виходу тіл із люка 2:1?

Наші розрахунки еволюції орбіт у резонансі 2:1 виконано з урахуванням збурень від усіх великих планет, а також релятивістських ефектів у русі перигеліїв орбіт. І ці розрахунки, як і розрахунки інших авторів, не виявили достатнього зростання ексцентриситетів. Напевне в реальності існують (чи існували раніше) деякі фактори, які не

були враховані ні в наших розрахунках, ні в інших роботах, але які могли привести до помітного зростання ексцентриситетів резонансних орбіт.

Тут можна звернути увагу на існуючу нині модель міграції планет. Відповідно до цієї моделі планети-гіганти зайняли свої теперішнє положення на орбітах навколо Сонця після тривалої міграції. Як видно з рис. 1–3, положення всіх резонансів відповідають сучасному значенню великої півосі орбіти Юпітера. Тому, якщо така міграція і була, то великі тіла вийшли з люка 2:1 уже після її зупинення. Таким чином, вихід великих тіл із люка 2:1 навряд чи може бути обумовлений відмінням від сучасного розташування великих планет.

Залишається розглянути можливий вплив негравітаційних ефектів (НГЕ). Таким НГЕ може бути ефект Ярковського. По-перше, існують вказівки на зростання ексцентриситетів резонансних орбіт під дією ефекту Ярковського [3, 18]. По-друге, як уже зазначено раніше, у роботі [4] вказано на можливість виходу тіл із резонансу 2:1, якщо врахувати ефект Ярковського. Щоправда в цій роботі розраховувалась еволюція орбіт тіл відносно невеликих розмірів (до 18 км). Відповідно до [4], час виходу тіл розмірами до 5 км має становити від кількох сотень мільйонів років до 1 мільярда років. Оскільки додатковий імпульс тіла за рахунок ефекту Ярковського  $dp$  приблизно обернений його розміру, то час виходу з люка тіл розміром 50 км має становити близько 10 млрд років. Отже бачимо, що і врахування ефекту Ярковського не може пояснити вихід великих тіл із люка 2:1.

У роботі [4] розрахунки виконували на інтервали в кілька мільярдів років. Точність розрахунків на такі довгі інтервали визначити складно. Ми використали інший підхід для оцінювання впливу ефекту Ярковського на вихід тіл із люка 2:1, виконуючи розрахунки на значно коротші інтервали, де точність обчислень ще можна вважати задовільною.

#### Можливий вплив НГЕ на еволюцію резонансних орбіт

**Вплив модельного НГЕ.** Суть ефекту Ярковського полягає в отриманні тілом додаткового імпульсу  $dp$  за рахунок перевищення (в інфрачервоному діапазоні) поглинутої сонячної радіації. Існує певна затримка  $dt$  між моментом поглинання сонячної радіації та її перевищенням. У цьому разі виникає додаткова швидкість  $dv$  до геліоцентричної швидкості тіла  $vh$ . Збільшення геліоцентричної швидкості залежить не лише від маси тіла, а й від елементів його орбіти, альbedo поверхні, орієнтації осі та періоду осьового обертання.

Для тіла на коловій орбіті максимум додаткової швидкості буде у випадку, коли вісь обертання тіла буде перпендикулярна до площини орбіти, а величина  $dt$  становитиме чверть періоду його осьового обертання. За прямого обертання додаткова швидкість буде додатною, а за зворотного – від'ємною.

Дія ефекту Ярковського занадто мала, щоб бути помітною в еволюції орбіти астероїда розміром кілька кілометрів на інтервалах у тисячі чи десятки тисяч років. Тому ми виконали розрахунки еволюції орбіт з урахуванням модельного НГЕ. Суть дії такого НГЕ відповідала дії ефекту Ярковського. Змінювалися значення альbedo астероїда, періоди осьового обертання й орієнтація осі. Тільки величина додаткової швидкості вибиралася значно більшою, ніж у випадку реального ефекту Ярковського.

Виконано числові розрахунки еволюції орбіт тіл у резонансі 2:1 із додаванням штучного імпульсу в широкому діапазоні. У випадку, коли вісь обертання була перпендикулярна до площини орбіти астероїда, величина додаткової швидкості  $dv$  змінювалася в межах від 0.01 мм/с за добу до 5.0 мм/с за добу. Відповідні значення  $dv$  додавали до геліоцентричної швидкості тіла  $vh$  на кожному кроці інтегрування. Напрямок осьового обертання обирався як прямий ( $dv > 0$ ), так і зворотний ( $dv < 0$ ).

Як зазначено вище, точність наших розрахунків на інтервалі 50 000 років становить  $1 \times 10^{-7}$  а. о. по великій півосі й  $1 \times 10^{-7}$  по ексцентриситету. Зі зростанням інтервалу розрахунків похибка зростає нелінійно і на інтервалі в 600 000 років збільшується приблизно на 4 порядки. Для оцінювання умов зближень астероїдів із планетами така точність недостатня. Але для визначення часу зростання ексцентриситетів орбіт у резонансі 2:1 така точність ще може бути прийнятною.

Розрахунки показали, що для всіх додатних значень  $dv$  справджується систематичне зростання ексцентриситетів резонансних орбіт на відміну від випадків  $dv = 0$  (рис. 13). Середній час зростання ексцентриситетів  $te$  майже лінійно залежить від величини  $1/dv$  (рис. 14). У випадку максимального значення  $dv$  (5 мм/с за добу) час зростання ексцентриситетів від 0.15 до 0.50 становить близько 1300 років, у разі мінімального (0.01 мм/с за добу) – близько 600 000 років. Розрахунки для ще менших значень  $dv$  проводити недоцільно, оскільки інтервали інтегрування становитимуть уже мільйони років і точність обчислень буде дуже низькою.

За від'ємних значень  $dv$  орбіти виходить із резонансу в зону великих півосей орбіт  $a < a_c$  (рис. 15). Отже всі тіла мають вийти з резонансу при дії НГЕ незалежно від напрямку додаткової швидкості.

**Вплив ефекту Ярковського на вихід астероїдів із люка.** Оцінено вихід із люка 2:1 модельного астероїда розміром 5 км з урахуванням дії ефекту Ярковського. Такий розмір близький до середнього розміру тіл на відібраних орбітах з  $e > 0.5$  у резонансі 2:1. Абсолютна зоряна величина цих астероїдів становить від  $14^m$  до  $16^m$ . Були прийняті такі значення альbedo  $p$  та середньої густини  $\rho$  модельного астероїда:  $p = 0.05$ ,  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>. Ці значення близькі до середніх значень реальних тіл на зовнішньому краю головного поясу астероїдів.

Кількість сонячної радіації, яка падає на одиницю площі поверхні тіла на відстані 3.30 а. о. від Сонця можна оцінити за сонячною сталою. Якщо вся поглинута радіація буде випромінюватись у напрямку, протилежному вектору геліоцентричної швидкості астероїда  $vh$ , то додаткова швидкість, отримана таким модельним астероїдом, становитиме приблизно  $1 \times 10^{-5}$  мм/с за добу. Якщо отримана вище залежність  $te(dv)$  зберігається до таких малих значень  $dv$ , то час зростання ексцентриситетів орбіт у резонансі 2:1 від 0.15 до 0.50 має становити близько 600 млн років.

Цю оцінку отримано у припущенні, що вся поглинута радіація випромінюється у напрямку, протилежному вектору  $vh$ . Зрозуміло, що в реальності кванти мають випромінюватись у всю півсферу. У разі рівномірного розподілу напрямків випромінювання час зростання ексцентриситетів орбіт має становити близько 1 млрд років. Однак це також мінімальний час. Адже вказану оцінку отримано для випадку максимально сприятливої орієнтації півсфери випромінювання відносно напрямку вектора  $vh$ . Зрозуміло, що така орієнтація буває далеко не завжди. Тому в більшості випадків час  $te$  для 5-кілометрового астероїда становитиме понад 1 млрд років. Можна додати, що час виходу таких тіл із люка навряд чи істотно відрізнятиметься від часу  $te$ .



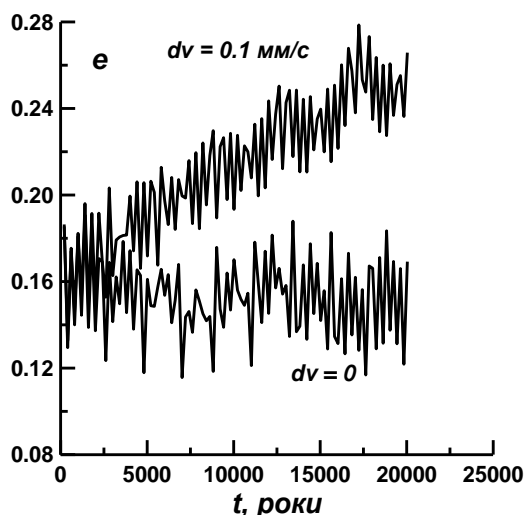


Рис. 13. Залежність  $e(t)$  для резонансної орбіти під дією ефекту Яковського та без нього

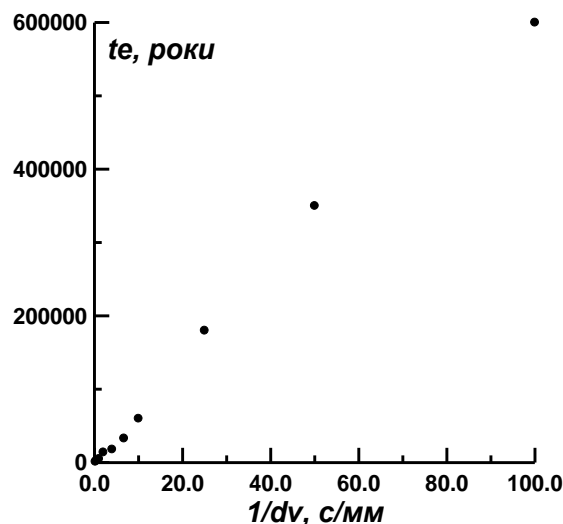


Рис. 14. Залежність середнього часу зростання ексцентриситетів від величини  $1/dv$

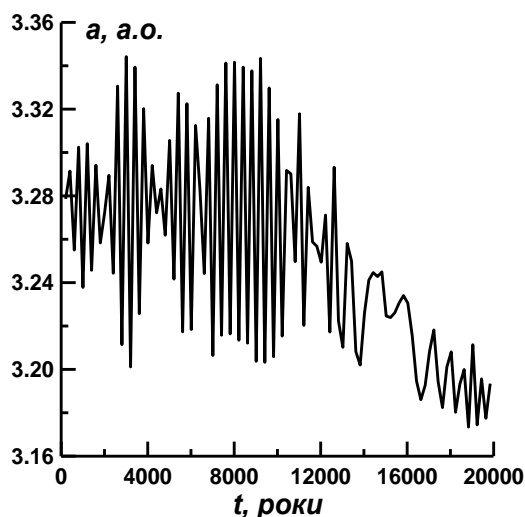


Рис. 15. Залежність  $a(t)$  для орбіти при  $dv = -0.1$  мм/с за добу

Отримана тут оцінка часу виходу з люка 2:1 тіла розміром 5 км досить близька до відповідної оцінки, отриманої в [4], де використано зовсім інший підхід до розрахунків. Але середня густина тіл була прийнята така, як і в нашому варіанті. Тому можна вважати, що час виходу з люка 2:1 тіл розміром близько 5 км з урахуванням ефекту Яковського справді має становити близько 1 млрд років чи навіть більше.

Час перебування окремих реальних орбіт астероїдів у резонансі 2:1 оцінити складно. Можна лише припустити, що орбіти з більшими ексцентриситетами перебувають у резонансі довше, ніж із меншими.

**Можливе пояснення походження люка в сумірності 2:1 у далекому минулому.** Якщо час виходу з люка 2:1 тіл розміром 5 км становить 1 млрд років чи більше, то як зазначено раніше, час виходу тіл розмірами 50 км і більших має становити десятки мільярдів років. Отже походження люка 2:1 (див. рис. 3) не пояснюється і за дії ефекту Яковського. Хоча формально цей ефект може пояснити утворення люка 2:1. Але для цього потрібно припустити, що у далекому минулому інтенсивність сонячної радіації була значно потужнішою, ніж нині. Коли таке могло бути?

Як показано вище, нині в резонансі 2:1 перебувають орбіти десятків тіл, утворених у процесі руйнування батьківського тіла сімейства Феміди. Вік цього сімейства оцінюється від 2.4 до 3.8 млрд років [16]. Зрозуміло, що в люк 2:1 уламки потрапили не одразу після руйнування батьківського тіла. За зробленими оцінками, час переміщення тіл сімейства Феміди від місця руйнування (3.14 а. о.) до резонансу 2:1 (3.28 а. о.) під дією ефекту Яковського становить 100–200 млн років. За межами резонансів ефект Яковського змінює лише велику піввісь орбіти, а ексцентриситет залишається майже незмінним. Отже такі тіла потрапили в люк 2:1 понад 2 млрд років тому. Якщо значно потужніша інтенсивність Сонця дійсно справджувалася, то таке мало би бути до моменту утворення сімейства Феміди. Інакше тіла із цього сімейства не лише перемістилися б у люк 2:1, а й повністю з нього вийшли б.

На можливість потужнішого сонячного випромінювання в далекому минулому вказано й у інших публікаціях [5, 14]. Зокрема в [5] зазначено, що на молодому Сонці мали відбуватися в сотні разів частіше та в десятки разів потужніші

рентгенівські спалахи, порівняно із сучасним Сонцем. А потік енергетичних протонів від раннього Сонця був у 100 000 разів більшим.

Отже, зроблене тут припущення про значно більшу інтенсивність сонячної радіації в далекому минулому має певне незалежне підтвердження. Якщо наведене припущення отримає остаточне підтвердження з чіткими кількісними характеристиками, то це, крім іншого, закріє і питання походження люків Кірквуда в поясі астероїдів.

**Висновки.** Походження люків у резонансах з Юпітером 3:1 та 5:2 можна пояснити зростанням ексцентриситетів резонансних орбіт під дією гравітації планет Сонячної системи і наступними зближеннями тіл із Марсом.

Зростання ексцентриситетів орбіт у резонансі 2:1, яке є достатнім для зближень тіл із планетами, можна пояснити дією ефекту Ярковського. Для виходу з резонансу 2:1 тіла розміром 5 км потрібно близько 1 млрд років.

Щоб пояснити утворення люка 2:1 і виходу з нього астероїдів із розмірами в десятки кілометрів, потрібно припустити, що фізичні умови для тіл у поясі астероїдів у більш ранню епоху істотно відрізнялись від нинішніх. Зокрема й інтенсивність сонячної радіації в ранній Сонячній системі могла бути значно більшою порівняно із сучасною.

#### Список використаних джерел

1. Bottke W. F. et al. Dynamical Spreading of Asteroid Families by the Yarkovsky Effect // *Science*. 2001, V.294. PP. 1693–1696.
2. Bottke W. F. et al. Debaised Orbital and Absolute Magnitude Distribution of the Near-Earth Objects // *Icarus*. 2002, №2(156). PP. 399–433.
3. Brož M., Vokrouhlický D. Asteroid families in the first-order resonances with Jupiter // *MNRAS*. 2008, №2(390). PP. 715–732.
4. Chrenko O. et al. The origin of long-lived asteroids in the 2:1 mean-motion resonance with Jupiter // *MNRAS*. 2015, №3(451). PP. 2399–2416.
5. Feigelson E. D., Garmire G. P., Pravdo S. H. Magnetic Flaring in the Pre-Main-Sequence Sun and Implications for the Early Solar System // *ApJ*. 2002, №1(572). PP. 335–349.
6. Hanuš J. et al., An anisotropic distribution of spin vectors in asteroid families // *A&A*. 2013, V.519. id.A134. 19 pp.
7. Heppenheimer T. A. On the Origin of the Kirkwood Gaps // *Celest. Mechan.* 1980, №3(22). PP. 297–304.
8. Jefferys W. H. Nongravitational forces and resonances in the solar system // *AJ*. 1967, V.72. PP. 872–875.
9. Kazantsev A. M. A Simple Method for Numerical Calculations of the Evolution of Orbits of Near-Earth Asteroids // *SoSyR*. 2002, №1(36). PP. 43–49.
10. Kazantsev A. M., Kazantseva L. V. Additional criteria for identifying the asteroid families and confirmation of the effect of spatial separation of family members according to their albedos // *CPSB*. 2014, V. 30. PP. 255–260.
11. Kazantsev A. M., Kazantseva, L. V. On a possibility of transfer of asteroids from the 2:1 mean motion resonance with Jupiter to the Centaur zone // *MNRAS*. 2021, №1(505). PP. 408–414.
12. Masiero J. R. et. al. Asteroid Family Identification Using the Hierarchical Clustering Method and WISE/NEOWISE Physical Properties // *ApJ*. 2013, №1(770). article id. 7. 22 pp.
13. Milani A. et. al. Asteroid families classification: Exploiting very large datasets // *Icarus*. 2014, V.239. PP. 46–73.
14. Mishra R. K., Marhas K. K. Meteoritic evidence of a late superflare as source of  $^7\text{Be}$  in the early Solar System // *Nat. Astron.* 2019, №3. PP. 498–505.
15. Moons M. Review of the dynamics in the Kirkwood gaps // *Cel. Mech. Dyn. Astron.* 1996, №1-2(65). PP. 175–204.
16. Spoto F., Milani A., Knežević Z. Asteroid family ages // *Icarus*. 2015, V.257. PP. 275–289.
17. Wisdom J. The origin of the Kirkwood gaps - A mapping for asteroidal motion near the 3/1 commensurability // *AJ*. 1982, V.87. PP. 577–593.
18. Xu Y.-B., Zhou L.-Y., Ip W.-H. Transit of asteroids across the 7/3 Kirkwood gap under the Yarkovsky effect // *A&A*. 2020, V.637. id.A19. 9 pp.
19. Yoshikawa M. Motions of asteroids at the Kirkwood gaps II. On the 5:2, 7:3, and 2:1 resonances with Jupiter // *Icarus*. 1991, №1(92). PP. 94–117.

Надійшла до редколегії 27.09.2022

A. Kazantsev, PhD

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

### THE PROBLEM OF THE ORIGIN OF KIRKWOOD GAPS IN THE ASTEROID BELT AND CONDITIONS IN THE EARLY SOLAR SYSTEM

*The orbits of asteroids from the MPC catalogue of January 21, 2022 with absolute magnitudes  $H < 16^m$ , in the 3:1, 5:2 and 2:1 mean motion resonances (MMRs) with Jupiter were selected. The number of the orbits in the 2:1 MMR is dozens of times greater than in two other resonances. They are fragments of parent bodies of neighbour asteroid families, in particular the Themis family, in the 2:1 MMR.*

*The sizes of almost all bodies in resonant orbits do not exceed 10 km. It is shown that in the past, there were bodies of much larger sizes in these three gaps. In particular, more than two billion years ago there were several tens of bodies with sizes of more than 50 km in the 2:1 gap, including those with sizes of more than 100 km.*

*Numerical calculations were performed to evaluate the evolution of the selected resonant orbits over hundreds of thousands years. Perturbations from all eight major planets and the relativistic effects of orbital perihelion displacement were taken into account. For all orbits in the 3:1 and 5:2 MMRs an increase in the orbit eccentricities, which are sufficient for the bodies to approach Mars, was confirmed. It can explain the exit of asteroids from these two gaps. In the 2:1 MMR, a sufficient increase in the orbit eccentricities was not detected. Such increase in orbit eccentricities in this resonance may occur due to the action of non-gravitational effects (NGEs). The action of the Yarkovsky effect may explain exit of an asteroid with a size of 5 km from the 2:1 MMR over a period about 1 billion of years or more. It takes tens of billions years for large bodies that were once there, to exit from the 2:1 gap, under the action of the Yarkovsky effect of today power.*

*To form the gap in the 2:1 resonance at the very beginning, the physical conditions for bodies in the asteroid belt had to be significantly different from the today ones. Most likely, the NGEs were influencing a much stronger on bodies in the asteroid belt in the early Solar system as compared with the today NGEs. In particular, the radiation of the Sun in the early Solar system could be much more intense, in comparison with the today one.*

**Key words:** asteroids, resonances, Kirkwood gaps, Yarkovsky effect.

УДК 523.98

В. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук,  
В. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук,  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

## ПРОГНОЗ МАКСИМУМУ 25-ГО ЦИКЛУ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ НА ОСНОВІ ДАНИХ ПРО ШВИДКІСТЬ НАРОСТАННЯ КІЛЬКОСТІ СОНЯЧНИХ ПЛЯМ

*На основі даних про 24 попередні сонячні цикли, розглянуто статистичний зв'язок між швидкістю наростання кількості сонячних плям на фазі кривої зростання й амплітудою циклу. Виявилось, що результат прогнозування амплітуди циклу залежить від того, яку ділянку кривої зростання циклу взяти за основу для прогнозування, а також від того, брати до уваги всі 24 цикли чи лише непарні. На результат прогнозування впливає також початкове припущення про монотонність чи немонотонність фази зростання активності. Зроблено висновок, що, найімовірніше, максимальна згладжена кількість сонячних плям у 25-му циклі має дорівнювати  $185 \pm 18$  одиниць у новій системі, що відповідає середньому за потужністю сонячному циклу, з виконанням правила Гнєвишева – Оля. За таких параметрів цього циклу, немає ознак наближення глибокого мінімуму вікового циклу в середині XXI ст.*

**Ключові слова:** Сонце, сонячна активність, кількість сонячних плям, прогноз амплітуди 25-го циклу, правило Гнєвишева – Оля, мінімум вікового циклу.

**Вступ.** Сонячна активність – досить складне явище в атмосфері Сонця, яке має магнітну природу і циклічний характер змін із часом. Найбільш відомим і помітним є 11-річний цикл сонячної активності, хоча існують також інші цикли, зокрема 22-річний, 44-річний, а також віковий цикл тривалістю 70–100 років. Серед фахівців найбільшу увагу приділяють прогнозуванню 11-річного циклу, оскільки саме із цим циклом пов'язано найбільш значні зміни в навколоземному космічному просторі й геосфері. Нині надійних методів прогнозування сонячної активності ще не створено, хоча наукових праць на цю тему досить багато. Порівняння останніх прогнозів сонячної активності у новому 25-му циклі, який розпочався у грудні 2019 року, наведено в роботі Petrovay [9]. Із цього порівняння випливає, що навіть найсучасніші методи прогнозування дають істотно відмінні результати. Наприклад, метод нейронної мережі [4] дає амплітуду 25-го циклу на рівні 57–91 одиниць, а атракторний аналіз – близько 103 одиниць. Для порівняння варто нагадати, що в попередньому 24-му циклі сонячна активність досягла 116 одиниць (у 2014 р.). Причому вейвлет-аналіз [11] прогнозує висоту максимуму 25-го циклу на рівні 132 одиниць, а метод внутрішніх передвісників [7] – на рівні 175 одиниць. Отже, в цілому ситуація з максимумом цього циклу, який очікується у 2024–2026 рр., залишається незрозумілою. Однак точно такою ж була ситуація і раніше, коли прогнозувався попередній 24-й цикл сонячної активності [1, 4, 8, 10–12].

Поточний 25-й цикл повертає до себе увагу тим, що саме по ньому можна дійти висновку про наближення довгоочікуваного мінімуму вікового циклу сонячної активності, який випадає приблизно на середину XXI ст. Автори щойно опублікованої роботи [13] зазначають, що віковий сонячний мінімум має бути у циклах № 25–27.

Метою цієї роботи є отримання прогнозованої оцінки амплітуди 25-го циклу з урахуванням швидкості наростання кількості сонячних плям на фазі зростання цього циклу.

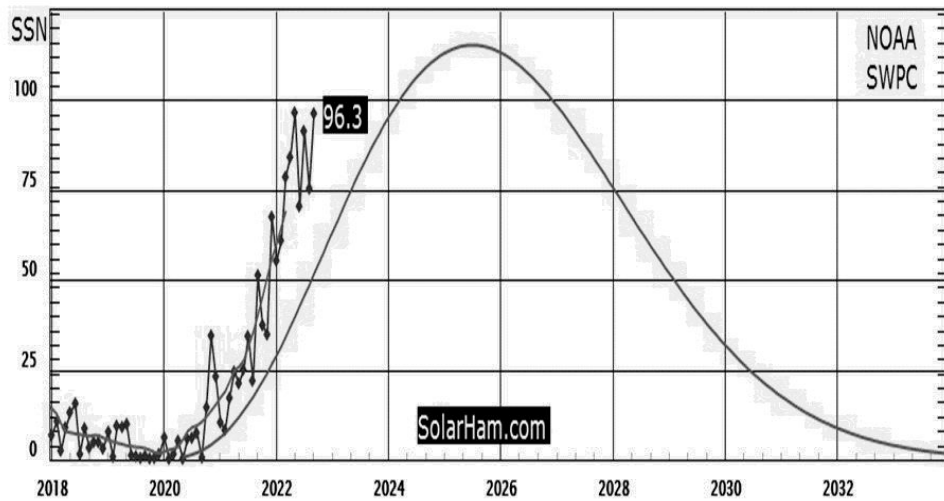
**Спостережені дані та їхній аналіз.** Цикл № 25 розпочався у грудні 2019 р. (рис. 1). На цьому рисунку зображено дані для нового, ревізованого ряду відносних чисел сонячних плям. Результати такої ревізії опубліковано 2014 р. [5] за даними Міжнародного центру даних при Бельгійській королівській обсерваторії. Основні зміни полягають у тому, що взято за основу спостережний ряд А. Вольфера, а не Р. Вольфа, що приблизно в 1,67 рази збільшує більш ранні значення, роблячи їх сумірними із сучасними оцінками. Крім того, були виправлені значення після 1947 р., коли М. Вальдмаєром для визначення відносної кількості сонячних плям було введено вагові коефіцієнти відповідно до розміру плям. Також знайдено й усунуто змінний тренд у спостереженнях обсерваторії Локарно, яка була реперною обсерваторією після 1980 р.

З рис. 1 випливає, що фактичне збільшення із часом кількості сонячних плям відбувається помітно швидше, ніж за прогнозом NOAA / Space Weather Prediction Center. Такий сценарій означає, що кількість плям у максимумі має бути більшою за прогнозовану. Це число можна оцінити, враховуючи швидкість наростання числа плям із часом, як це зроблено в [1]. У цій роботі використано як вхідний параметр приріст числа сонячних плям з 20-го по 32-й місяці циклу, і на основі побудованої кореляційної залежності для попередніх 23-х циклів був розрахований прогноз максимуму 24-го циклу. Оскільки весь аналіз у цій роботі зроблено на основі даних про число сонячних плям у старій системі, необхідно було перевірити ці результати за новими даними. Крім того, важливо встановити, чи змінюється прогноз за зміни ширини базового інтервалу вхідних даних, а також у разі розміщенні його на різних ділянках кривої фази зростання циклу. Тому побудовано нові кореляційні залежності на основі даних сайту <http://www.solen.info/solar/>.

Залежність між середньомісячною швидкістю наростання кількості сонячних плям в інтервалі місяців 15–32 від початку циклу, яка позначена нижче як  $(\Delta W/\Delta T)_{15-32}$ , та максимальним згладженим числом сонячних плям  $W_{\max}$  зображено на рис. 2, побудованому на основі даних за 24 попередні сонячні цикли. Тут заповненими кружечками подано емпіричні дані, а прямою – апроксимуючу залежність, яка представляє усереднений хід спостережних даних (знайдена методом найменших квадратів) і описується формулою

$$W_{\max} = 17,9 (\Delta W/\Delta T)_{15-32} + 86,17. \quad (1)$$

Для поточного 25-го циклу  $(\Delta W/\Delta T)_{15-32} = 4,5$ . Тоді, згідно з (1),  $W_{\max}(25) = 166,7$ , що значно вище, ніж за деякими прогнозами [9]. На рис. 2 емпіричне значення, позначене цифрою 9, означає відповідну величину для 9-го циклу, яка найбільше відхиляється від апроксимації (1).



**Рис. 1.** Порівняння прогнозу кількості сонячних плям у 25-му циклі згідно з NOAA / Space Weather Prediction Center (суцільна плавна крива) з фактичними змінами середньомісячних значень (ромби), а також згладжених значень, які представлені пивною кривою, побудованою по середньомісячних значеннях. На осі ординат SSN показано кількість плям (sunspot number). Цифра 96,3 означає середньомісячну кількість сонячних плям за серпень 2022 р.

Виявилось, що під час звуження тестового інтервалу величина  $W_{max}$  суттєво змінюється (рис. 3). Так, якщо замість інтервалу 15–32 місяці взяти інтервал 27–32 місяці від початку циклу, то матимемо значно більш розсіяну залежність, яка апроксимується виразом

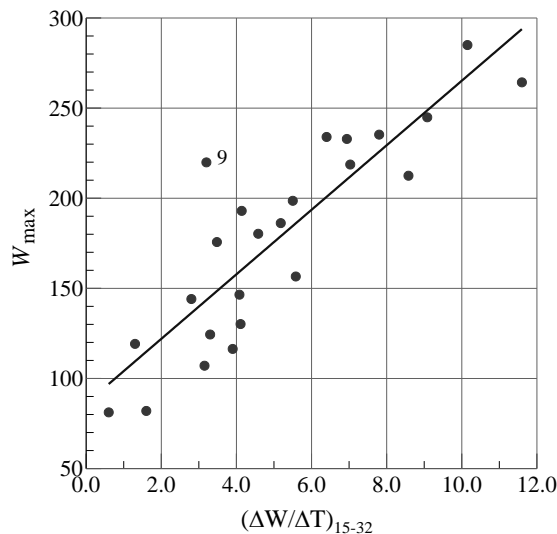
$$W_{max} = 15.81 (\Delta W/\Delta T)_{27-32} + 103,55. \tag{2}$$

Оскільки для 25-го циклу  $(\Delta W/\Delta T)_{27-32} = 5,87$ , то згідно з (2) маємо  $W_{max}(25) = 196,4$ . Отже, прогнозоване значення  $W_{max}(25)$  у цьому випадку на 20 одиниць більше, ніж для інтервалу 15–32. Крім того, з рис. 3 видно, що емпіричне значення для 24-го циклу найбільше відхиляється від лінійної залежності (2). Це відображає "аномальний" тип 24-го циклу – те, що він мав немонотонну фазу росту і роздвоєну вершину, унаслідок чого його амплітуда  $W_{max}(24)$  виявилась значно меншою, ніж це впливало із швидкості наростання сонячної активності у проміжку 27–32 місяців від початку циклу.

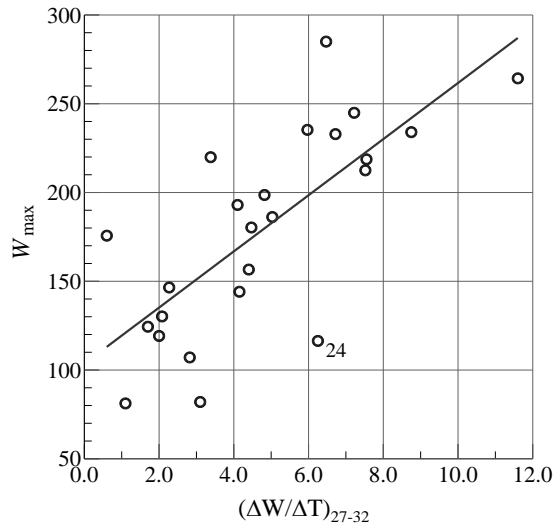
Оскільки 25-й цикл є непарним, цікаво розглянути лише непарні цикли. Відповідний розгляд (рис. 4) показує, що тоді рівняння регресії таке:

$$W_{max} = 13,85 (\Delta W/\Delta T)_{27-32} + 122,88. \tag{3}$$

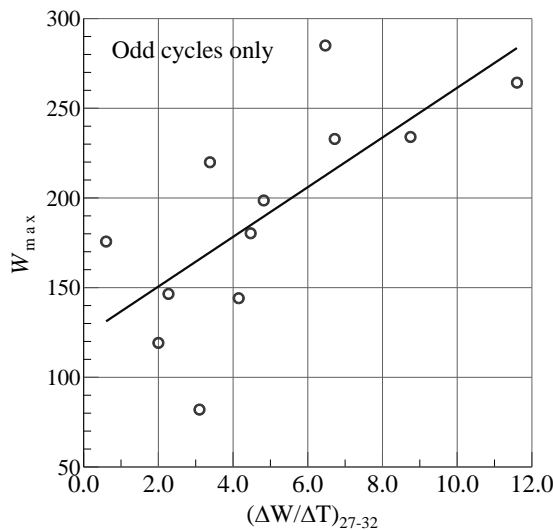
Із цього рівняння випливає, що для  $(\Delta W/\Delta T)_{27-32} = 5,87$  маємо  $W_{max}(25) = 204,2$ . Таким чином, прогноз стає ще вищим, наближаючись за величиною до класу потужних сонячних циклів.



**Рис. 2.** Емпірична залежність між параметрами  $W_{max}$  та  $(\Delta W/\Delta T)_{15-32}$ . Із цієї залежності випливає, що  $W_{max}(25) = 166,7$



**Рис. 3.** Емпіричну залежність між параметрами  $W_{\max}$  та  $(\Delta W/\Delta T)_{27-32}$ , зображено на рисунку чорними кільцями. Прямою лінією представлено регресійну залежність (2), яка показує усереднений хід спостережних даних, знайдений методом найменших квадратів. Із цієї залежності випливає, що оскільки для 25-го циклу  $(\Delta W/\Delta T)_{27-32} = 5,87$ , то прогнозне значення  $W_{\max}(25) = 196,4$



**Рис. 4.** Те саме, що і на рис. 3, але лише для непарних циклів. З регресійної залежності (3), зображеної на цьому рисунку прямою лінією, випливає, що прогнозне значення  $W_{\max}(25) = 204,2$

На основі цього розгляду можна дійти висновку, що активність у сонячному циклі № 25 поступово "розганяється" – з наближенням до максимуму циклу (тобто в період 27–32 місяців циклу) її зростання відповідає потужнішому циклу, ніж на більш ранній фазі кривої зростання, що відповідає розширеному інтервалу у 15–32 місяці. Основне питання, яке у цьому випадку виникає, таке: вказане прискорене зростання активності й надалі зберігатиметься, чи він, подібно до попереднього 24-го циклу, зміниться сповільненим ростом?

Для пошуку відповіді на це питання розглянуто розподіл сонячних циклів за середньомісячною швидкістю зростання для інтервалів 15–32, 21–32, 27–32 місяців передісторії (табл. 1). Із цієї таблиці випливає, що цикл № 25 потрапляє у найчисленнішу групу циклів ( $\approx 50\%$ ), в якій середньомісячна швидкість зростання кількості сонячних плям перебуває в межах 3–6 одиниць щомісяця в усіх вказаних інтервалах передісторії. Причому цікаво, що в інтервалах передісторії 15–32 та 21–32 цикли № 24 і 25 є "близнюками", тобто попадають в однакові кластери, тоді як в інтервалі 27–32 місяців цикл № 24 вже "випадає", а цикл № 25 залишається. Тобто зазначимо, що цей останній період розвитку активності у 25-му циклі вже відбувається за іншим сценарієм, ніж у 24-му циклі. Можливо, це вказує на те, що подальший розвиток активності у поточному 25-му циклі і надалі буде йти за сценарієм, відмінним від попереднього 24-го циклу.

З наведеного вище розгляду випливає, що ймовірна амплітуда активності у 25-му циклі має перебувати у межах приблизно 167–204 одиниці, що можна записати так:  $W_{\max}(25) = 185 \pm 18$  од. Отже, у циклах № 24–25 має виконатись правило Гневишева – Оля [ 6 ], згідно з яким непарний цикл має бути приблизно на 10–50 % потужніший, ніж попередній парний цикл (рис. 5). На цьому рисунку суцільною прямою подано лінію регресії, проведена по всіх парах циклів, за винятком циклів № 4–5. Штрихова пряма – лінія рівних значень  $W_{\max}$  для парних і непарних циклів. Чорний квадратик і вертикальний інтервал показують найімовірніший прогноз за даними представленої роботи, а

також межі прогнозу у процесі переходу від випадку монотонної кривої фази зростання до немонотонної. Цифрами 0–1, 4–5, 8–9, 22–23 і 24–25 позначено ті номери пар сонячних циклів, яких стосується спостережене або прогнозоване значення на рисунку. Видно, що найсуттєвіше відхилення від названого правила – у циклах № 4–5, а менш значне – у попередній парі циклів № 22–23. Якби правило Гневишева – Оля порушилося також у циклах № 24–25, то це було б подвійне (двічі підряд) порушення цього правила, що досі не спостерігалось.

**Таблиця 1**

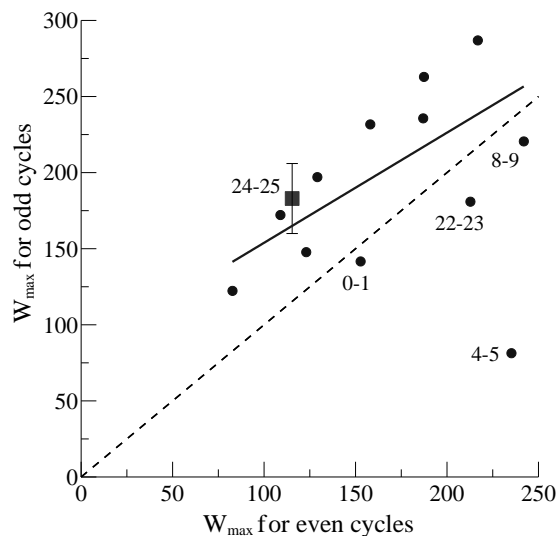
**Розподіл циклів за середньомісячною швидкістю зростання для інтервалів передісторії 15–32, 21–32, 27–32 місяців**

Інтервал швидкостей (одиниці чисел Вольфа)		Інтервал передісторії (місяці)		
		15–32	21–32	27–32
0–3	Кількість $n$	4	5	7
	Номери циклів	1, 5, 6, 7	5, 6, 7, 12, 15	6, 7, 12, 13, 14, 15, 16
3–6	Кількість $n$	13	11	10
	Номери циклів	2, 9, 10, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 20, 23, 24, 25	1, 2, 9, 10, 13, 14, 16, 17, 23, 24, 25	1, 2, 4, 5, 9, 10, 17, 20, 23, 25
6–9	Кількість $n$	5	5	7
	Номери циклів	4, 11, 18, 21, 22	4, 11, 18, 20, 21	8, 11, 18, 19, 21, 22, 24
9–12	Кількість $n$	3	4	1
	Номери циклів	3, 8, 19	3, 8, 19, 22	3

Хоча на основі розгляду табл. 1 уявляється більш імовірним, що подальший розвиток активності у поточному 25-му циклі не відбуватиметься за сценарієм 24-го циклу, варто розглянути наслідки також цього менш імовірного сценарію. Нагадаємо, що перші 20 місяців розвитку 24-го циклу активність не перевищувала 20 одиниць (у старій системі), що обіцяло досить слабкий цикл. Однак, починаючи з 24-го місяця циклу, загальна картина розвитку активності помітно змінилась: кількість плям почала швидко наростати і таке зростання активності продовжувалося до 32-го місяця. Після цього активність зростала повільніше і досягла максимуму близько 67 одиниць на 38-му місяці циклу (у березні 2012 р.). Після цього кількість плям дещо зменшилась і надалі впродовж 43–52 місяців циклу майже не змінювалось, перебуваючи в межах 58–60 одиниць.

У роботі [ 1 ] показано таке: якщо виходити з найбільш крутої ділянки зростання активності в попередніх циклах, яка, у середньому, відповідає проміжку часу між 20 і 32 місяцями циклу, то прогнозована згладжена кількість плям у максимумі циклу № 24 має бути 105–120 одиниць. З урахуванням саме максимальної середньорічної швидкості зростання активності на фазі зростання циклу, Наговіцин і Кулешова [ 2 ] зробили 2012 р. висновок, що  $W_{\max}(24) = 104 \pm 12$ , що чудово узгоджується з прогнозом авторів у роботі [ 1 ] ( $W_{\max}(24) = 105 \pm 11$ ), опублікованим також у 2012 р.

Пізніше, з урахуванням немонотонності кривої зростання 24-го циклу, автори роботи [ 8 ] дійшли висновку, що має бути  $W_{\max}(24) = 73 \pm 10$ . Остаточний результат щодо цього циклу згідно із спостереженнями  $W_{\max}(24) = 82$ . Отже, ранній прогноз на основі початкової (монотонної) ділянки фази зростання був завищений на  $\approx 30\%$ .



**Рис. 5.** Зіставлення фактичних амплітуд  $W_{\max}$  для парних (even) і непарних (odd) циклів (показано заповненими кружками)

Якщо цей критерій застосувати до поточного циклу № 25, то бачимо, що за умови немонотонності його фази зростання (тобто при роздвоєній вершині – як у 24-му циклі), він повинен мати  $W_{\max}(25) \approx 130$  одиниць у новій системі. Це значення дещо гірше узгоджується з правилом Гневишева – Оля (рис. 5), а також із прогнозом М. І. Пішкало, згідно з яким  $W_{\max}(25) \approx 167$  [ 3 ]; близький прогноз цього автора опубліковано і в роботі [ 10 ]. Однак варто ще раз зазначити, що цей прогноз ( $W_{\max}(25) \approx 130$ ) уявляється менш надійним – це випливає, як показано вище, з аналізу даних табл. 1. Отже, імовірніше, що поточний цикл № 25 буде середнім за потужністю циклом, для якого  $W_{\max}(25) = 185 \pm 18$ .

**Висновки.** Згідно з даними про 24 попередні сонячні цикли, які стосуються статистичного зв'язку між швидкістю наростання кількості сонячних плям  $\Delta W/\Delta T$  на фазі кривої зростання й амплітудою циклу  $W_{\max}$ , максимальна згладжена кількість сонячних плям у 25-му циклі  $W_{\max}(25)$  очікується на рівні  $185 \pm 18$  у новій системі, що відповідає середньому за потужністю сонячному циклу, з виконанням правила Гневишева – Оля. Оцінка  $W_{\max}(25)$  залежить від того, яку ділянку кривої фази зростання циклу взяти за основу для прогнозування, а також від того, чи брати до уваги всі 24 цикли, чи лише непарні. На результат прогнозування впливає також початкове припущення про монотонність чи немонотонність фази росту. Порівняння швидкостей наростання кількості сонячних плям на різних ділянках фази зростання різних циклів (табл. 1) показує, що поточний цикл № 25 не виявляє ранніх ознак немонотонності зростання, подібних до спостережених у 24-му циклі. Якщо ця тенденція збережеться, фактичне значення  $W_{\max}(25)$  буде на верхній межі зазначеного інтервалу вірогідних значень. За таких параметрів 25-го циклу немає ознак наближення глибокого мінімуму вікового циклу в середині XXI ст.

*Подяка.* Це дослідження профінансовано Київським національним університетом імені Тараса Шевченка, тема № 22БФ023-03.

#### Список використаних джерел

1. Лозицький В., Єфіменко В. Розвиток сонячної активності у 24-му циклі: сценарій 15-го циклу? // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2012. – Вип. 49. – С. 47–50.
2. Наговицын Ю. А., Кулешова А. И. Соотношение Вальдмайера и ранняя диагностика величины максимума текущего цикла солнечной активности // Астрон. ж-л. – 2012. – Т. 89, № 10. – С. 883–887.
3. Пішкало М. І. Попередній прогноз максимуму 25-го циклу сонячної активності // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2014. – Вип. 51. – С. 36–38.
4. Attia A. F., Ismail H. A., Basurah H. M. (2013) A neuro-fuzzy modeling for prediction of solar cycles 24 and 25 // Astrophysics and Space Science. – 2013. – Vol. 344. – P. 5–11. <https://doi.org/10.1007/s10509-012-1300-6>
5. Clette F., Svalgaard L., Vaquero J. M., Cliver E. W. Revisiting the sunspot number. A 400-year perspective on the solar cycle. // Space Sci. Rev. – 2014. – Vol. 186, Iss. 1-4. – P. 35–103.
6. Gnevyshev M. N. Essential features of the 11-year solar cycle // Solar Physics. – 1977. – Vol. 51. – P. 175–183.
7. Li K.J., Feng W., Li F.Y. Predicting the maximum amplitude of solar cycle 25 and its timing // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2015. Vol. 135. – P. 72–76. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.09.010>
8. Lozitsky V. G., Efimenko V. M. Prognoses and anomaly of 24th cycle of solar activity // Odessa Astronomical Publications. – 2014. – Vol. 27, No.2. – P. 90–91.
9. Petrovay K. Solar cycle prediction // Living Review Sol. Phys. 2020, Vol. 17, art. No.2. <https://doi.org/10.1007/s41116-020-0022-z>.
10. Pishkalo M. I. Prediction of solar cycle 24 using sunspot number near the cycle minimum // Solar Phys. – 2014. – Vol. 289, Iss. 5. – P. 1815–1829.
11. Rigozo N. R., Souza Echer M. P., Evangelista H., Nordemann D. J. R., Echer E. Prediction of sunspot number amplitude and solar cycle length for cycles 24 and 25 // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2011. – Vol. 73(11–12). P. 1294–1299. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.09.005>
12. Tsirulnik L. B., Kuznetsova T. V., Oraevsky V. N. Forecasting the 23rd and 24th solar cycles on the basis of MGM spectrum // Advance in Space Research. – 1997. – Vol. 20. – P. 2369–2372.
13. Zharkova, V. V., Shepherd, S. J. Eigenvectors of solar magnetic field in cycles 21-24 and their links to solar activity indices // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2022. – Vol. 512, Iss. 4, pp. 5085–5099.

Надійшла до редколегії 04.10.2022

V. Efimenko, PhD,  
V. Lozitsky, Dr Hab.,  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

### FORECAST OF THE MAXIMUM 25TH CYCLE OF SOLAR ACTIVITY BASED ON DATA ON THE RATE OF INCREASE IN THE NUMBER OF SUNSPOTS

*Based on data on 24 previous solar cycles, the statistical relationship between the rate of increase in the number of sunspots in the phase of the growth curve and the amplitude of the cycle was considered. It turned out that the result of forecast of cycle amplitude depends on which section of the growth curve is taken as a basis for forecasting, as well as whether all 24 cycles are taken into account, or only the odd ones. The prediction result is also affected by the initial assumption about monotonicity or non-monotonicity of the growth phase. It was concluded that, most likely, the maximum smoothed number of sunspots in the 25th cycle should be equal to  $185 \pm 18$  units in the new system, which corresponds to the average power of the solar cycle, with the implementation of the Gnevyshev-Ohl rule. With such parameters of this cycle, there are no signs of approaching the deep minimum of the age cycle in the middle of the 21st century.*

**Key words:** Sun, solar activity, number of sunspots, amplitude forecast of the 25th cycle, Hnevyshev-Ohl rule, minimum of the age cycle.

УДК 524.7

С. Парновський, д-р фіз.-мат. наук, проф.,  
І. Ізотова, канд. фіз.-мат. наук,  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

## КОМПАКТНІ ГАЛАКТИКИ З АКТИВНИМ ЗОРЕУТВОРЕННЯМ: СТАТИСТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПІДВИБІРОК ІЗ ПОРОГОВИМ ЗНАЧЕННЯМ ПОТОКУ ВИПРОМІНЮВАННЯ У ЛІНІЇ $H_{\beta}$

*З вибірки 14 тисяч локальних компактних галактик з активним зореутворенням утворено підвибірки з різними пороговими значеннями потоку випромінювання у рекомбінаційній лінії  $H_{\beta}$ . Для підвибірок галактик досліджено функцію світності та статистичну залежність світності галактик у емісійній лінії  $H_{\beta}$  від віку спалаху зореутворення та металічності. Отримані результати підтверджують і доповнюють висновки, зроблені під час дослідження властивостей попередніх вибірок.*

*Ключові слова: галактики, зореутворення, статистичні методи.*

**Вступ.** Серед різноманіття астрономічних об'єктів спостережень і досліджень великий інтерес викликають дослідження галактик з активним зореутворенням (див., наприклад, [1–6] і посилання в них). Зокрема, особливу увагу привертають дослідження локальних (червоне зміщення  $z < 1,0$ ) карликових компактних галактик, у спектрах яких спостерігають сильні емісійні лінії водню, часто зі значною еквівалентною шириною, що є свідченням відносно молодого спалаху зореутворення; середній вміст кисню в таких галактиках нижчий за сонячний, а відношення маси газу до маси зоряної компоненти велике, що свідчить про їхню еволюційну молодість (див., наприклад, [7–11] та посилання в них). Ці галактики привертають особливу увагу тому, що деякі з них за своєю світністю, темпом і питомим темпом зореутворення, вмістом важких елементів та окремими іншими характеристиками подібні до галактик на великих червоних зміщеннях ( $z = 2–3$ , наприклад, Lyman-break, Ly-alpha галактики) [12], спостереження яких є непростим. У цьому сенсі, дослідження локальних компактних карликових галактик є важливими для кращого розуміння фізичних умов у галактиках на великих червоних зміщеннях.

Виконана робота є продовженням статистичних досліджень характеристик випромінювання локальних компактних карликових галактик з активним зореутворенням у різних діапазонах електромагнітного спектра (від ультрафіолетового до радіодіапазону) на основі, зокрема і спектральних даних цифрового огляду неба Sloan Digital Sky Survey (SDSS), космічних місій Galaxies Evolution Explorer (GALEX) і Wide-Field Infrared Survey (WISE), National Very Large Array Sky Survey (NVSS) та ін., які проводились упродовж багатьох років (див., наприклад, [13–20]). У статті ми перевіряємо й уточнюємо окремі отримані в них висновки, використовуючи нові вибірки компактних карликових галактик з активним зореутворенням.

**Вибірki галактик.** Для досліджень використано вибірку 14 тисяч локальних ( $z = 0–0,6$ ) компактних карликових галактик з активним зореутворенням (CSFG) з DR7 випуску цифрового огляду неба SDSS [21]. Критерії відбору об'єктів до вибірки детально описано й обговорено у [8]. Переважна частина відібраних галактик – компактні об'єкти з діаметрами менше 6 кутових секунд. У спектрах галактик вибірки лінія  $H_{\beta}$  міститься в емісії з еквівалентними ширинами  $EW(H_{\beta}) \geq 10 \text{ \AA}$  (значна частина з  $EW(H_{\beta}) \geq 50 \text{ \AA}$ ), що є свідченням активного процесу зореутворення і наявності молодих масивних зір. Емісійну лінію  $O\text{III} \lambda 4363 \text{ \AA}$ , за якою вміст важких елементів визначають прямим  $T_e$ -методом, зареєстровано у близько 5700 спектрах, і потік виміряно з похибкою менше 50 % у близько 2800 спектрах. На діагностичній діаграмі  $O\text{III} \lambda 5007 \text{ \AA} / H_{\beta} \lambda 4861 \text{ \AA} - [N\text{II}] \lambda 6583 \text{ \AA} / H_{\alpha} \lambda 6563 \text{ \AA}$  [22] з демаркаційною лінією [23] між областями позиціонування галактик з активним зореутворенням та активних галактичних ядер CSFG галактики перебувають в області галактик із зореутворенням. У спектрах відібраних галактик не спостерігаються лінії, притаманні активним галактичним ядрам.

За даними SDSS спектрів галактик визначено окремі інтегральні характеристики галактик, зокрема, вміст кисню  $12 + \log(O/H)$ , світність  $L(H_{\beta})$  в емісійній лінії  $H_{\beta}$ , маса зір  $M_{star}$ ,  $M_{young}$  маса молодого зоряного населення (віком  $< 10$  млн років), вік спалаху зореутворення, темп зореутворення і питомий темп зореутворення тощо (див. [7–21]). Зазначимо, що світності  $L(H_{\beta})$  в лінії  $H_{\beta}$  у всіх проведених дослідженнях виправлено за повну міжзоряну екстинкцію, визначену як з урахуванням впливу Чумацького Шляху (використано дані NED), так і власне галактики згідно з даними спостережуваного декремента емісійних ліній водню серії Бальмера (подробити див., наприклад, [8, 13]). Шляхом порівняння зоряних величин об'єкта у фотометричній смузі  $r$  – повної зоряної величини SDSS і величини всередині апертури спектральних спостережень – у світності  $L(H_{\beta})$  також було внесено корекції за спектральну апертуру. У роботі [8] маси зір і молодого зоряного населення (віком  $\leq 10$  млн років) галактик вибірки визначено шляхом моделювання спектрального розподілу енергії (SED), який включав як зоряний, так і газовий компоненти, шляхом фітування спостережних спектрів галактик та еквівалентної ширини  $EW(H_{\beta})$ .

Для дослідження розподілу світностей галактик у рекомбінаційній лінії  $H_{\alpha}$  (у розрахунках прийнято  $L(H_{\alpha})/L(H_{\beta}) = 2,8$ ) створено базову підвибірку, яка включала 1049 об'єктів. До неї увійшли галактики з основної вибірки, для яких похибка у вимірюванні потоку випромінювання у лінії  $O\text{III} \lambda 4363 \text{ \AA}$  становить  $\leq 25\%$ ; вміст кисню (металічність) перебуває у діапазоні  $7,2 \leq 12 + \log(O/H) \leq 8,5$ , а вік спалаху зореутворення становить  $\leq 9,9$  млн років. Крім базової підвибірки розглядалися також її підвибірки, для яких потік  $F(H_{\beta})$  випромінювання у лінії  $H_{\beta}$  перевищував певне граничне значення. Підвибірки з пороговими значеннями  $10^{-15} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$ ,  $3 \times 10^{-15} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$  та  $7 \times 10^{-15} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$  включають 978, 604 та 277 галактик із надійними оцінками вмісту кисню (похибка вимірювання потоку у лінії  $O\text{III} \lambda 4363 \text{ \AA}$  становить  $\leq 25\%$ ), відповідно.

**Функція світності галактик.** У роботах [17, 24–26] проведено дослідження функції світності (ФС) вибірки компактних галактик високої світності й еквівалентної ширини у лінії  $H_{\beta}$ , відповідно,  $L(H_{\beta}) \geq 3 \times 10^{40} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}$  та  $EW(H_{\beta}) \geq 50 \text{ \AA}$ , побудованої на основі цифрового огляду неба SDSS DR7 (вибірка LCG). Зазначимо, що йдеться про



вибірку більшого об'єму, ніж ті, що описано у попередньому розділі. Для неї не застосовували додаткові обмеження, пов'язані з наявністю потоків в окремих лініях і точністю їхнього вимірювання. Для нового дослідження функції світності використано підвибірку галактик, які диференційовано за значеннями порогового потоку (нижньої межі) випромінювання у рекомбінаційній лінії  $H_{\beta}$ , з повної вибірки 14 тисяч галактик із сильними емісійними лініями (активним зореутворенням) та еквівалентною шириною  $EW(H_{\beta}) \geq 10 \text{ \AA}$ .

Розглянемо підвибірку компактних галактик з активним зореутворенням, потік випромінювання яких у лінії  $H_{\beta}$  перевищує граничне значення  $8 \times 10^{-15} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ , та визначимо їхню світність. Гістограму розподілу світностей галактик у рекомбінаційній лінії  $H_{\alpha}$  зображено на рис. 1. У правому верхньому куті рис. 1 наведено "викадрування" розподілу галактик малої світності, які на основній гістограмі увійшли в перший та половину сусіднього стовпчика.

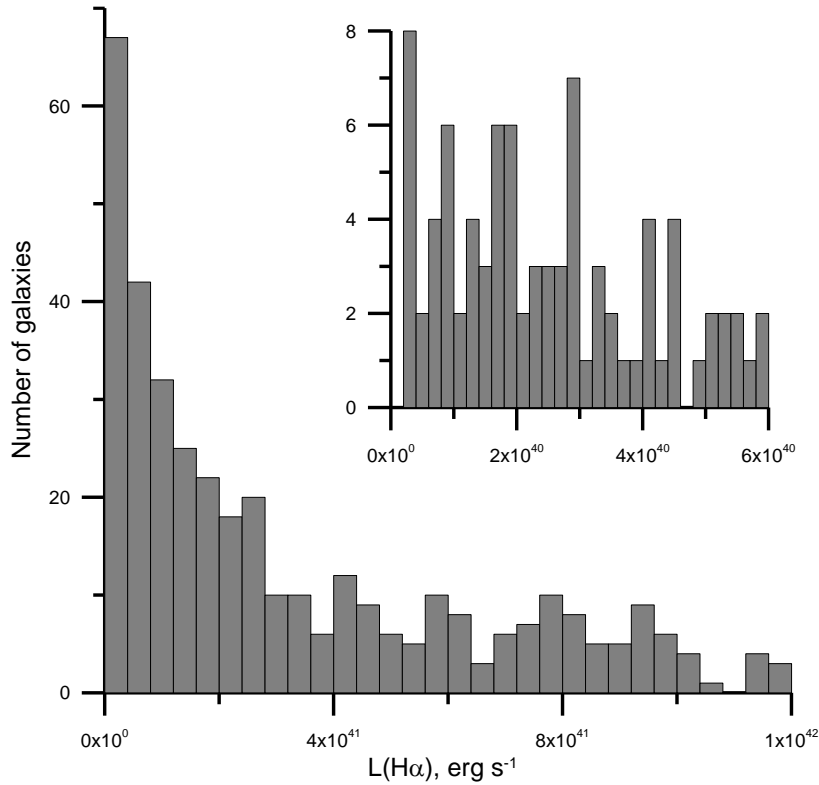


Рис. 1. Розподіл світностей  $L(H_{\alpha})$  компактних галактик з активним зореутворенням

Функцію світності галактик часто апроксимують функцією Шехтера [27]. Як показано у дослідженнях компактних галактик високої світності [17, 24–26], вона незадовільно апроксимує ФС галактик з активним зореутворенням у лініях і діапазонах випромінювання, які є індикаторами процесу зореутворення. Як видно з рис. 1, падіння кількості яскравих галактик відбувається приблизно експоненціально, як і у функції Шехтера, але показник зменшується в області високих світностей галактик.

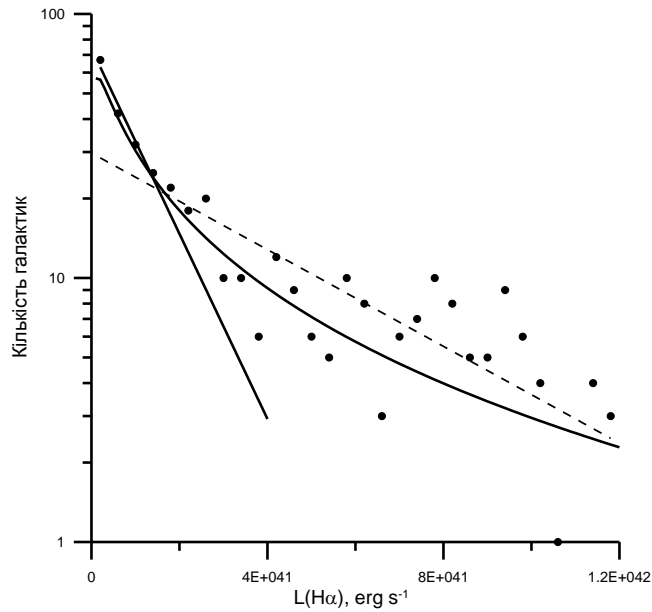
Можна стверджувати, що яскравий край ФС для нашої підвибірки галактик є завищеним порівняно з функцією Шехтера. Аналогічний результат отримано для компактних галактик високої світності, зокрема у [17]. У роботі [24] запропоновано апроксимувати функцію світності  $\log$ -нормальною залежністю вигляду

$$n(L) = \left(\frac{a}{\pi}\right) \exp\left(-\frac{1}{4a}\right) \tilde{L}^{-1} \exp(-a \ln^2(L/\tilde{L})). \tag{1}$$

Для випромінювання в лінії  $H_{\alpha}$  галактик вибірки дослідження параметри в (1) отримано методом максимальної правдоподібності (ММП), і вони становлять  $a = 0,16$ ,  $\tilde{L} = 1,34 \cdot 10^{40} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Для порівняння функції світності та спостережного розподілу галактик за світностями (рис. 1), наводимо рис. 2 і 3 для підвбірок із потоком  $F(H_{\beta}) \geq 8 \times 10^{-15} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  у рекомбінаційній лінії  $H_{\beta}$  (рис. 2) та  $F(H_{\beta}) \geq 3 \times 10^{-15} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  (рис. 3). По осі ординат узасно кількість галактик, світність яких потрапляє у біни шириною  $4 \times 10^{40} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1}$ . Крива відповідає кількості галактик у інтервалі від  $(L-2 \times 10^{40} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1})$  до  $(L+2 \times 10^{40} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1})$ , розрахованій за функцією світності (1), що апроксимує спостережні дані, позначені точками. Похибка ординати точок визначається розподілом Пуассона і приблизно дорівнює квадратному кореню ординати. Для отримання величини ФС із графіків на рис. 2 та 3 ординату кривої треба помножити на коефіцієнт  $2,5 \times 10^{-41} \text{ ерг}^{-1} \cdot \text{с}$ . Завдяки такому графіку легко оцінити величину пуассонівської похибки.

Отриману функцію світності для порогового потоку випромінювання  $F(H_{\beta}) \geq 8 \times 10^{-15} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  у рекомбінаційній лінії  $H_{\beta}$  показано на рис. 2 (неперервна крива). Видно, що вона досить адекватно описує ФС підвбірки з урахуванням її незначного об'єму (кількість галактик становить 488). Крім неї на графіку проведено дві прями: лінійна апроксимація та дотична до апроксимації розподілу з параметрами ММП при низьких світностях  $L(H_{\alpha})$ .

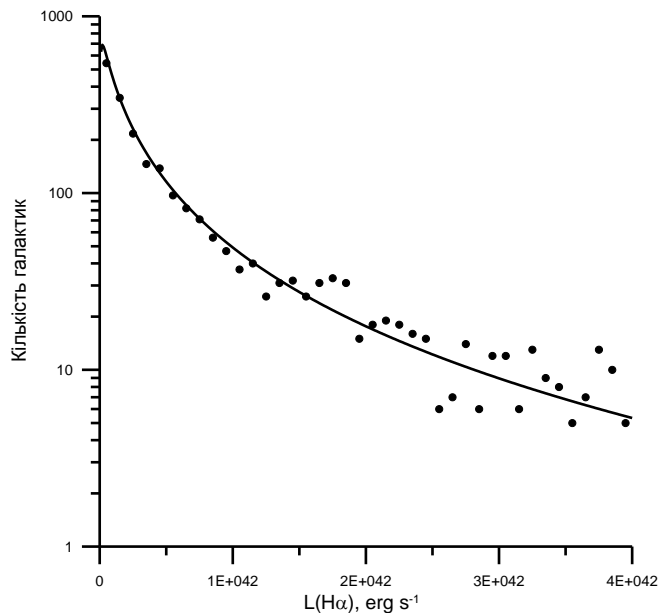


**Рис. 2.** Розподіл кількості галактик із світностями більше  $4 \times 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$

для підвибірки з пороговим значенням потоку  $F(H\beta) \geq 8 \times 10^{-15} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  в лінії  $H\beta$ . По ординаті показано кількість галактик в перерахунку на біни від  $(L-2 \times 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1})$  до  $(L+2 \times 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1})$ . Неперервна крива – апроксимація розподілу з параметрами, отриманими ММП, пунктирна пряма – лінійна апроксимація, неперервна пряма – дотична до апроксимації розподілу при низьких світностях  $L(H\alpha)$

Згідно з критерієм  $\chi^2$ , відхилення розподілу галактик від  $\log$ -нормальної ФС є статистично значущим. Це може бути пов'язаним як із тим, що похибки викликані випадковими відхиленнями, так і з оцінками у визначенні світності галактик при внесенні необхідних корекцій, зокрема і через спектральну апертуру.

Об'єм підвибірки зростає до 2445 галактик у разі порогового значення  $F(H\beta) \geq 3 \times 10^{-15} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Для цієї підвибірки ММП отримано, що спостережні дані відповідають  $\log$ -нормальному розподілу з параметрами  $a = 0,17$ ,  $\tilde{L} = 2,06 \cdot 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  (див. рис. 3, неперервна крива). На рис. 3 видно, що збільшення об'єму підвибірки привело до зменшення розкиду точок. Зазначимо, що зі зниженням порогового значення потоку у лінії  $H\beta$  до значень  $F(H\beta) \geq 10^{-15} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  об'єм підвибірки зростає до 5483 галактик. Параметри розподілу (1), отримані ММП для цієї підвибірки, становлять  $a = 0,17$ ,  $\tilde{L} = 1,78 \cdot 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  і є близькими до параметрів, отриманих для підвибірки з вищим порогом.



**Рис. 3.** Розподіл кількості галактик із світностями більше  $4 \times 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  для підвибірки з пороговим значенням потоку випромінювання  $F(H\beta) \geq 3 \times 10^{-15} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ . По ординаті – кількість галактик у перерахунку на біни від  $(L-5 \times 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1})$  до  $(L+5 \times 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1})$ . Неперервна крива відповідає  $\log$ -нормальному розподілу з параметрами, отриманими ММП

**Зв'язок світності в емісійній лінії H $\beta$  і віку спалаху зореутворення та металічності.** Було розглянуто базову підвибірку 1049 об'єктів, про яку йшлося вище. У дослідженні використано встановлений для компактних галактик високої світності (вибірка LCGs) зв'язок відношення  $L(H\beta)/M_{young}$  світності галактики в емісійній лінії H $\beta$  до маси молодого зоряного населення та віку спалаху зореутворення  $T$  і металічності (детальніше див. у [13]). Для компактних галактик з активним зореутворенням при  $T < T_0$  всі підвибірки, диференційовані за значеннями порогового потоку, дають практично однакове значення  $\log(L(H\beta)/M_{young}) = 33,962 \pm 0,006$ , що отримано для підвибірки з пороговим значенням  $F(H\beta) = 3 \times 10^{-15}$  ерг·с $^{-1}$ ·см $^{-2}$ . При  $T < T_0$  виявлено незначну залежність  $L(H\beta)/M_{young}$  від металічності (відношення зменшується зі зростанням металічності), яка не є статистично значущою згідно з критерієм Фішера [28]. Якщо  $T > T_0$ , то галактики всіх підвбірок демонструють залежність вигляду

$$\log L(H\beta) / M_{young} = C_1 + C_2 T + C_3 T^2 + C_4 ([O] - 8), \quad (2)$$

де  $T$  – вік спалаху зореутворення у мільйонах років,  $[O] = 12 + \log(O/H)$  – металічність, світність  $L$  вимірюється в ерг·с $^{-1}$ , маса молодого зоряного населення  $M_{young}$  – у масах Сонця. Параметри залежності для всіх підвбірок наведено у табл. 1, у дужках – статистична значущість визначених коефіцієнтів згідно з [28].

Таблиця 1

Параметри залежності (2) для галактик підвбірок із різними значеннями порогового потоку

Поріг потоку $F(H\beta) \times 10^{15}$ , ерг·с $^{-1}$ ·см $^{-2}$	$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$
Без обмеження	35,67±0,05 (467730)	- 0,57±0,02 (111)	0,024±0,001 (361)	- 0,31±0,02 (227)
1	35,65±0,05 (457728)	- 0,57±0,02 (107)	0,024±0,001 (355)	- 0,27±0,02 (151)
3	35,45±0,06 (338676)	- 0,50±0,02 (59)	0,020±0,002 (16)	- 0,19±0,02 (59)
7	35,39±0,10 (124610)	- 0,48±0,04 (165)	0,018±0,004 (32)	- 0,22±0,04 (38)

**Висновки.** З дослідження повної вибірки 14 тисяч компактних галактик з активним зореутворенням показано, що для окремих підвбірок галактик, потік випромінювання яких перевищує певне порогове значення, функція світності в області високих світностей відрізняється від ФС Шехтера, але адекватно описується лог-нормальною функцією з параметрами, які визначаються ММП. З розглянутих випадків найоптимальнішим є порогове значення  $F(H\beta) > 3 \times 10^{-15}$  ерг·с $^{-1}$ ·см $^{-2}$  потоку випромінювання у лінії H $\beta$ .

Вираз (2) описує залежність відношення світності галактик  $L(H\beta)$  в лінії H $\beta$  до маси молодого зоряного населення від віку спалаху зореутворення та металічності при  $T > T_0$ . Більший об'єм вибірки дозволяє визначити, що внесок члена з коефіцієнтом  $C_3 > 0$  є статистично значущим, як і залежність від металічності, що описується членом із коефіцієнтом  $C_4 < 0$ .

**Список використаних джерел**

1. Kennicutt, R. C., Jr. Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence / R. C. Kennicutt, Jr. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 1998. – V. 36. – P. 189–231.
2. Metallicity Effects on Dust Properties in Starbursting Galaxies / C. W. Engelbracht, G. H. Rieke, K. D. Gordon, et al // Astrophys. J., 2008. – V. 678. – P.804–827.
3. Dust-corrected Star Formation Rates of Galaxies. I. Combinations of H $\alpha$  and Infrared Tracers / R. C. Kennicutt Jr, C.-N. Hao, D. Calzetti, et al // Astrophys. J., 2009. – V. 703. – P.1672–1695.
4. Galaxy Zoo Green Peas: discovery of a class of compact extremely star-forming galaxies / C. Cardamone, K. Schawinski, M. Sarzi, et al. // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2009. – V. 399. – P. 1191–1205.
5. The Calibration of Monochromatic Far-Infrared Star Formation Rate Indicators/ D. Calzetti, S.-Y. Wu, S. Hong, et al. // Astrophys. J., 2010. – V. 714. – P.1256–1279.
6. WISE Discovery of Low-metallicity Blue Compact Dwarf Galaxies / R. L. Griffith, C.-W. Tsai, D. Stern, et al. // Astrophys. J., 2011. – V. 736. – L22, 5pp.
7. Izotov Y. I. Green Pea Galaxies and Cohorts: Luminous Compact Emission-line Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey / Y. I. Izotov, N. G. Guseva, T. X. Thuan // Astrophys. J., 2011. – V. 728 (161). 16 p.
8. Multi-wavelength study of 14 000 star-forming galaxies from the Sloan Digital Sky Survey / Y. I. Izotov, N. G. Guseva, K. J. Fricke, C. Henkel // Astron. and Astrophys., 2014. – V.561(33). 30p
9. Dust emission in star-forming galaxies: general properties and the nature of sub-mm excess / Y. I. Izotov, N. G. Guseva, K. J. Fricke, et al. // Astron. Astrophys., 2014. – V.570, id.97, 21 pp.
10. The bursting nature of star formation in compact star-forming galaxies from the Sloan Digital Sky Survey / Y. I. Izotov, N. G. Guseva, K. J. Fricke, C. Henkel // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2016. – V. 462 (4). – P. 4427–4434.
11. The efficiency of ionizing photon production and the radiation energy balance in compact star-forming galaxies/ Y. I. Izotov, N. G. Guseva, K. J. Fricke, et al. // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2017.– V.467. – P.4118–4130.
12. Low-redshift compact star-forming galaxies as analogues of high-redshift star-forming galaxies / Y. I. Izotov, N. G. Guseva, K. J. Fricke, C. Henkel et al. // Astron. and Astrophys, 2021. – V. 646. – A138.
13. Izotova, I. H $\alpha$  and UV luminosities and star formation rates of large sample of luminous compact galaxies /I. Izotova, S. Parnovsky, Y. Izotov // Astrophysics and Space Science. 2013. – N 343, issue 1.– P. 361–376.
14. Parnovsky, S. A technique for estimation of starburst masses and ages in luminous compact galaxies // S. Parnovsky, I. Izotova // Astrophysics and Space Science. – 2013. – V. 348. – P. 199–209.
15. Parnovsky, S. Radio emission at 1.4 GHz from luminous compact galaxies / S. Parnovsky, I. Izotova// Astronomische Nachrichten / Astronomical Notes, 2015.– V. 336, No. 3. – P.276–283.
16. Parnovsky S. L. Impact of the short-term luminosity evolution on luminosity function of star-forming galaxies/ S. L. Parnovsky // Astrophysics and Space Science. – 2015. – V.360, article id.4, 6 pp.
17. Parnovsky, S. Luminous function of luminous compact star-forming galaxies / S. Parnovsky, I. Izotova // Astrophysics and Space Science. – 2016. – V.361. – Id.111. – 11 pp.
18. Izotova, I. Y. Star-formation rate in compact star-forming galaxies/ I. Y. Izotova, Y. I. Izotov // Astrophysics and Space Science. – 2018. – V.363. – P.46.
19. Izotova I. Y. Properties of Star-Forming Galaxies in the Mid-Infrared Range from the Data Obtained with the WISE Space Telescope / I. Y. Izotova, Y. I. Izotov // Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 2019.– V.35, No 6. – P. 253–260.

20. Izotova, I. Y. Compact galaxies with active star formation from SDSS DR14: star formation rates derived from combinations of luminosities in different wavelength ranges / I. Y. Izotova, Y. I. Izotov // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 2021. – V.37 (2). – P. 53
21. The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey / K. N. Abazajian, J. K. Adelman-McCarthy, M. A. Agüeros, [et al.] // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2009. – V.182. – P. 543–558.
22. Baldwin J. A. Classification parameters for the emission line spectra of extragalactic objects/ J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich // *PASP*, 1981. – V.93, No551. – P.5–19.
23. The host galaxies of active galactic nuclei / G. Kauffmann, T. M. Heckman, C. Tremonti \_et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2003. – V.346. – P. 1055–1077.
24. Парновський С. Л. Компактні галактик високої світності: апроксимації функції світності log–нормальним розподілом та функцією Сандерса / С. Л. Парновський, І. Ю. Ізотова // *Вісник Київського університету. Астрономія.* – 2016. – вип.53(1). – с. 45–49.
25. Парновський С. Л. Початкові функції світності галактик з активним зореутворенням / С. Л. Парновський, І. Ю. Ізотова // *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Астрономія.* – 2016. – вип.54(2). – с. 10–14.
26. Парновський С. Л. Знаходження початкової функції світності галактик з активним зореутворенням / С. Л. Парновський // *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Астрономія.* – 2017. – вип.55(1). – с. 13–14.
27. Schechter, P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies // *Astrophys. J.* – 1976. – V. 203. – P. 297–306.
28. Fisher R. A. Statistical methods for research workers / R. A. Fisher – London: Oliver and Boyd, 1950. – 80 p.

Надійшла до редколегії 11.10.2022

S. Parnovsky, Dr Hab., Prof.,

I. Izotova, PhD

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

### COMPACT GALAXIES WITH ACTIVE STAR FORMATION: STATISTICAL PROPERTIES OF SUBSAMPLES WITH THE $H_{\beta}$ LINE EMISSION FLOW THRESHOLD

*We study the dependence of the luminosity of starburst galaxy on the young age ( $< 10$  Myr) of star formation burst and metallicity. We also study the luminosity function (LF) for different subsamples of starburst galaxies. These subsamples with different threshold values of the  $H_{\beta}$  emission line fluxes were formed from a sample of 14,000 local compact galaxies with active star formation. We obtain relations for a temporal evolution of luminosity-to-stellar mass of young stellar population ratio on the starburst age and metallicity. Luminosity functions for subsamples of galaxies with  $H_{\beta}$  fluxes exceeding a certain threshold value are shown to differ from Schechter's LF at the high luminosity end. They are adequately described by a log-normal function with parameters determined by the maximum likelihood method. The results confirm and complement the conclusions made in previous studies of the starburst galaxy samples.*

**Key words:** galaxies, star formation, statistical methods.

УДК 524.386

Y. Kuznyetsova, Researcher,  
M. Andreev, Junior Researcher  
Main astronomical observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine  
and Researcher  
International Center for Astronomical, Medical and Ecological Research  
of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

**SPECTRAL MONITORING OF LONG PERIODIC ECLIPSING SYSTEM  
EPSILON AURIGAE DURING 2008–2010**

*The results of spectral observations of eclipsing binary system Epsilon Aurigae are presented. Observations were carried out using the coude echelle spectrograph on 2-m telescope Zeiss-2000 at the Terskol Peak Observatory with spectral resolution  $R = 45000$ .*

*Epsilon Aurigae is long periodic eclipsing binary system that consists of F0 supergiant star as first companion and huge gas dust disk as second companion. The uniqueness of this system is that eclipses of star by a gas-dust disk occur with 27.1 years period and continues two years.*

*Presented spectral observations Epsilon Aurigae were carried out in period May 2008 – May 2009 outside eclipse, December 2009 at the beginning of eclipse and March 2010 within eclipse. Based on the results of observations, an analysis of the variability for  $H_{\alpha}$  line was made and some other spectral lines at the pre-eclipse and eclipse stages. Long-term variations of  $H_{\alpha}$  line profiles were detected.*

**Key words:** Epsilon Aurigae, eps Aur, long-periodical eclipsing system, gas-dust disk,  $H_{\alpha}$  line.

**Introduction.** Epsilon Aurigae (eps Aur, SAO39955, HIP23416, HD31964;  $\alpha=05^h01^m58.13^s$ ,  $\delta=+43^{\circ}49'23.9''$  (J2000)) is a long periodic eclipsing binary system at the distance 625 pc from the Sun. Primary component of system is F0 supergiant with mass  $M_{Star} \approx 15 M_{Sun}$  and diameter  $D_{Star} \approx 150 D_{Sun}$ . The star is eclipsed by a dark gas-dust disk with a period 27.1 years (9886 days) [1], [2]. Eclipse duration is 2 years. Eps Aur is the eclipsing binary system with longest known orbital period.

Second component is gas-dust disc with mass  $M_{Disc} \approx 14 M_{Sun}$ . Diameter  $D_{Disc} \approx 20$  AU (500  $D_{Sun}$ ) and temperature  $T = 500^{\circ}$  K. Inside of disc according to indirect observational data there are two unknown objects, possibly a binary system of two small stars.

Contact moments of last eclipse are presented below [3]:

1 <sup>th</sup> contact:	RJD 55070	2009 August 16
2 <sup>d</sup> contact:	RJD 55250	2010 February 22
Eclipse middle:	RJD 55400	2010 July 22
3 <sup>rd</sup> contact:	RJD 55620	2011 February 27
4 <sup>th</sup> contact:	RJD 55800	2011 August 26

where  $RJD=JD-2,400,000$  and the uncertainty in timings is at least one to two weeks.

**Observations.** Presented periodical spectral observations of the long periodic eclipsing binary eps Aur were carried out by authors over a period from March 2007 to December 2011. First results for observations out of eclipse in 2007 are presented in [4]. In this paper spectral data obtaining for five nights during period May 2008 – March 2010 are reported (Tab.1).

Spectral observations were done at the Terskol Observatory with help 2-m telescope Zeiss-2000 and coude echelle spectrometer. The wavelength range is 3700 to 9000 Å. The spectral resolution is  $R = 45000$ . Standard spectra processing was done in program DECH95 and DECH20T.

**Table 1**

**List of Epsilon Aurigae spectra**

Date	Spectra number per night	Exposure time, sec	Average S/N in $H_{\alpha}$ line field
2008.05.24	4	300	200
2008.12.15	3	1200	230
2009.05.01	5	300	380
2009.12.22	4	500	220
2010.03.20	13	500	200

**Data analysis and results.** First of all we research evolution of  $H_{\alpha}$  line profiles. We have analyzed the long-time variations (outside eclipse, beginning of eclipse and within eclipse) and short-time variations (during some hours per night).

Also we have review the behavior of the following absorption lines, some of them exhibited long-term variability in paper [5]: Fe I (3922.9 Å), Ti II (4028.0 Å), Ti II (4443.85 Å), Ti II (4468.48 Å),  $H_{\beta}$  (4861.5 Å), Na D I (5889.953 Å), Na D II (5895.923 Å), O I (7772 Å).

**Long-time variability of spectral lines.**

Figure 1 shows  $H_{\alpha}$  line profiles for five nights noted above: outside eclipse (24.05.2008, 15.12.2008, 01.05.2009), beginning of eclipse (22.12.2009) and within eclipse (20.03.2010). Each profile is result of averaging for some spectra obtaining during corresponding night.

$H_{\alpha}$  line was detected in absorption. The prominent nonsymmetrical details – blue and red emission wings – are presented in each profile. Also it is necessary to note in last data (2010.03.20) red wing in  $H_{\alpha}$  profile disappeared. Behavior of  $H_{\alpha}$  line profile within eclipse also are described in [1]. Authors showed an emission component (Figure 2) appeared in the core of the  $H_{\alpha}$  line close to the rest wavelength from MJD 55150 onward as the absorption increased in this region. Data analysis by authors [1] indicated this became more clearly defined as the surrounding flux level dropped further and moved across the region from red to blue. The shape of the emission component is revealed as the absorption region broadened and swept across it through mid-eclipse. It is clear that the constant emission component is only revealed as the surrounding flux level drops [1].

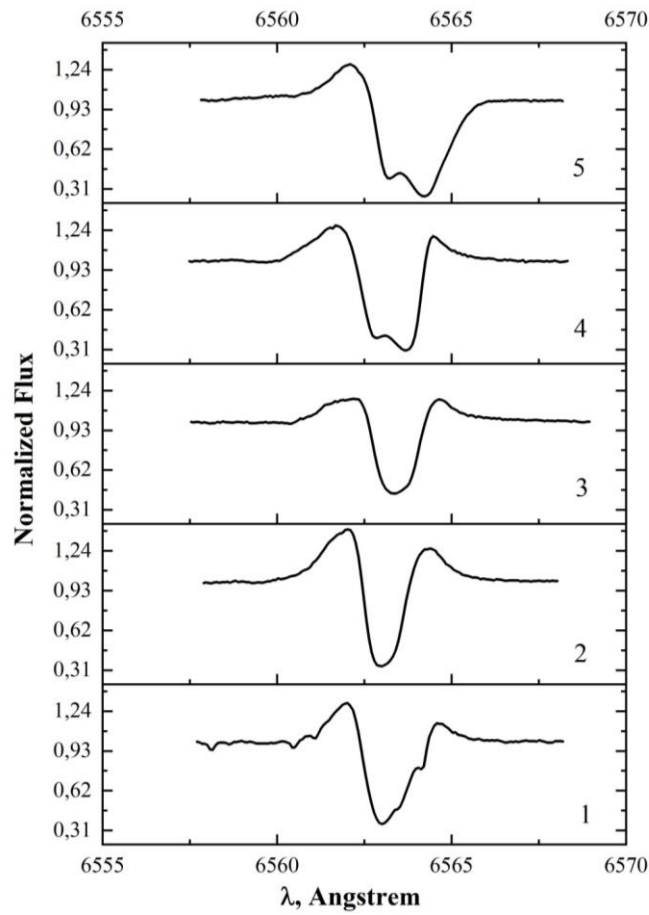


Fig. 1. Evolution of H $\alpha$  line profiles of eps Aur for period May 2008 – March 2010. Numbering of spectra: 1) 24.05.2008, 2) 15.12.2008, 3) 01.05.2009, 4) 22.12.2009 and 5) 20.03.2010

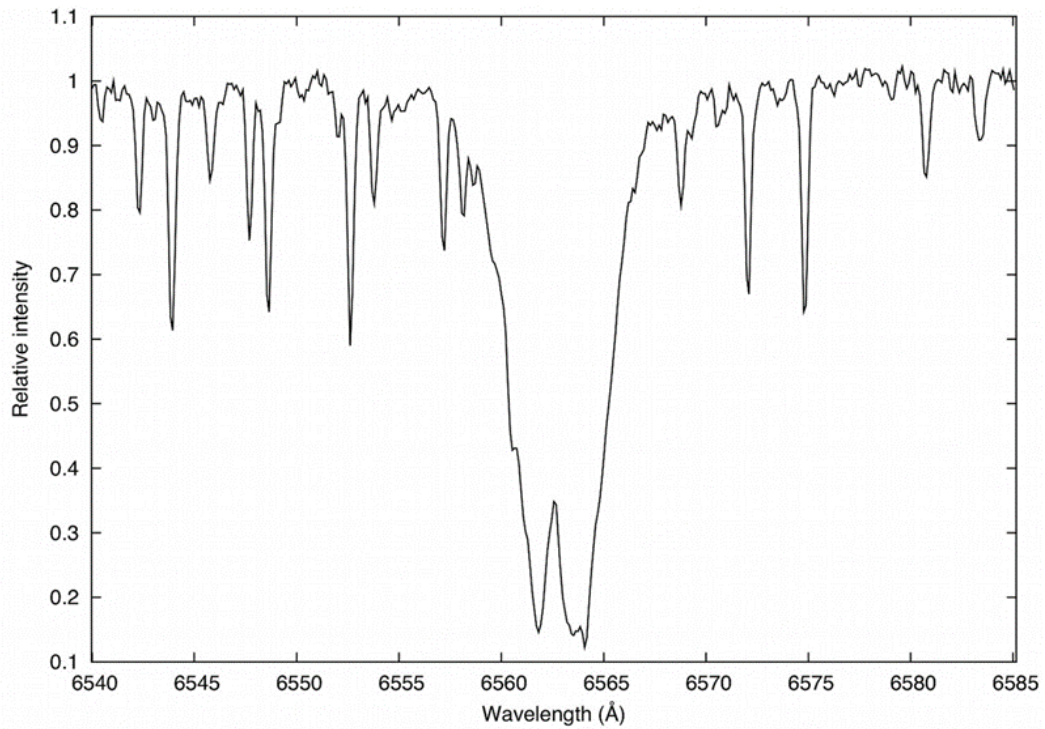


Fig. 2. Spectrum of eps Aur showing emission component at bottom of H $\alpha$  absorption line. Observations of 12.939/7/2010, R. Leadbeater, TN 0.25 m, Lhires3 2400 g/mm, 0.107 Å/pixel [1]

On base of spectral observations taken during the 1982–1984 eclipse authors in [6] presented variations of H $\alpha$  line profile in different phases of eclipse. Figure 3 indicates that the hydrogen gas is rotating with a disklike structure around the center of the secondary component and the rotational velocity increases at the inner region of the disk [6].

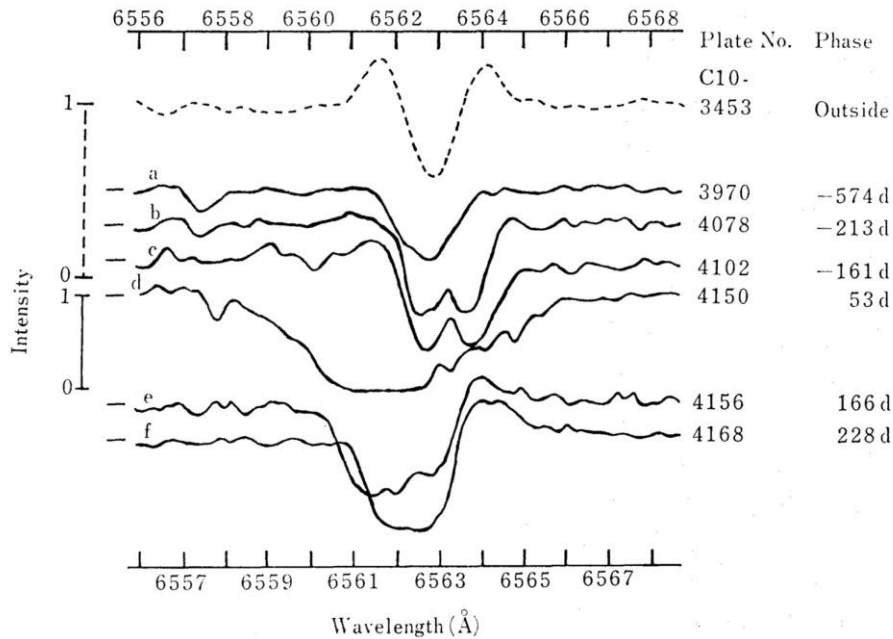


Fig. 3. Variation in the H $\alpha$  absorption due to the secondary gas with eclipse phase [6]

The value variations of equivalent widths (EW) of the blue wing, the red wing and the absorption core for H $\alpha$  line profiles were calculated ( $F/F_c > 1$  – emission,  $F/F_c < 1$  – absorption) and given in Table 2. EW were calculated by direct numerical integration of area under line profile.

In paper [1] during the eclipse phase and outside it too, there were many small variations in EW. The authors suggest that the occulting object and F star hydrogen disk may be clumpy. The F star may have also an intrinsic pulsating activity [7] that produces such variations. EW of H $\alpha$  line in [1] has irregular variations like small steps during its increasing and decreasing phases. It has been interpreted as an indication of structures (possibly ring-like) within the disc [8].

Table 2

Long-time EW variations of H $\alpha$  line components of eps Aur

Date	EW of blue wing, Å	EW of central absorption, Å	EW of red wing, Å
2008.05.24	-0.263205	0.778247	-0.104892
2008.12.15	-0.474382	0.638114	-0.271455
2009.05.01	-0.222835	0.641791	-0.178547
2009.12.22	-0.326701	1.017150	-0.149343
2010.03.20	-0.381070	1.413320	0.0

EW of some absorption lines H $\alpha$ , H $\beta$ , K I, Na I – D1/D2 blend and O I multiplet near 7772 Å demonstrated long-time variability during 1983–1984 eclipse [5]. So, we measured EW of lines Fe I (3922.9 Å), Ti II (4028.0 Å), Ti II (4443.85 Å), Ti II (4468.48 Å), H $\beta$  (4861.5 Å), Na D I (5889.953 Å), Na D II (5895.923 Å), O I (7772 Å) and presented results in Tab.3. There are registered unsystematically slight variations of EW values and their partially correlations.

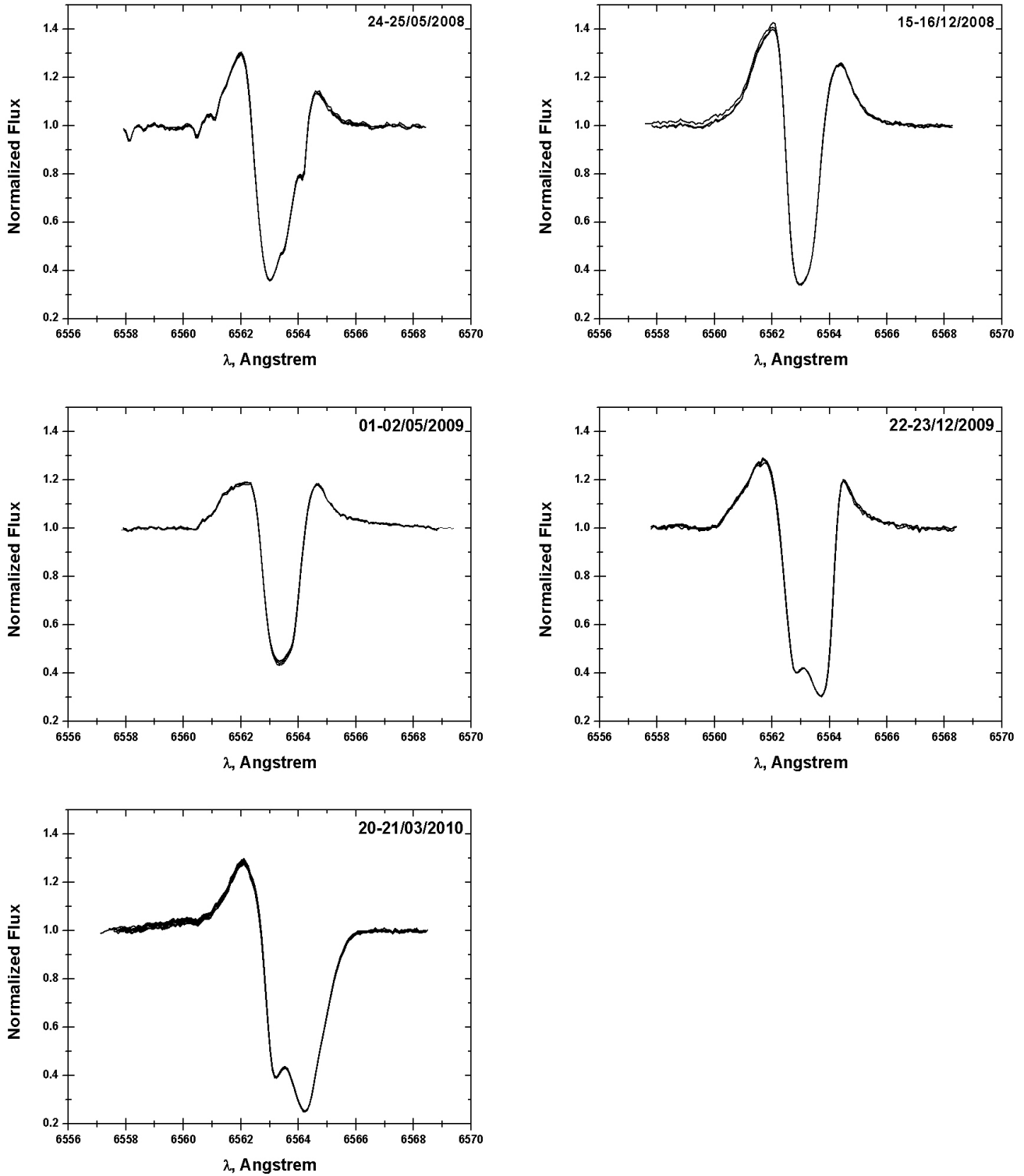
Table 3

Long-time EW valuations of some spectral lines of eps Aur

Spectral Line/Data	2008.05.24	2008.12.15	2009.05.01	2009.12.22	2010.03.20
Fe I (3922.9 Å)	0.107491	0.211569	0.007585	0.321521	0.265277
Ti II (4028.0 Å)	0.242421	0.351733	0.080849	0.434650	0.396700
Ti II (4443.85 Å)	0.787041	0.785434	0.327080	0.989206	0.920322
Ti II (4468.48 Å)	0.609311	0.657184	0.173548	0.793768	0.744834
H $\beta$ (4861.5 Å)	1.131782	1.581563	0.568435	1.742588	1.946235
NaDI (5889.953 Å)	0.899209	0.764251	0.436443	1.070421	1.248458
NaDII(5895.923 Å)	0.781408	0.684393	0.477766	1.031314	1.175775
OI (7772 Å)	0.941498	0.904108	0.541140	0.899957	0.988148

**Short-time variability of spectral lines.**

We registered several eps Aur spectra per night to search the fast variations of H $\alpha$  line and some other spectral lines. Figure 4 illustrates small variations of H $\alpha$  line profiles during each of five nights. The results of EW measurements for H $\alpha$  line components for the same period are presented in Tab.4. Figure 5 demonstrate variations of EW for H $\alpha$  line components during five nights.



**Fig. 4.** H $\alpha$  line profile short-time variations during five nights: outside eclipse (24.05.2008, 15.12.2008, 01.05.2009), beginning of eclipse (22.12.2009) and within eclipse (20.03.2010)



Table 4

Short-time EW variations of eps Aur H $\alpha$  line components

Date	No.	JD	EW of blue wing	EW of central absorption	EW of red wing
2008.05.24	1	2454611.27607	- 0.251728	0.792680	- 0.094692
	2	2454611.28052	- 0.268184	0.776360	- 0.112277
	3	2454611.28543	- 0.246527	0.794002	- 0.090590
	4	2454611.28977	- 0.258773	0.782532	- 0.097164
2008.12.15	1	2454816.35190	- 0.523668	0.630709	- 0.263132
	2	2454816.36458	- 0.461052	0.640903	- 0.252545
	3	2454816.37947	- 0.476873	0.638099	- 0.267691
2009.05.01	1	2454953.38263	- 0.256438	0.628126	- 0.211192
	2	2454953.38680	- 0.255006	0.638090	- 0.209928
	3	2454953.39305	- 0.241881	0.623562	- 0.211234
	4	2454953.39721	- 0.254896	0.614383	- 0.221902
	5	2454953.40138	- 0.258588	0.624821	- 0.216590
2009.12.22	1	2455188.23655	- 0.327208	1.010449	- 0.150145
	2	2455188.24428	- 0.351816	1.006754	- 0.168621
	3	2455188.25239	- 0.338547	1.009995	- 0.157944
	4	2455188.25844	- 0.352167	1.007191	- 0.160541
2010.03.20	3	2455276.24684	- 0.363982	1.414620	0.0
	4	2455276.25378	- 0.435401	1.401485	0.0
	5	2455276.26073	- 0.434937	1.399685	0.0
	6	2455276.26698	- 0.428216	1.398648	0.0
	7	2455276.27392	- 0.433850	1.405607	0.0
	8	2455276.28017	- 0.447961	1.401470	0.0
	9	2455276.28712	- 0.393925	1.417273	0.0
	10	2455276.29406	- 0.418274	1.406891	0.0
	11	2455276.30031	- 0.351988	1.416444	0.0
	12	2455276.30726	- 0.407158	1.412571	0.0
	13	2455276.31351	- 0.399029	1.415640	0.0
	14	2455276.32045	- 0.395229	1.416950	0.0
	15	2455276.32670	- 0.393526	1.407133	0.0

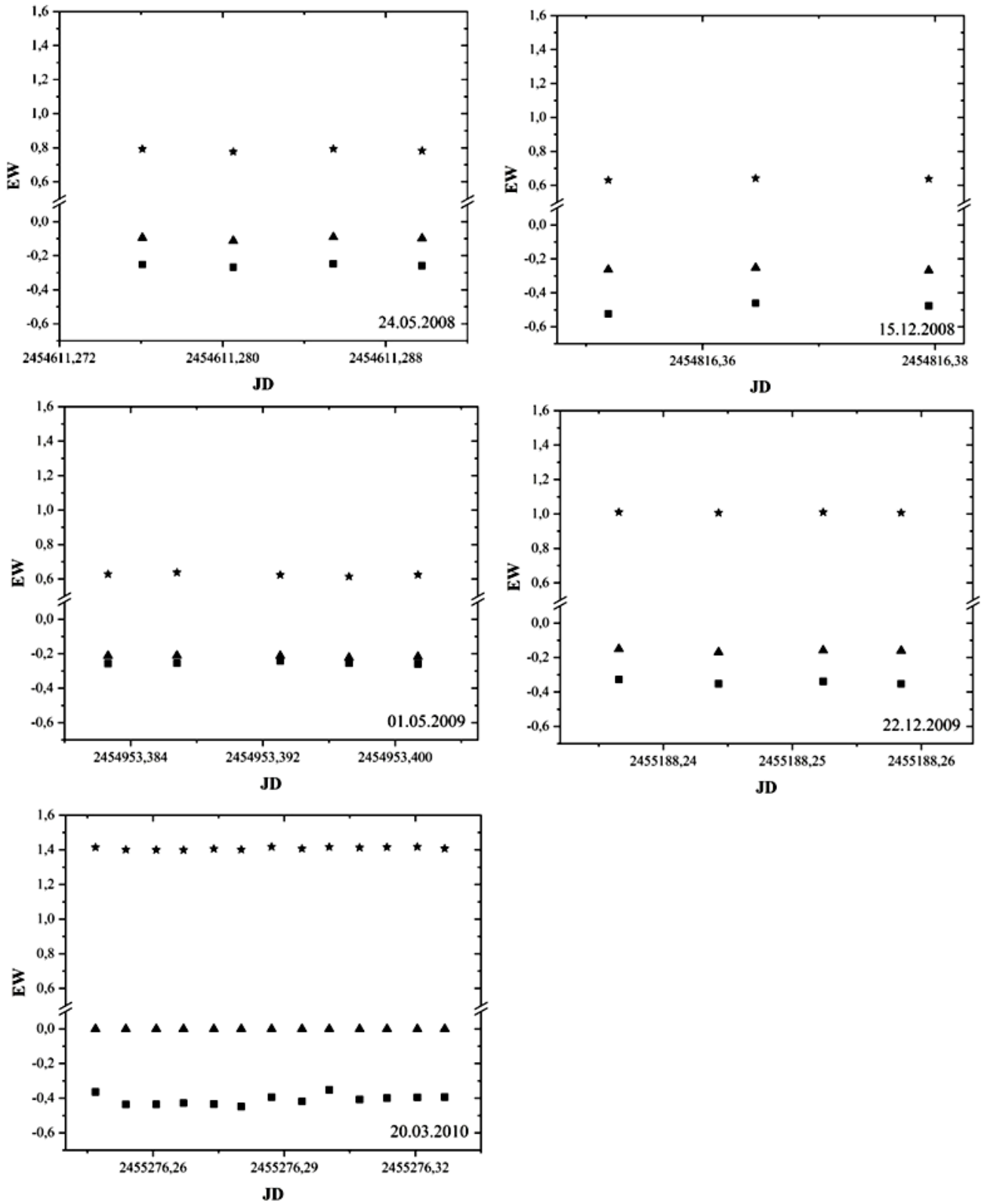
**Conclusions.** The following results have been obtained in this paper. Absorption and emission components of the H $\alpha$  line profiles show remarkable variability in process of entrance to eclipse of eps Aur system (long-time variations) and practically don't show variability in periods of some hours (short-time variations are minimal or absent). EW values of H $\alpha$  line components show the same variations.

EW value variations of other spectral lines are weak and slightly correlate with each other over long periods of time, and such variations do not appear on short-time intervals for several hours.

**Long-Time Variations of spectral lines:** Profiles and EW of absorption and emission components of H $\alpha$  line demonstrate notable variability from 2007 to 2010 out of eclipse, during pre-eclipse and within eclipse. H $\alpha$  line profile shows prominent variations of core profile deformations in absorption at the beginning and near to mid-eclipse. There are blue and red emission wings were not symmetrical in this periods. For other presented lines there are found unsystematically slight variations of EW values and their partially correlations between some lines.

According to our spectral data an emission component in the core of H $\alpha$  line appears nearly to second contact moment. This coincides with the observational results of other authors [1; 6; 9]. In paper [9] authors speculate that the increase in the strength of the H $\alpha$  absorption observed near mid-eclipse arises from hydrogen gas in the central region of the disk. This gas produces an additional H $\alpha$  absorption in the spectrum of the F0 star near mid eclipse as its light shines through the central opening of the disk [9].

**Short-Time Variations of spectral lines:** Out of eclipse, at the beginning of eclipse and within eclipse prominent short-time variations in profiles and EW of H $\alpha$  component were not found for period some hours. Max EW variations of H $\alpha$  components reached up to 5–8%. For other noted lines no variability, reaching 5% limit, were detected.



**Fig. 5.** Variations of EW for H $\alpha$  line components during five nights: outside eclipse (24.05.2008, 15.12.2008, 01.05.2009), beginning of eclipse (22.12.2009) and within eclipse (20.03.2010). Symbols: \* – central core in absorption, ■ – blue wing, ▲ – red wing

**References**

1. Mauclaire B. H $\alpha$  spectral monitoring of  $\rho$  Aurigae 2009-2011 eclipse / B. Mauclaire, C. Buil, T. Garrel, R. Leadbeater, A. Lopez // JAAVSO – 2012. – V. 40, p.718–728
2. Lucas G. E. Long-Period Eclipsing Binary System Epsilon Aurigae Eclipse Campaign / G. E. Lucas, J. L. Hopkins, R. E. Stencel // The Society for Astronomical Sciences 25th Annual Symposium on Telescope Science – 2006. – p. 25–30
3. Stencel R. E.  $\epsilon$  Aurigae - an Overview of the 2009–2011 Eclipse Campaign Results / R. E. Stencel // JAAVSO – 2012. – V. 40, p. 618–632

4. Golovin A. High-Resolution Spectroscopy of Long-Periodic Eclipsing Binary Epsilon Aurigae / A. Golovin, Y. Kuznyetsova, M. Andreev // *Odessa Astronomical Publications* – 2007. – V. 20, p. 55
5. Thompson D. T. Spectrophotometry of Epsilon Aurigae / D. T. Thompson, B. L. Lutz, G. W. Lockwood // *ApJ* – 1987. – 321, 450–458.
6. Saito M. Epsilon Aurigae: Rotation curve of the secondary disk and masses of the components / M. Saito, S. Kawabata, K. Saijo, H. Sato // *PASJ* – 1987. – v. 39, p. 135–161
7. Kemp J. Epsilon Aurigae: Polarization, Light Curves, and Geometry of the 1982–1984 Eclipse / J. Kemp, G. Henson, D. Kraus et al. // *Astrophysical Journal Letters* – 1986. – v.300, p. L11
8. Leadbeater, R. Structure in the disc of epsilon Aurigae: Spectroscopic observations of neutral Potassium during eclipse ingress / R. Leadbeater, R. Stencel // *arXiv:1003.3617* (18 March) [astro-ph.SR] – 2010
9. Carrol S. Interpreting Epsilon Aurigae / S. Carrol, E. Guinan, G. McCook, R. Donahue // *Astroph. J.* – 1991. – v.367, p. 278–287

Надійшла до редколегії 25.10.2022

Ю. Кузнєцова, наук. співроб.

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ, Україна,

М. Андрєєв, мол. наук. співроб.

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ, Україна

та наук. співроб.

Міжнародний центр астрономічних і медико-екологічних досліджень

Національної академії наук України, Київ, Україна

### СПЕКТРАЛЬНИЙ МОНІТОРИНГ ДОВГОПЕРІОДИЧНОЇ СИСТЕМИ EPSILON AURIGAE ЗА ПЕРІОД 2008–2010 рр.

*Наведено результати спектральних спостережень затемненої подвійної системи Epsilon Aurigae. Спостереження проводили з використанням куде-ешелле спектрографа на 2-метровому телескопі Zeiss-2000 обсерваторії піка Терскол зі спектральною роздільною здатністю  $R = 45\,000$ .*

*Epsilon Aurigae є довгоперіодичною затемненою подвійною системою, яка складається з першого компонента – надгіганта спектрального класу F0 та другого компонента – величезного газопилового диска. Унікальність об'єкта полягає в тому, що затемнення зорі газопиловим диском відбуваються з періодом 27,1 років і тривають два роки.*

*Представлені спектральні спостереження Epsilon Aurigae проведено в період з травня 2008 по травень 2009 р. на стадії перед затемненням, у грудні 2009 р. на початку затемнення і в березні 2010 р. уже на стадії затемнення. За результатами спостережень виконано аналіз змінності профілю лінії  $H_{\alpha}$  та деяких інших спектральних ліній перед затемненням і під час затемнення. Виявлено довготривалі варіації профілів лінії  $H_{\alpha}$ .*

*Ключові слова: Epsilon Aurigae, eps Aur, довгоперіодична затемнена система, газопиловий диск, лінія  $H_{\alpha}$ .*

Наукове видання



**ВІСНИК**  
**КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

**АСТРОНОМІЯ**

**Випуск 1(65)**

**Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"**

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



Формат 60x84<sup>1/16</sup>. Ум. друк. арк. 6,045. Наклад 300. Зам. № 222-10513.  
Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А1.  
Підписано до друку 28.12.2022

Видавець і виготовлювач  
ВПЦ "Київський університет",  
6-р Тараса Шевченка, 14, м. Київ, 01601, Україна  
☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; тел./факс (38044) 239 31 28  
e-mail: vpc\_div.chief@univ.net.ua; redaktor@univ.net.ua  
<http://vpc.knu.ua>

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02