

Викладено результати оригінальних досліджень із питань релятивістської астрофізики, фізики Сонця, позагалактичної астрономії, астрофізики високих енергій, астрометрії, небесної механіки, метеорної та кометної астрономії та озону над Антарктидою.

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

Изложены результаты оригинальных исследований по вопросам релятивистской астрофизики, физики Солнца, внегалактической астрономии, астрофизики высоких энергий, астрометрии, небесной механики, метеорной и кометной астрономии и озона над Антарктидой.

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

The Bulletin includes results of original investigations within relativistic astrophysics, solar physics, extra-galactic astronomy, high energy astrophysics, astrometry, stellar mechanics, meteor and comet astronomy and ozone over the Antarctic.

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

|                                    |  |
|------------------------------------|--|
| <b>ВІДПОВІДАЛЬНИЙ<br/>РЕДАКТОР</b> | <b>В. М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук, проф.</b>  |
| <b>РЕДАКЦІЙНА<br/>КОЛЕГІЯ</b>      | <b>В. М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук (заст. відп. ред.);<br/>О. В. Федорова, канд. фіз.-мат. наук (відп. секр.); Б. І. Гнатик,<br/>д-р фіз.-мат. наук; М. Ю. Гордовський, канд. фіз.-мат. наук;<br/>В. І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук; І. Д. Караченцев, д-р фіз.-мат. наук;<br/>В. І. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук; Р. І. Костик, д-р фіз.-мат. наук;<br/>В. Г. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук; Г. П. Міліневський, д-р фіз.-мат.<br/>наук; С. Л. Парновський, д-р фіз.-мат. наук; А. дель Пополо, проф.,<br/>О. А. Соловйов, д-р фіз.-мат. наук</b> |
| <b>Адреса редколегії</b>           | <b>Астрономічна обсерваторія,<br/>вул. Обсерваторна, 3, Київ, Україна, 04053,<br/>☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06,<br/>e-mail: visnyk@observ.univ.kiev.ua</b>   |
| <b>Затверджено</b>                 | <b>Вченою радою Астрономічної обсерваторії<br/>26.12.19 (протокол № 9)</b>   |
| <b>Атестовано</b>                  | <b>Вищою атестаційною комісією України.<br/>Постанова Президії ВАК України № 01-05/5 від 01.07.10</b>  |
| <b>Зареєстровано</b>               | <b>Міністерством інформації України.<br/>Свідоцтво про державну реєстрацію<br/>КВ № 20329-101129 від 25.07.13</b>  |
| <b>Засновник<br/>та видавець</b>   | <b>Київський національний університет імені Тараса Шевченка,<br/>Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет".<br/>Свідоцтво внесено до Державного реєстру<br/>ДК № 1103 від 31.10.02</b>   |
| <b>Адреса видавця</b>              | <b>ВПЦ "Київський університет" (кімн. 43),<br/>6-р Тараса Шевченка, 14, Київ, 01030<br/>☎ (38 044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28</b>  |

# BULLETIN

OF NATIONAL TARAS SHEVCHENKO UNIVERSITY OF KYIV

ISSN 1728-273x

ASTRONOMY

2(60)/2019

Founded in 1958

The Bulletin includes results of original investigations within relativistic astrophysics, solar physics, extra-galactic astronomy, high energy astrophysics, astrometry, stellar mechanics, meteor and comet astronomy and ozone over the Antarctic.

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

Викладено результати оригінальних досліджень з питань релятивістської астрофізики, фізики Сонця, позагалактичної астрономії, астрофізики високих енергій, астрометрії, небесної механіки, метеорної та кометної астрономії та озону над Антарктидою.

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

Изложены результаты оригинальных исследований по вопросам релятивистской астрофизики, физики Солнца, внегалактической астрономии, астрофизики высоких энергий, астрометрии, небесной механики, метеорной и кометной астрономии и озона над Антарктидой.

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

|                                |  |
|--------------------------------|--|
| <b>RESPONSIBLE EDITOR</b>      | V. M. Ivchenko, Dr Hab., Prof.   |
| <b>EDITORIAL BOARD</b>         | V. M. Efimenko, PhD (vice-ed. resp.); O. V. Fedorova, PhD (resp. sec.); M. Yu. Gordovsky, PhD; B. I. Hnatyk, Dr Hab.; I. D. Karachentzev, Dr Hab.; V. I. 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.; O. A. Soloviev, Dr Hab.; V. I. Zhdanov, Dr Hab. |
| <b>Editorial board Address</b> | Astronomical Observatory, 3, Observatorna str., Kyiv, 04053, Ukraine, ☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06 e-mail: visnyk@observ.univ.kiev.ua  |
| <b>Confirmed</b>               | Scientific Comettee of Astronomical Observatory 26.12.19 (protocol № 9)  |
| <b>Attested</b>                | Higher Attestation Council of Ukraine. Decree of the Presidium of HAC of Ukraine № 01-05/5 from 01.07.10   |
| <b>Registered</b>              | Ministry of Information of Ukraine. State registration certificate KB № 20329-101129 from 25.07.13   |
| <b>Founder and Publisher</b>   | National Taras Shevchenko University of Kyiv, Printing and publishing centre "Kiev University". The certificate is added to registry ДК № 1103 from 31.10.02   |
| <b>Publisher's address</b>     | Kyiv University Publishing and Printing Center (off. 43), 14, Taras Shevchenka blv., Kiev, 01030, Ukraine, ☎ (38044) 239 31 72, 239 32 22; fax 239 31 28   |

---

## ЗМІСТ

---

|   |    |
|---|----|
| <b>Єфіменко В.</b><br>175 років Астрономічній обсерваторії Київського університету .....  | 6  |
| <b>Лозицький В.</b><br>Спектральні дослідження магнітних полів і термодинамічних умов в активних областях на Сонці .....  | 15 |
| <b>Криводубський В.</b><br>Дослідження циклічності магнетизму Сонця в межах теорії макроскопічної магнітогідродинаміки .....  | 22 |
| <b>Козак П., Козак Л.</b><br>Про можливість застосування тепловізорів для спостереження метеорів<br>та інших атмосферних утворень у далекому інфрачервоному діапазоні ..... | 33 |
| <b>Данилевський В.</b><br>Оцінки прямого радіаційного ефекту аерозолів у атмосфері над Києвом за вимірюваннями<br>із сонячним фотометром у 2008–2019 роки .....             | 38 |
| <b>Парновський С.</b><br>Тепла темна матерія та протиріччя у величині сталої Хаббла .....   | 46 |
| <b>Лейко Уляна Макарівна.</b> Некролог .....  | 49 |

---

## CONTENTS

---

|   |    |
|---|----|
| <b>Efimenko V.</b><br>175 years of the astronomical observatory of the Kyiv university .....  | 6  |
| <b>Lozitsky V.</b><br>Spectral investigations of magnetic fields and thermodynamic conditions in active regions on the Sun .....  | 15 |
| <b>Krivodubskij V.</b><br>Study of magnetism cyclicity of the Sun in the framework<br>of the macroscopic magnetohydrodynamics theory.....                                   | 22 |
| <b>Kozak P., Kozak L.</b><br>On the possibility of using thermal vision cameras for observations of meteors<br>and other atmospheric formations in long wave infrared ..... | 33 |
| <b>Danylevsky V.</b><br>Estimations of the aerosols direct radiative effects in the atmosphere over Kyiv<br>from the AERONET sun-photometer measurements in 2008–2019.....  | 38 |
| <b>Parnovsky S.</b><br>Warm dark matter and Hubble constant tensions .....  | 46 |
| <b>Leiko Uliana Makarivna.</b> Necrologue.....  | 49 |

---

## СОДЕРЖАНИЕ

---

|   |    |
|---|----|
| <b>Ефименко В.</b><br>175 лет Астрономической обсерватории Киевского университета .....   | 6  |
| <b>Лозицкий В.</b><br>Спектральные исследования магнитных полей и термодинамических условий<br>в активных областях на Солнце .....                                    | 15 |
| <b>Криводубский В.</b><br>Исследование цикличности магнетизма Солнца<br>в рамках теории макроскопической магнитогидродинамики .....                                   | 22 |
| <b>Козак П., Козак Л.</b><br>О возможности применения тепловизоров для наблюдения метеоров<br>и других атмосферных образований в далеком инфракрасном диапазоне ..... | 33 |
| <b>Данилевский В.</b><br>Оценки прямого радиационного эффекта аэрозолей в атмосфере над Киевом<br>по измерениям с солнечным фотометром в 2008–2019 годы .....         | 38 |
| <b>Парновский С.</b><br>Теплая темная материя и противоречия в величине постоянной Хаббла .....   | 46 |
| <b>Лейко Ульяна Макаровна.</b> Некролог .....   | 49 |

## 175 РОКІВ АСТРОНОМІЧНІЙ ОБСЕРВАТОРІЇ КИЇВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

У 2020 р. Астрономічна обсерваторія відзначає своє 175-річчя. Першим директором обсерваторії був учень засновника Пулковської обсерваторії, академіка В.Я. Струве Василь Федорович Федоров. Під його керівництвом вибрано місце для обсерваторії, розроблено проєкт (архітектор В. Беретті), побудовано головний корпус, замовлено основні астрономічні інструменти обсерваторії. Також він підготував і читав основні курси з астрономії і геодезії для студентів університету. Після нього в університеті посаду професора астрономії та директора Астрономічної обсерваторії займали відомі астрономи А.П. Шидловський, М.Ф. Хандриков, Р.П. Фогель, С.Д. Чорний. Головним напрямом наукових досліджень із часу заснування обсерваторії до 40-х рр. ХХ ст. були астрометрія і теоретична астрономія. Із приходом у Київський університет 1939 р. вже широко відомого астронома С.К. Всехсвятського, разом з існуючими науковими напрямами, розпочалися астрофізичні дослідження. Він започаткував в університеті вивчення малих тіл сонячної системи, фізики Сонця і сонячної активності, астрофізики, теорії відносності. До найважливіших наукових здобутків астрономів університету належать роботи з визначення орбіт небесних тіл, меридіанні спостереження зірок для створення та підтримки небесної системи координат, численні спостереження сонячних затемнень, у результаті яких створено концепцію динамічної сонячної корони, а також спостереження кометних та метеорних явищ і створення їх моделей, застосування загальної теорії відносності в астрономії, розробка теорії гравітаційного лінзування, відкриття комет та участь у міжнародному науковому проєкті Європейського космічного агентства "Rosetta" з досліджень комети Чурюмова – Герасименко.

**Ключові слова:** меридіанне коло, рефрактор, сонячне затемнення, сонячна корона, комети, метеори, теорія відносності, гравітаційне лінзування, іоносфера.

У 2020 р. Астрономічній обсерваторії виповнюється 175 років (рис. 1). Ця дата пов'язана із закінченням будівництва головного корпусу обсерваторії (архітектор – Вікентій Беретті) та введенням його в експлуатацію. У структуру Київського університету, обсерваторія увійшла з 1835 р., а її перший директор В.Ф. Федоров був призначений на цю посаду у грудні 1837 р. [1].



Рис. 1. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Василь Федорович Федоров народився 1802 р., був вихованцем дитячого будинку у Петербурзі. На жаль ми не маємо його портрета чи фото. Пройшовши курс середнього навчального закладу у виховному будинку, він вступив в Дерптський (Тартуський) університет, де кафедру астрономії очолював уже широко відомий В.Я. Струве, засновник і перший директор Пулковської обсерваторії. Згодом Струве писав, що Федоров в Дерпті "виявив відмінні успіхи в науках математичних і астрономічних". У 1827 р. Василь Федорович закінчив Дерптський університет і залишився при ньому на два роки для наукової роботи під керівництвом В.Я. Струве. У 1829 р. він узяв участь в експедиції Паррота, яка вперше здійснила сходження на Арарат, найвищу вершину Закавказзя, що вважалася до того часу неприступною. У ході цієї експедиції Федоров визначив географічне положення вершин Арарату, ряду точок в його околиці і висоту вершин. Після повернення із Закавказзя Федоров у Дерпті займався обробкою своїх спостережень, працював у Дерптській обсерваторії астрономом-спостерігачем, а потім розпочав підготовку до нової експедиції. На нього було покладено визначення географічного положення багатьох пунктів Західного Сибіру в зоні від 50° до 60° північної широти. Маршрут експедиції охоплював територію від Оренбурга і Єкатеринбурга до Єнісейська і Красноярска. У цій подорожі Федоров провів більше чотирьох років, визначивши за цей час положення 79 пунктів за шириною і 42 за довготою.

Приїхавши до Києва у 1838 р. В.Ф. Федоров звернувся до Ради університету з поданням "Про потреби астрономічної обсерваторії" з переліком необхідних інструментів, умов, яким має відповідати будівля та розміщення обсерваторії. Він вважав запропоновані місця і розроблений В. Беретті попередній проєкт для будівництва обсерваторії неприйнятними. Рада погодилася із його пропозиціями і Федоров приступив до пошуків нового місця для будівництва обсерваторії. Остаточно Беретті та Федоров зупинилися на місці військової фортеці XVIII ст. (на "пустопорожній землі в предместьє Кудрявца, находящейся на небольшой возвышенности и окруженной с двух сторон старым крепостным валом"). Ця ділянка і є сучасною територією Астрономічної обсерваторії, хоч її межі за 175 років зазнали змін.

Федоров В.Ф. був добре знайомий з облаштуванням Дерптської обсерваторії, проєктом Пулковської обсерваторії, тому основні елементи їх проєктів було впроваджено у проєкт будівництва Астрономічної обсерваторії Київського університету. Крім особистих розмов, між В. Струве та В. Федоровим велася велика переписка, в якій уточнювалися різні питання, пов'язані з будівництвом обсерваторії і підбором для неї інструментів.

У 1838 р. за клопотанням Федорова при університеті в одній з орендованих будівель на Печерську влаштовано астрономічний кабінет. У ньому були розміщені годинники, хронометри і різні прилади, передані із Кременецького ліцею, а також придбані в інших місцях. Окрім того, у кабінеті містилися наочні посібники: зоряні карти, глобуси, таблиці тощо. Тут же розташувалася бібліотека із книгами астрономічного змісту, основним фондом якої були книги з бібліотеки Ольберса, придбані в кількості 900 томів. Також, за клопотанням Федорова, для розміщення замовлених інструментів у 1841 р. в одному з університетських дворів був побудований дерев'яний павільйон. Улітку того ж року Федоров був відряджений до Мюнхена для отримання виготовлених для обсерваторії інструментів. Федоров привіз 9-дюймовий рефрактор Фраунгофера, меридіанне коло, великий пасажний інструмент, годинники, хронометри і ряд інших дрібних приладів. При доставці інструментів до Києва рефрактор для навчальної мети було встановлено в побудованому для нього павільйоні, а решта великих інструментів залишалися в ящиках надалі до завершення будівництва обсерваторії.

Як згадувалося вище, архітектором будівлі обсерваторії був В. Беретті, після смерті якого у 1842 р. будівництвом безпосередньо керував його син О. Беретті. Будівництво обсерваторії розпочалося у 1842 р. і завершилось у лютому 1845 р., але через необхідність виконання підрядчиком деяких доробок вона була прийнята університетом лише у жовтні цього ж року. Федоров прийняв обсерваторію у своє відання після звільнення від обов'язків ректора університету у лютому 1847 р.

У новій обсерваторії на двоповерховій будівлі була влаштована вежа, в якій встановлено рефрактор. Меридіанне коло і пасажний інструмент перебували в павільйонах зі східного та західного боків головної будівлі. Решта приладів були розміщені в будівлі обсерваторії.

На початковому етапі своєї роботи Федоров приділяв основну увагу педагогічній діяльності. До 1854 р. він один викладав астрономічні дисципліни в університеті. Читання лекцій у середньому займало в нього близько шести годин на тиждень. Крім того, Федоров керував практичними заняттями студентів у обсерваторії. Наукова робота велася епізодично, в основному проводились спостереження визначних астрономічних явищ – сонячних затемнень 1842 р., 1851 р. та ін. [1].

Після хвороби у 1855 р. В.Ф. Федоров помер і на посаду директора обсерваторії було обрано Андрія Петровича Шидловського (1818–1892) – вихованця Харківського університету, який пройшов школу практичної астрономії у Тарту та Пулкові і мав хист до педагогічної роботи. Приймаючи обсерваторію 1856 р. Шидловський дійшов висновку про її незадовільний стан і зміг переконати керівництво університету в необхідності її оновлення. Велику допомогу в цьому надав знаменитий хірург М.І. Пирогов, на той час попечитель Київської навчальної округи.

Найважливішим результатом зусиль Шидловського з реконструкції обсерваторії стало зведення нової башти рефрактора у південно-західній частині території замість старої на будинку обсерваторії та відновлення рефрактора. До кінця 1862 р. рефрактор став кращим інструментом обсерваторії, придатним для серйозної наукової роботи.

Шидловського було звільнено 1868 р. за вислугою терміну служби і Рада університету 1869 р. обрала директором обсерваторії М.Ф. Хандрикова. Митрофан Федорович Хандриков (1837–1915) був найвидатнішим київським астрономом кінця XIX – початку XX ст. Численні наукові роботи створили йому репутацію одного із провідних астрономів, а написані ним навчальні посібники користувалися свого часу широкою популярністю та відіграли помітну роль у поширенні астрономічних знань. З 1888 р. мав звання заслуженого професора, 1896 р. його обрано членом-кореспондентом Академії наук, 1910 р. отримав чин таємного радника (рис. 2).

Після ознайомлення з обсерваторією Хандриков у квітні 1870 р. подав детальний опис стану обсерваторії та пропозиції щодо її розвитку. За Хандрикова замовлено у Німеччині першокласний меридіанний інструмент. Із цим інструментом протягом сторіччя пов'язані спостереження зірок для створення високоточної системи координат на небі, особливо інтенсивні у 70–80-х рр. XIX ст. та на початку XX ст. Вони стали вагомим внеском української астрономії в розвиток небесної системи координат.

Для нового меридіанного кола виконано прибудову із західної сторони головної будівлі (рис. 3). Протягом трьох подальших десятиліть Хандриковим були зроблені й інші придбання, які сприяли подальшому зміцненню матеріальної бази для наукової та навчальної роботи. Найважливіші з них – новий телескоп-рефрактор фірми Репсольда. 1900 р. було завершено спорудження нової башти для нього. 1895 р. удосконалено старий пасажний інструмент Ертеля та споруджено павільйон для нього, переплановано другий поверх будівлі обсерваторії.

1890 р. Хандриков вийшов на пенсію, але продовжував виконувати обов'язки професора астрономії та завідувача обсерваторії. Помер 1915 р., похований на Лук'янівському цвинтарі. Могила зі скульптурною композицією та огорожею добре збереглася до нашого часу (дільниця № 17). Залишив після себе низку монографій: тритомну "Система астрономии" (1875–1877), "Очерки теоретической астрономии" (1887), "Описательная астрономия" (1886), "Курс сферической астрономии" (1889), курс математичного аналізу "Курс анализа" (1887), "Теория эллиптических функций" (1903), "Элементы математического анализа" (1904–1906), тритомний "Анализ бесконечно малых" (1905–1908). Хандриков був відомим художником, а його портрет, роботи відомого художника О.Ю. Рокачевського, написаний маслом, вдалося придбати 1961 р. і він зараз зберігається в обсерваторії.



Рис. 2. Митрофан Федорович Хандриков (1837–1915)



Рис. 3. Меридіанне коло

1897 р. професором астрономії і геодезії, а в 1901 р. і завідувачем обсерваторії став вихованець М.Ф. Хандрикова Роберт Пилипович Фогель (1854–1920). Він закінчив Київський університет 1886 р., обіймав посаду астроном-спостерігача, яка звільнилась після виходу на пенсію Фабриціуса. Усі його наукові праці стосуються теорії визначення орбіт. Фогель написав кілька підручників, зокрема, "Курс сферической астрономии" (1910), "Основы теоретической астрономии" (1913), "Описательная астрономия" (1909, 1919). Перший переклад відомої "Краткой истории астрономии" А. Беррі побачив світ 1909 р. за його редакцією.

З 1920 р. по 1923 р. тимчасово керівництво обсерваторією було покладено на М.П. Диченка, а 1923 р. директором обсерваторії та завідувачем кафедри астрономії був призначений Сергій Данилович Чорний (1874–1956), професор Варшавського університету, вихованець нашого університету [2]. Як і М.Ф. Хандриков та Р.П. Фогель, він в основному займався питаннями теоретичної астрономії. У дослідженнях із теоретичної астрономії брав участь також І.Г. Іплінський (1887–1968), що працював з 1919 р. обчислювачем, а пізніше – Іван Іванович Путілін (1893–1969), астроном-спостерігач у 1934–1939 рр. Зазначимо, що С.Д. Чорним організовано нові для обсерваторії регулярні спостереження сонячних плям і факелів, дослідження змінних зір.

Астрофізичні дослідження в обсерваторії набули поширення з початком нового сторіччя. Задля цього довгофокусний телескоп було обладнано додатковою трубою для фотографічних спостережень, де спостерігалися комети, планети, їхні супутники, малі планети, Місяць.

Незадовго до початку Другої світової війни обсерваторію та кафедру астрономії очолив професор Сергій Костянтинович Всехсвятський (1905–1984), випускник Московського університету, з іменем якого пов'язано початок систематичних широкопланових досліджень у напрямку кометної, сонячної та сонячно-земної фізики [2, 3]. На цей час він був уже відомим астрономом, мав досвід наукової та педагогічної роботи, був науковим працівником Астрономічного інституту ім. Штернберга, викладав, працював у Пулковській обсерваторії. Основні його роботи присвячені кометній астрономії та сонячно-земній фізиці. З 1935 р. він доктор фіз.-мат. наук.

Обійнявши посаду директора обсерваторії Всехсвятський енергійно взявся за пошуки можливостей для зміцнення її матеріальної бази, збільшення штату та розвитку наукової роботи. За підтримки університету та Народного комісаріату освіти України йому досить швидко вдалося досягти значних успіхів. Істотно збільшилася, із чотирьох до тринадцяти, кількість працівників обсерваторії. Всехсвятський запрошує на роботу в Астрономічну обсерваторію відомих і молодих науковців, серед них: Д.В. Пяковський, Є.М. Земанек, Г.М. Сергєєва, А.О. Яковкін, М.А. Яковкін, В.П. Конопльова, О.Ф. Богородський.

Наукова робота велася у трьох основних напрямках, з яких тільки один – визначення положень зір із меридіанних спостережень – був для обсерваторії традиційним. Новою для обсерваторії проблемою було вивчення фізичних процесів у сонячній атмосфері та механізмів їх впливу на геофізичні явища. Інший новий напрямок складали дослідження малих тіл Сонячної системи, зокрема, вивчення комет, як індикаторів сонячної активності. Активна наукова діяльність досить швидко привела до результатів. У ці роки було виконано та захищено кандидатські дисертації І.Г. Колчинською (1947), В.П. Конопльовою (1949), А.А. Горинею (1953), М.А. Яковкіним (1954), М.В. Стешенком (1955), В.К. Дрофою (1955), Є.В. Сандаковою (1956) та ін.

Друга світова війна порушила роботу обсерваторії. Із початком війни майже весь чоловічий склад працівників було мобілізовано. Основне наукове устаткування евакуювали до Уфи, а далі – до Свердловська, де Всехсвятський організував роботу невеликого колективу Київської обсерваторії за програмою Служби Сонця. У Києві залишилося кілька працівників, непридатних для служби у війську. На початку 1942 р. обсерваторію передано у відання німецьких військово-повітряних сил (Luftwaffe Wetterdienst). Восени 1943 р. німецька окупаційна влада наказала евакуюва-



ти обсерваторію разом із Wetterdienst на захід. Надіслані контейнери для бібліотеки та наукового обладнання співробітники заповнили бруктом та мотлохом, а самі працівники розійшлися. Таким чином вдалося врятувати унікальні інструменти та бібліотеку зі старовинними виданнями.

Восени 1943 р. тимчасово виконуючим обов'язки директора обсерваторії було призначено Юрія Дмитровича Соколова (1896–1971), який очолював обсерваторію в часи окупації [2, 4]. Члену-кореспонденту АН Соколову ми завдячуємо збереженням обсерваторії, її бібліотеки та інструментів у часи лихоліть війни. Ю.Д. Соколов був видатним математиком і механіком, людиною незламної громадянської мужності. Він чим міг допомагав переслідуваним НКВС у 30-х рр., переходив на територію обсерваторії євреїв під час окупації. Уже в останні роки життя, 1969 р., підписав широковідомий в історії українського національно-визвольного та демократичного руху лист-протест проти арештів українських дисидентів. Серед підписантів був цвіт українського науково-технічного та творчого інтелекту (усього півтори сотні підписів). Спеціальним наказом ректор О.М. Русько відзначив заслуги Ю.Д. Соколова у збереженні обсерваторії і запропонував йому передати справи Всехсвятському, який повернувся зі Свердловська у першій половині 1944 р.

На початку 1945 р. широко відзначено сторічний ювілей установи. Ювілейний комітет очолив нарком освіти П.Г. Тичина, уряд УРСР видав із цієї нагоди спеціальну постанову, яка регулювала статус і територіальні питання обсерваторії (підписана М. Хрущовим).

С.К. Всехсвятський після закінчення війни до 1952 р. продовжував керувати обсерваторією і до 1982 р. – кафедрою астрономії. Після створення Головної астрономічної обсерваторії АН УРСР частина кваліфікованих працівників університетської обсерваторії перейшла на роботу до неї. Серед них слід згадати Ш.Г. Горделадзе, І.Г. Колчинського, В.П. Конопльову, А.А. Гориню. Директором ГАО у 1952 р. обрано працівника Астрономічної обсерваторії університету А.О. Яковкіна.

Від 1953 р. до 1972 рр. обсерваторію очолював Олександр Федорович Богородський (1907–1984) – випускник педінституту в Ростові-на-Дону, аспірант Г.А. Тихова, науковець лабораторії астрофізики інституту ім. Лесгафта (Ленінград), докторант Пулковської обсерваторії. У 1944 р. за запрошенням С.К. Всехсвятського він працював у Київській астрономічній обсерваторії, з 1945 р. – доцент, а згодом – професор кафедри астрономії. Наукові інтереси – теоретична астрофізика, загальна теорія відносності та її застосування в астрономії [2, 4].

Очолити обсерваторію, О.Ф. Богородський зосередив свою увагу на зміцненні її інструментальної бази та підвищенні теоретичного рівня виконуваних тут робіт. В 1952–1954 рр. силами співробітників обсерваторії М.Я. Яковкіна, П.М. Полупана, М.В. Стешенка створено дифракційний спектрограф, що дозволило розпочати спектральні дослідження активних сонячних утворень і створило умови для виконання низки цікавих спостережень і теоретичних робіт із фізики Сонця (рис. 4). В 1956–1957 рр. Астрономічна обсерваторія активно готується до участі у важливому науковому проекті – Міжнародному геофізичному році (МГР). У цей час було збудовано дві заміські спостережні бази обсерваторії (с. Трипілля, с. Лісники), замовлено апаратуру, розроблено методичку та підготовлено спеціалістів для проведення спостережень. У рамках МГР з 1957 р. співробітники обсерваторії та радіофізичного факультету розпочали фотографічні та радіолокаційні спостереження метеорів. Ці роботи стали початком нового наукового напрямку в університеті, який успішно розроблявся протягом багатьох років.

Крім цього, обсерваторія придбала новий стандартний фотосферно-хромосферний телескоп АФР-2, що дало їй можливість стати однією з базових станцій Служби Сонця СРСР. Був модернізований також один з основних інструментів обсерваторії – меридіанне коло, унаслідок чого результати спостережень на ньому стали основою кількох каталогів положень зір. В 1957 р. за розпорядженням Мінвузу при Астрономічній обсерваторії створено станцію візуальних спостережень штучних супутників Землі, яка більше 30 років забезпечувала ефемеридну службу ШСЗ. Співробітники обсерваторії під керівництвом О.К. Осипова і М.Я. Чернеги проводили фотографічні, фотометричні спостереження супутників за міжнародними та загальносоюзними програмами. З 1963 р. Астрономічна обсерваторія організувала спостереження дотичних покрить зір Місяцем в експедиційних умовах. Участь студентів у цих роботах покращувала підготовку спеціалістів-астрономів в університеті.



Рис. 4. Горизонтальний сонячний телескоп

Важливим моментом у розвитку обсерваторії стало надання їй Постановою Ради Міністрів СРСР у 1969 р. статусу наукової установи, що сприяло закріпленню у штаті провідних науковців, відзначилось на подальшій діяльності наукового колективу.

О.Ф. Богородський за станом здоров'я в 1972 р. залишив посаду директора, продовжуючи роботу в університеті на посаді професора кафедри астрономії. Директором обсерваторії було призначено доцента П.Р. Романчука. Павло Родіонович Романчук народився 11 березня 1921 р. у с. Засулля Роменського району Сумської області. В 1939 р. поступив у Херсонський педагогічний інститут, але через місяць був призваний у армію. Проїшов усю війну, за героїзм при форсуванні Дніпра удостоєний звання Героя Радянського Союзу. Після війни, у 1946 р., поступив на фізичний факультет Київського університету. Після закінчення працював викладачем фізики, а 1957 р. вступив у аспірантуру на кафедру астрономії університету. З 1963 р. працював викладачем кафедри експериментальної фізики університету, а з 1970 р. – викладачем кафедри астрономії.

Після призначення у 1972 р. директором обсерваторії П.Р. Романчук доклав значних зусиль для розвитку нових наукових напрямів і зміцнення матеріальної бази обсерваторії [2, 4]. Ще в 1969 р. за його ініціативи було отримано фінансування робіт із прогнозування сонячної активності і створено науково-дослідну групу із цього напрямку. Протягом наступних років Астрономічна обсерваторія отримала фінансування за урядовими постановами (чотири теми за постановами ДКНТ СРСР та Ради Міністрів України) для розвитку цього наукового напрямку. В 1977 р. було завершено будівництво нової спостережної станції в с. Пилиповичі.

Наприкінці 1987 р. на посаду директора призначено В.В. Тельнюка-Адамчука, фахівця в області фундаментальної астрометрії [2]. Володимир Володимирович Тельнюк-Адамчук народився 4 листопада 1936 р. у с. Іскрівка Якимівського району Запорізької області. Закінчив металургійний факультет Київського політехнічного інституту (1958) та механіко-математичний факультет Київського університету (1965). З 1958 по 1962 рік працював на Ново-Краматорському машинобудівному заводі, а з 1962 – почав працювати в Астрономічній обсерваторії. Ним заново опрацьовано меридіанні спостереження Фабріціуса та створено зведений каталог положень та власних рухів 520 біляполюсних зір. Під його керівництвом була закінчена міжнародна робота київських астрономів з об'єднання каталогів програми "Яскраві зорі" у зведений каталог положень та власних рухів 5115 яскравих зір усього неба в системі FK5.

Після звільнення С.К. Всехсвятського з посади директора Астрономічної обсерваторії відбулось фактичне розділення наукових колективів обсерваторії і кафедри. На кафедрі розроблялися проблеми кометної астрономії, велися дослідження сонячної корони, явищ у навколоземному космічному просторі. У 70-х рр. на спостережній станції в с. Лісники встановлено два дзеркальні телескопи АЗТ-8 та АЗТ-14, на яких, в основному, ведуться спостереження малих тіл сонячної системи.

Із метою концентрації зусиль на розробці актуальних проблем астрономії, за наказом ректора університету, упродовж 1986–1987 рр. відбувається об'єднання наукових підрозділів обсерваторії й кафедри астрономії. Частина наукових співробітників кафедри була переведена у штат Астрономічної обсерваторії (В.Г. Іванчук, К.І. Чурюмов, С.І. Мусатенко та ін.).

У ці ж роки у штат обсерваторії зараховано групу теоретиків, які під керівництвом К.А. Пірагаса в Інституті стандартизації та метрології України Держстандарту СРСР займалися проблемами релятивістської астрофізики (В.І. Жданов, С.Л. Парновський, Ю.М. Кудря, О.М. Александров). Також штатним співробітником обсерваторії стала відома вчена з позагалактичної астрономії В.Ю. Караченцева.

Таким чином, у 90-х рр. минулого сторіччя сформувалися наукові напрями, а відповідно до них і структура обсерваторії, які залишаються стабільними і на початку XXI ст., а саме: фундаментальна астрометрія та малі тіла Сонячної системи; астрофізика; сонячна активність та сонячно-земні зв'язки.

У листопаді 2001 р. вченою радою університету директором Астрономічної обсерваторії обрано доктора фіз.-мат. наук Б.І. Гнатика. Богдан Іванович Гнатик народився 22 січня 1952 р. у с. Бережанка Борщівського району Тернопільської області. Закінчив фізичний факультет Львівського державного університету, працював в Інституті прикладних проблем механіки і математики НАН України (м. Львів). Його основні наукові інтереси зосереджено в галузі космічної газодинаміки та астрофізики високих енергій. Із приходом Б.І. Гнатика в обсерваторії започатковано новий науковий напрям – астрофізика високих енергій.

У 2004 р. наказом ректора, за рішенням вченої ради університету, Астрономічну обсерваторію реорганізовано в науково-дослідну лабораторію "Астрономічна обсерваторія" зі зміною статусу та структури. Зокрема, обсерваторію приєднано до кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету як структурний підрозділ. Низка установ, в основному астрономічних обсерваторій, надіслали ректору університету свої звернення про необхідність скасування цього рішення.

Нарешті, 2008 р. вчена рада університету за клопотанням вченої ради фізичного факультету університету прийняла ухвалу про відновлення статусу Астрономічної обсерваторії і ректор Л.В. Губерський видав наказ про її реорганізацію в окремий підрозділ університету. Наприкінці 2008 р. директором Астрономічної обсерваторії обрано канд. фіз.-мат. наук В.М. Єфіменка.

Важлива роль у розвитку наукової роботи в обсерваторії належить науковій бібліотеці, яку було організовано одночасно зі створенням обсерваторії у 1845 р. Тоді до фондів бібліотеки надійшли 900 томів зі спадщини видатного німецького астронома Ольберса (1758–1840), що містила унікальні раритети: прижиттєві видання Коперника (1542 р.), Ньютона, Декарта, багато інших публікацій, що складають велику наукову та історичну цінність. За час існування обсерваторії завдяки традиційному для астрономічних установ книгообміну накопичено та зібрано близько 30 тис. томів унікальних видань.

Бібліотека підтримує контакти із сотнею обсерваторій світу, серед яких такі провідні установи, як US Naval Observatory (США), Royal Greenwich Observatory (Великобританія), Harvard College Observatory (США), ESO (Європейська південна обсерваторія), установи NASA (США), Palermo (Італія), Стразбурзький центр даних (Франція) та ін. У результаті цих контактів університетська обсерваторія отримує провідні міжнародні періодичні й інші видання. Фондами бібліотеки користуються вчені Києва, України.

Слід згадати основні наукові результати науковців-астрономів університету. Університетські астрометристи виконали сотні тисяч спостережень зір, комет, планет (В.І. Фабриціус, М.П. Диченко, В.К. Дрофа, М.Я. Чернега, В.В. Тельнюк-Адамчук), створили десятки позиційних каталогів, зокрема сучасних високоточних каталогів координат позагалактичних радіоджерел – носіїв міжнародної системи відліку на небі.

Університетські геліофізики, починаючи з 1930-х рр., виконали низку високоякісних спостережень сонячної корони, споряджаючи численні експедиції у райони повних сонячних затемнень. Географія експедицій охоплює весь світ від островів Полінезії до арктичних пустель узбережжя Льодовитого океану. Саме в Київському університеті вперше впритул підійшли до розуміння природи сонячної корони: наприкінці 50-х рр. розроблено концепцію динамічної корони (Є.О. Пономарьов), що за Ю. Паркером (США) дістала назву "сонячного вітру".

Спостерігаючи у 60-х рр. Юпітер із телескопом обсерваторії проф. С.К. Всехсвятський уперше висловив здогадку, про наявність у Юпітера кілець (подібних до кілець Сатурна). Польоти американських міжпланетних космічних апаратів "Voyager-1 та 2" підтвердили блискучий висновок українського вченого, а наземні спостереження Урана та Нептуна показали наявність кілець у них.

Зростання інтересу до вивчення впливу сонячної активності на геофізичні, біологічні та метеорологічні явища, необхідність забезпечення радіаційної безпеки космічних польотів висувають обсерваторію на початку 70-х рр. у коло провідних центрів із досліджень закономірностей сонячної циклічності та сонячно-земних зв'язків. Вивчалася природа глобального та локального геліомагнетизму, сонячних спалахів, статистичні закономірності виникнення та еволюції активних явищ на Сонці. Розроблені в обсерваторії прогностичні методи використано в оперативному прогнозуванні індексів сонячної активності для наукових та практичних потреб.

Астрономи університету брали участь у наземному забезпеченні космічних місій до комети Галлея (ВЕГА), до Марса (Фобос). Науковці відкрили дві комети (К.І. Чурюмов, С.І. Герасименко). Виготовлені київськими астрономами прилади працювали на борту космічних апаратів серії "Інтеркосмос", "Метеор". Київський університет успішно брав участь у роботах за космічними проектами "Попередження", "Інтербол" та ін.

Університет плідно співпрацює з Головною астрономічною обсерваторією з перших днів її створення. Співпраця набула нових форм та змісту після укладення Угоди про створення науково-навчального комплексу з астрономічних та космічних досліджень. Сьогодні науковцями наших установ виконуються спільні дослідження в лабораторії фізики атмосфери, ведуться астрономічні спостереження на спільній спостережній станції в с. Лісники, розробляються перспективні космічні проекти (AEROZOL-UA), учені Головної астрономічної обсерваторії є виконавцями бюджетних наукових тем Астрономічної обсерваторії університету. Упродовж багатьох років науковці двох обсерваторій плідно працювали над реалізацією важливих наукових проектів (Вега, Фобос, Аерозоль).

Серед основних досягнень астрономів Київського університету, визнаних міжнародною наукою, із часу заснування обсерваторії дотепер відзначимо такі:

- великий об'єм та висока якість спостережень із меридіанним колом, що увійшли у світову скарбницю позиційної астрономії і використані міжнародною спільнотою для створення та підтримки систем відліку на небі (М.Я. Чернега, В.В. Тельнюк-Адамчук);
- низка експедицій для спостережень сонячних затемнень (розпочатих 1936 р. завдяки енергії проф. С.К. Всехсвятського), отримання високоякісних зображень сонячної корони, вивчення форм корони, її магнітних структур, утворень у короні, розробка працівниками кафедри астрономії (Є.О. Пономарьов та ін.) концепції динамічної корони Сонця;
- розробка теорії світіння протуберанців (М.А. Яковкін, М.Ю. Зельдіна);
- спостереження та вивчення кометних та метеорних явищ, створення моделей метеорних явищ, нових принципів та техніки спостережень, вивчення закономірностей астероїдів (В.Г. Кручиненко); підтверджені космічними спостереженнями завбачення (проф. С.К. Всехсвятського) кільцевих утворень навколо великих планет, вулканічних явищ на їх супутниках;
- результати досліджень із загальної теорії відносності та її застосування в астрономії (проф. О.Ф. Богородський, А.В. Манджос).

В останні роки науковці Астрономічної обсерваторії та кафедри астрономії беруть участь у виконанні важливих наукових проектів, де досягли значних успіхів.

У 2006 р., у рамках проекту "Створення та підтримка комп'ютерного центру обробки даних супутникових спостережень місії ІНТЕГРАЛ", спільно з кафедрою астрономії, кафедрою квантової теорії поля фізичного факультету університету, Інститутом теоретичної фізики НАН України, Женевською обсерваторією та INTEGRAL Science Data Center (Швейцарія) створено ВІРГО-обсерваторію. ВІРГО – забезпечує доступ до сучасних спостережень космічних рентгенівських та гамма-телескопів і відкриває можливість використання даних космічних місій для наукових досліджень у галузі космофізики, астрофізики високих енергій та ін. Дослідження з релятивістської астрофізики, фізики високих енергій виконувались у рамках цільової комплексної програми наукових досліджень НАН України "Астрофізичні і космологічні проблеми прихованої маси і темної енергії Всесвіту". Результати цих досліджень удостоєні Державної премії України з науки і техніки 2014 р. за роботу "Будова та еволюція Всесвіту на галактичних та космологічних масштабах, прихована маса і темна енергія" (у складі колективу українських астрономів В.І. Жданов) та двох премій Президента України для молодих учених (О.В. Федорова, 2012 р. і О.В. Мельник, 2014 р.).

Останніми роками міжнародна співпраця зсувається в бік досліджень астрономічних джерел випромінювання в рентгенівському та гамма-діапазонах із використанням даних космічних місій XMM-Newton, Chandra, INTEGRAL, Fermi та ін. Науковці університету мають унікальну можливість доступу до даних спостережень цих місій на Віртуальній Рентгенівській та Гамма Обсерваторії – ВІРГО.

Наслідком революційних відкриттів у галузі астрономії стало впровадження у широкий науковий вжиток таких понять, як "темна матерія" і "темна енергія". Зі спостережень наднових зір та вимірювань так званого "реліктового" випромінювання було визначено, що приблизно 70 % середньої густини маси Всесвіту складає так звана "темна

енергія", а 25 % – небаріонна "темна матерія". Це достовірні висновки, вони перевірені багатьма способами і постійно уточнюються. Співробітники обсерваторії (В.Ю. Караченцева, С.Л. Парновський, Ю.М. Кудря) брали участь у міжнародних програмах із вивчення розподілу галактик на масштабах порядку 10 Мпк, які стали одним з аргументів визначення густини маси Всесвіту.

Перспективними є наукові проекти з релятивістської астрофізики та астрофізики високих енергій. Останні два десятиліття були дуже плідними для розвитку релятивістської астрофізики та космології – напряму, який пов'язаний із дослідженнями екстремальних густин маси та енергії за суттєвого викривлення простору часу згідно з ейнштейнівською загальною теорією відносності, за небачених у земних умовах енергій випромінювання. Такі умови були у ранньому Всесвіті, вони характерні для центральних областей активних галактичних ядер – де ховаються загадкові чорні діри з масами в десятки та сотні мільйонів мас Сонця, для околиць пульсарів та магнетарів – нейтронних зір із надпотужними магнітними полями.

Астрофізика високих енергій – новий напрям сучасної астрофізики, присвячений дослідженню високоенергетичних процесів в астрофізичних об'єктах, пов'язаних із прискоренням релятивістських частинок – космічних променів – до енергій, що суттєво перевищують можливості земних прискорювачів. Професор Б.І. Гнатик отримав важливі результати щодо механізмів прискорення космічних променів надвисоких енергій та їх поширення в міжгалактичному середовищі; він координує зусилля українських колег у міжнародному консорціумі СТА [9].

Університет виступив ініціатором та організатором приєднання України до СТА та складає основу Українського консорціуму в СТА (у 2015 р. Україну прийняли дійсним членом до міжнародної СТА-колаборації). Проект СТА має винятково важливе значення для розвитку не тільки астрофізики високих енергій, але й фізики фундаментальних взаємодій, оскільки його проблематика включає як астрофізичні задачі, так і пошуки частинок темної матерії, перевірку дотримання лоренц-інваріантності, пошук гамма-променів від джерел гравітаційних хвиль тощо.

Науковцями обсерваторії продовжено роботи з вивчення **малих тіл Сонячної системи**. Серед важливих результатів назвемо такі: виведена інтегральна функція акреції космічної речовини на Землю у широкому інтервалі мас; одержано дані про те, що загальний доплив космічних тіл у інтервалі мас від  $10^{-12}$  г до  $10^{22}$  г становить  $4,2 \cdot 10^{10}$  г/рік; запропоновано простий метод числового інтегрування рівнянь руху тіл сонячної системи. За цим методом обчислено еволюцію орбіт астероїдів, що наближаються до Землі в наступні 100 років та визначено потенційно небезпечні серед них. Вивчено фізичні умови в нейтральних комах та плазмових хвостах багатьох комет.

Серед важливих подій останнього часу цього напряму безумовно є посадка космічного апарата Європейського космічного агентства "Rosetta" на комету Чурюмова – Герасименко, яка була здійснена за рішенням **Європейського космічного агентства (проект "Rosetta")**. 23 жовтня 1969 р. українські астрономи К. Чурюмов та С. Герасименко, співробітники Київського університету, відкрили нову комету 67P/Churyumov-Gerasimenko. Це короткоперіодична комета з періодом обертання навколо Сонця 6,44 років. Орбіта комети міститься у площині екліптики, що зробило її зручною для досягнення космічними апаратами (КА). Як згадувалось вище, Європейське космічне агентство обрало цю комету для направлення до неї космічної місії "Rosetta". Старт відбувся 2 березня 2004 р. Це перша комета, яку досягнув КА (6 серпня 2014 р.), став її супутником і супроводжував через всю внутрішню Сонячну систему аж до 30 вересня 2016 р., коли закінчив своє існування на поверхні комети, передаючи на Землю науковий матеріал. Це перша комета, на поверхню якої 12 листопада 2014 р. було посаджено космічний модуль "Philae" ("Філі"). На борту орбітального апарата "Rosetta" і на борту посадкового модуля було багато приладів (21) для комплексного дослідження ядра і навколяядерного простору комети впродовж тривалого часу.

У ході космічного експерименту накопичено величезний обсяг даних та отримано важливі результати: детальна картографія та геологія ядра, фізичні властивості поверхні ядра та атмосфери, ізотопний склад речовини, взаємодія коми комети із сонячним випромінюванням, зміни в кометі під час наближення до Сонця і т. д. Виявилось, що ядро комети Чурюмова – Герасименко складається із двох частин (планетезималей), які мають дещо різні характеристики як за розміром ( $4,1 \times 3,3 \times 1,8$  км та  $2,6 \times 2,3 \times 1,8$  км), так і за складом (рис. 5). Завдяки вивченню комети Чурюмова – Герасименко стало зрозумілим, які процеси можуть приводити до руйнування кометних ядер. Виявилось, що ядро комети майже таке ж чорне, як вугілля: частка відбитого світла (альbedo) складає 3–6 % для різних ділянок поверхні (для вугілля альbedo близько 4 %). Дослідження "Філі" разом зі спектральними даними вказують на дуже високий



Рис. 5. Ядро комети Чурюмова – Герасименко з відстані 26,6 км від поверхні 19 вересня 2014 р.

вміст високомолекулярних органічних сполук у поверхневому шарі ядра. Густина ядра близька до  $0,5$  г/см<sup>3</sup>, що свідчить про високу пористість ядра (70–80 %). Пилові частинки мають чітко виражену ієрархічну структуру. Це означає, що вони поділені на окремі фрагменти (кластери), які скріплені між собою легкою речовиною. Кластери у свою чергу складені з невеликих частинок довільної форми. Така структура – це свідчення процесів утворення ядра під час конденсації газопилової туманності.

2019 р. співробітники обсерваторії В.К. Розенбуш і І.В. Лук'яник за роботи з досліджень малих тіл сонячної системи отримали Премію НАН України ім. Барабашова.

Серед результатів із **сонячної активності та сонячно-земних зв'язків** слід назвати такі: запропоновано нові методи діагностики густини сонячної плазми; показано існування надпотужних (до 100 кГс) магнітних полів у сонячних спалахах; розроблено механізм генерації глобального тороїдального магнітного поля у глибоких шарах Сонця внаслідок впливу радіального градієнта кутової швидкості на полоїдальне магнітне поле реліктового походження; вивчено можливості за-

вбачення сонячних проявів, створено методи прогнозування сонячної активності; за міжнародною програмою з вивчення структури і динаміки корони отримано якісні знімки корони (1990, Чукотка; 1991, Мексика; 1994, Бразилія; 1999, Румунія); за цими та іншими матеріалами вперше виявлено існування повільних викидів зі швидкістю 5–7 км/с у внутрішній короні та повільних транзйентних збурень, що охоплюють протяжні активні області й пов'язані з великими активними протуберанцями; за результатами спостережень сонячних затемнень розроблено методику визначення діаметра Сонця. Одержані результати свідчать про те, що застосований для цього метод фотометричних спостережень затемнень Сонця, є одним із перспективних методів визначення його діаметра.

Окремо коротко слід зупинитися на наукових дослідженнях співробітників кафедри астрономії [4]. Початок епохи інтенсивного вивчення навколоземного космічного простору було покладено запуском першого штучного супутника Землі в 1957 р. Один з основних напрямів робіт, які виконувалися лабораторією фізики космосу кафедри астрономії та фізики космосу, визначився ще в період проведення Міжнародного геофізичного року (МГР, 1957–1958 рр.) – дослідження полярних сьйв та іоносфери Землі. Експедиції співробітників кафедри в полярні широти (Якутія, бухта Тіксі, о. Мостах) споряджалися переважно на зимові сезони і в наступні роки. Тривалі систематичні фотографічні спостереження полярних сьйв стали основою подальшого ґрунтового вивчення фізики, морфології та динаміки полярних сьйв, як оптичного прояву геомагнітних збурень та взаємодії авроральних частинок із верхньою атмосферою Землі.

З 1996 р. геофізичні дослідження (магнітне поле, озоновий шар, іоносфера) за участі співробітників кафедри здійснюються на українській антарктичній станції "Академік Вернадський" [4–7]. Співробітники НДЛ фізики космосу взяли активну, а іноді і ключову, участь у поверненні України до Антарктики, до антарктичних досліджень і вивчення іоносфери та магнітосфери в полярних регіонах. Так завідувач НДЛ фізики космосу Г.П. Міліневський був першим керівником станції "Академік Вернадський" під час першої зимівлі і приймав станцію "Фарадей" від Британської антарктичної служби, підіймав прапор України над станцією 6 лютого 1996 р. (рис. 6). На станції також працював під час зимівлі співробітник НДЛ фізики космосу М.А. Леонов. На станції "Академік Вернадський" (рис. 6) одразу після передачі станції виконувались дослідження за двома головними науковими напрямками: 1) вимірювання навколишнього природного середовища в Антарктиці; 2) дослідження верхньої атмосфери, іоносфери та магнітосфери. Головними сучасними напрямками досліджень на антарктичній станції "Академік Вернадський" є фізика атмосфери та ближнього космосу, фізика озонового шару, метеорологія та клімат, гідрологія, дослідження вікового ходу геомагнітного поля, сейсмоакустичні дослідження, гляціологія, екологія, моніторинг навколишнього середовища, біологія, медико-фізіологічні дослідження. Дослідження озону над Антарктикою стимулювали створення силами наших співробітників пункту ознометричних спостережень у Києві. Астрономи давно напрацювали спеціальні методи досліджень спектральної прозорості атмосфери та врахування її впливу на результати астрономічних спостережень, чим заклали основи так званих дистанційних методів досліджень земної атмосфери. Сучасні засоби таких досліджень засновані на вимірюваннях спектрального потоку сонячного випромінювання, що досягає поверхні Землі (наземні засоби) або ж відбитого від земної поверхні та розсіяного в атмосфері (зі штучних супутників Землі).



Рис. 6. Підняття прапора України над станцією "Академік Вернадський" 6 лютого 1996 р.

Дослідження оптичних характеристик земної атмосфери, зумовлених аерозолем, та вмісту, динаміки і характеристик аерозольних частинок в атмосфері над Києвом, а пізніше й над іншими регіонами України, розпочалися в Київському університеті 2008 р. із заснування у Києві спостережної станції мережі AERONET/PHOTONS [4, 6]. Це було зроблено спільними зусиллями кафедри астрономії та фізики космосу і Астрономічної обсерваторії університету та Головної астрономічної обсерваторії НАН України за допомогою Лабораторії оптики атмосфери університету Лілль (Франція).

За минулі 175 років астрономи Київського університету зробили важливий внесок у дослідження в різних напрямках астрономічної науки, а також у підготовку кваліфікованих кадрів. Так, за роки після Другої світової війни університет випустив більше 670 фахівців-астрономів, серед випускників кафедри 38 докторів наук, 177 кандидатів, академік НАН України, 3 члени-кореспонденти НАН України та РАН, 7 лауреатів Державних премій УРСР та України. Астрономи університету отримують важливі наукові результати, які високо оцінюються світовою науковою громадськістю. Напередодні 175-річчя Астрономічна обсерваторія є всесвітньо відомою науковою установою, що веде дослідження по сучасних наукових напрямках і має кваліфікований колектив науковців, який здатний вирішувати актуальні наукові проблеми сучасної астрономії.

#### Список використаних джерел

1. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка. 150 років. – К. : ВПЦ "Київський університет", 1995. – 260 с.
2. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка. 160 років. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2005. – 260 с.
3. *Всехсвятський С.К.* Вибрані праці / С.К. Всехсвятський. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2005. – 358 с.
4. Киевский университет. Документы и материалы. 1834–1984 / сост. В.А. Замлинский ; ред. кол. : М.У. Белый, Л.В. Губерский, И.И. Ляшко и др. – Киев, 1984. – 191 с.
5. *Чуриумов К.І.* Дослідження комет у Київському національному університеті імені Тараса Шевченка // У кн. : Астрономічна обсерваторія Київського університету імені Тараса Шевченка. 160 років / за ред. В.М. Єфіменка. – К. : ВПЦ "Київський університет". – 2005. – 260 с.
6. Проект "АЭРОЗОЛЬ-УА": Дистанционное зондирование аэрозолей в земной атмосфере со спутника / Я.С. Яцкив, М.И. Мищенко, В.К. Розенбуш и др. // *Космична наука і технологія*. – 2012. – Т. 18, № 4. – С. 3–15.
7. Зміни в розподілі загального вмісту озону в атмосфері над Антарктикою / А.В. Грицай, Г.П. Міліневський, О.М. Євтушевський, А.Р. Клеочук // *Український журнал дистанційного зондування Землі*. – 2016. – № 10. – С. 1–14.
8. The CTA Consortium. Science with the Cherenkov Telescope Array // *World Scientific Publ.* – 2019. – 340 p.

Надійшла до редколегії 11.02.20

В. Єфіменко, канд. физ.-мат. наук

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

## 175 ЛЕТ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ КИЕВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

*В 2020 г. Астрономическая обсерватория отмечает свое 175-летие. Первым директором обсерватории был ученик основателя Пулковской обсерватории академика В.Я. Струве Василий Федорович Федоров. Под его руководством выбрано место для обсерватории, разработан проект (архитектор В. Беретти), построен главный корпус, заказаны основные астрономические инструменты обсерватории. Также он подготовил и читал основные курсы по астрономии и геодезии для студентов университета. После него в университете должность профессора астрономии и директора Астрономической обсерватории занимали известные астрономы А.П. Шидловский, М.Ф. Хандриков, Р.П. Фогель, С.Д. Черный. Главным направлением научных исследований со времени основания обсерватории до 40-х гг. XX в. были астрометрия и теоретическая астрономия. С приходом в Киевский университет в 1939 г. уже широко известного астронома С.К. Всехсвятского, наряду с существующими научными направлениями, начались астрофизические исследования. Он начал в университете изучение малых тел солнечной системы, физики Солнца и солнечной активности, астрофизики, теории относительности. К важнейшим научным достижениям астрономов университета следует отнести работы по определению орбит небесных тел, меридианные наблюдения звезд для создания и поддержки небесной системы координат, многочисленные наблюдения солнечных затмений, в результате которых создана концепция динамической солнечной короны, наблюдения кометных и метеорных явлений и создание их моделей, применение общей теории относительности в астрономии, разработку теории гравитационного линзирования, открытие комет и участие в международном научном проекте Европейского космического агентства "Rosetta" по исследованиям кометы Чурюмова – Герасименко.*

*Ключевые слова: меридианный круг, рефрактор, солнечное затмение, солнечная корона, кометы, метеоры, теория относительности, гравитационное линзирование, ионосфера.*

V. Efimenko, PhD

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## 175 YEARS OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF THE KYIV UNIVERSITY

*In 2020, the Astronomical Observatory celebrates its 175th anniversary. The first director of the observatory was a student of the founder of the Pulkovo Observatory, Academician V.Ya. Struve Vasily Fedorovich Fedorov. Under his leadership, a site for the observatory was selected, a project was developed (by architect V. Beretti), a main building was constructed, and basic observatory astronomical instruments were commissioned. He also prepared and taught basic astronomy and surveying courses for university students. After him at the university, the post of professor of astronomy and director of the Astronomical Observatory was occupied by well-known astronomers A.P. Shidlovsky, M.F. Handrikov, R.P. Vogel, S.D. Chorny. The main area of scientific research since the foundation of the observatory until the 1940s was astrometry and theoretical astronomy. With the arrival at the University of Kyiv in 1939, the already well-known astronomer S.K. Vsekhsviaty, along with existing scientific trends, astrophysical studies began. He started studying the small bodies of the solar system, physics of the sun and solar activity, astrophysics at the University of Kyiv. The most important scientific achievements of the astronomers of the university include the work of determining the orbits of celestial bodies, the meridian observations of stars to create and maintain the celestial coordinate system, numerous observations of solar eclipses, which created the concept of dynamic solar corona, observing comets and meteors, application of the general theory of relativity in astronomy, development of the theory of gravitational lensing, opening of comets and participation in the international scientific project of the European Space Agency "Rosetta" on the research of Comet Churyumov-Gerasimenko.*

*Key words: meridian circle, refractor, solar eclipse, solar corona, comets, meteors, relativity, gravitational lensing, ionosphere.*

УДК 523.985 + 52-337

В. Лоцицький, д-р фіз.-мат. наук  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ**СПЕКТРАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТНИХ ПОЛІВ І ТЕРМОДИНАМІЧНИХ УМОВ  
В АКТИВНИХ ОБЛАСТЯХ НА СОНЦІ**

Наведено основні результати досліджень магнітних полів і термодинамічних умов в активних областях на Сонці, отримані в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (АО КНУ) упродовж останніх 10 років (2010–2019 рр.). За даними космічної обсерваторії *Ninode* оцінено дійсні діаметри гранично маломасштабних (просторово-нероздільних) силових трубок магнітного поля. Цей діаметр виявився в межах 15–20 км, що значно менше, ніж межа просторового розділення найбільших на сьогодні сонячних телескопів ( $\approx 60$  км). За даними спостережень в АО КНУ показано, що в сонячному факелі існували магнітні поля трьох типів: кілогаусові поля в субтелескопічних силових трубках, ділянки фонового поля регулярної полярності і ділянки субтелескопічних полів змішаної полярності. Магнітний потік змішаної полярності перевищував за абсолютною величиною потік усього поля регулярної полярності не менше ніж у 2 рази. У ядрах сонячних плям, які спостерігались на ГСТ АО КНУ та АЦУ-5 ГАО НАН України, виявлено тонкі ефекти зєсманівського розщеплення, які вказують на надсильні магнітні поля напруженістю у 5–8 кГс. Полярність магнітного поля у субтелескопічних структурах із такими дуже сильними полями виявлена тією ж, що і у фоновому полі, а доплерівська швидкість становить близько 2 км/с (підйом плазми). Надсильні магнітні поля в діапазоні 5–5,7 кГс виявлено також за даними спостережень на телескопі GST обсерваторії Біг Бер (BBSO), США. Проаналізовано унікальний спостережний матеріал, також отриманий в АО КНУ, щодо області сейсмічного джерела винятково потужного сонячного спалаху 28 жовтня 2003 р. бала X17.2 / 4B – третього в рейтингу за величиною рентгенівського потоку за останні приблизно 40 років. У цьому спалаху виявлено бальмерівський декремент із рекордним співвідношенням інтенсивностей  $I(\text{H}\beta) / I(\text{H}\alpha) = 1,68$  ліній H $\beta$  і H $\alpha$ , що є безпрецедентним для всіх спостережених спалахів. У цьому спалаху виявлено вказівки на існування особливо сильних магнітних полів у діапазоні декількох десятків кілогаусів. Напівемпірична модель цього спалаху має цікаву особливість, а саме, три дискретні шари з підвищеною концентрацією плазми і температурою, включаючи дуже густий і тонкий шар у хромосфері з такими параметрами: концентрація водню  $n_{\text{H}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , товщина  $\Delta h = 3\text{--}5$  км і висота  $h \approx 1200$  км над рівнем фотосфери. В активних сонячних протуберанцях виявлено досить сильні магнітні поля (до 4 кГс) на висотах 3–14 Мм. Моделювання профілів спектральних ліній у межах двокомпонентної моделі показало, що дійсна величина локальних магнітних полів може бути ще більшою принаймні у 3 рази. Запропонована теоретична МГД модель, згідно з якою такі високі напруженості виникають у безсилових магнітних джгутах із характерним масштабом 300 км.

**Ключові слова:** Сонце, сонячна активність, спектрально-поляризаційні спостереження, магнітні поля, термодинамічні умови, сонячні факели, плями, спалахи, протуберанці, напівемпіричні моделі.

**Вступ.** Сонце – не тільки найближча, але багато в чому унікальна зоря. Вона є зорею стабільного типу, із незначною зміною світності, але зі значними змінами сонячної активності. Сонячна активність є дуже складним явищем в атмосфері Сонця, яке має магнітну природу. Її вивчення має велике значення для фундаментальної науки і прикладних досліджень. Сонце, по суті, є відносно недалекою від нас космічною лабораторією, де реалізуються такі фізичні умови і процеси, яких неможливо досягти в земних лабораторіях і які неможливо вивчити детально на інших, значно більш далеких зорях. Враховуючи те, що сонячні магнітні поля є дуже неоднорідними, маломасштабними, важливо вивчати їх за допомогою сонячних телескопів із максимальними вхідними апертурами, а також методами, які дозволяють отримувати достовірну інформацію про фізичні умови на Сонці у просторово-нероздільних (субтелескопічних) масштабах.

Сонячна активність має різні спостережні прояви на різних висотах в атмосфері Сонця. У найглибшому доступному для прямих спостережень шарі атмосфери Сонця – його фотосфері (яка відповідає висотам від 0 до 500 км над рівнем формування спектрального континууму у видимій області спектра) сонячна активність проявляється у формі сонячних факелів і плям, в яких зосереджені сильні концентровані магнітні поля (із напруженістю магнітного поля від одного до кількох кілогаусів). У хромосфері Сонця (висоти від 500 до 2000 км) активним областям відповідають хромосферні факели (флокули), а також характерна структура тонких хромосферних волоконць, типова для картини силових ліній лабораторних магнітів. На корональному рівні (висоти більше 2000 км) активні області мають вигляд локальних утворень із підвищеною густиною корональної плазми і температурою, а також із характерною петельною або шоломоподібною структурою. Про локальні магнітні поля у хромосфері й особливо короні майже немає прямих даних, що пов'язано, як буде пояснено нижче, в основному, із методичними причинами.

Метою цієї статті є короткий огляд основних результатів досліджень магнітних полів і термодинамічних умов в активних областях на Сонці, отриманих спектральними методами в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка впродовж останніх 10 років (2010–2019 рр.). Матеріал статті викладено так, що в ній спершу розглядаються прояви активності Сонця на найглибшому рівні (на рівні фотосфери, у сонячних факелах і плямах), потім на більш високому (на хромосферному рівні, у сонячних спалахах) і завершуються розглядом активних утворень у нижній короні (у протуберанцях і лімбових спалахах).

**Сонячні факели.** Сонячні факели є найменш інтенсивним проявом сонячної активності на фотосферному рівні. Вважається, що Сонце є цілком "спокійним", якщо на його диску видно лише грануляцію – конвективні комірки з діаметром близько 1 Мм (1000 км), які мають характерний час існування кілька хвилин (найчастіше 8 хв). При виникненні на Сонці активної області, ще до появи сонячних плям, з'являються саме факели – більш гарячі ділянки фотосфери, які при високому просторовому розділенні розпадаються на яскраві фотосферні гранули. Факели оточують групу плям упродовж усього часу її розвитку – від появи і до поступового розпаду. Коли група сонячних плям повністю розпадається і зникає, на місці її існування знову залишаються лише сонячні факели.

Магнітні поля у сонячних факелах вимірюють за допомогою ефекту Зеемана. Цей ефект є основним інструментом для прямих вимірювань магнітних полів Сонця й інших зірок. При однорідному магнітному полі цей ефект має двоякі спектральні прояви: а) розщеплення спектральної лінії на кілька компонент; б) поляризація цих компонент



розщеплення. За величиною розщеплення компонент можна виміряти напруженість магнітного поля, а по поляризації компонент – його полярність, а також орієнтацію вектора напруженості магнітного поля. Певна поляризація компонент розщеплення може бути вагомим (іноді – вирішальним) аргументом на користь того, що спостережувані зміни у профілях ліній обумовлені саме магнітним полем, а не, наприклад, ефектом Доплера.

Однак в окремих випадках ефект Зеємана може спостерігатись і без наявності поляризації у профілі спектральної магніточутливої лінії. Наприклад, це може бути тоді, коли на вхідну щілину спектрографа проєктуються просторово-нероздільні (субтелескопічні) ділянки, що мають протилежні магнітні полярності, але однакові напруженості й фактори заповнення компонент із протилежною полярністю. Тоді стоковий профіль  $I$  цієї лінії буде дещо розширеним або й розщепленим (залежно від напруженості магнітного поля), тоді як стоковий профілі  $Q$ ,  $U$  та  $V$  будуть близькі до нуля скрізь у сфері довжин хвиль спектральної лінії. Діаметри найтонших магнітних силових трубок у фотосфері близько 15–20 км [4], тому при спостереженнях навіть із найсучаснішими сонячними телескопами типу GREGOR або GST BBSO, які мають дифракційну межу просторового розділення близько 60 км, такі силові трубки просторово не розділяються і їм відповідає за межами сонячних плям дуже малий фактор заповнення  $f$ , тобто для них  $f \ll 1$ .

Нині переважає така точка зору: вказані неоднорідні магнітні поля змішаної полярності можна вимірювати лише на основі спостереження ефекту Ханле. Це дійсно так, але лише для напруженостей не вище 100–200 Гс [33]. При сильніших полях ефект Ханле незастосовний, однак саме в цьому діапазоні напруженостей, як показано в роботі [10], можна використовувати ефект Зеємана для оцінювання величини таких різнополярних магнітних полів.

Виявити магнітні поля протилежних полярностей можна тоді, коли зіставити спостережені півширини стокових профілів  $I$  для ліній із різною магнітною чутливістю. На основі розрахунків теоретичних профілів ліній було показано, що, використовуючи лінії Fe I 5247.1 і 5250.2 з високими факторами Ланде (2.0 і 3.0, відповідно), майже однаковою глибиною формування і температурною чутливістю, можна вимірювати знакозмінні заплутані поля з напруженостями вище 150–200 Гс, якщо точність вимірювання відношення півширин стокових профілів  $I$  цих ліній на рівні 1 %. Якщо ж точність вимірювання цього відношення підвищити до 0,5 %, то таким чином можна вимірювати знакозмінні магнітні поля, починаючи із 70–100 Гс. Це означає, що можна стикувати між собою діапазони реєстрації цих полів на основі ефектів Ханле і Зеємана. З урахуванням використання запропонованого методу встановлено, що у сонячному факелі, який спостерігався 6 серпня 2013 р. у хвостовій частині активної області NOAA 1809, напруженість знакозмінних магнітних полів була  $\pm 650$  Гс, якщо вважати магнітне поле чисто поздовжнім. На основі аналізу цих даних, а також результатів інших досліджень можна зробити висновок про те, що в дослідженому факелі ймовірно існували магнітні поля трьох типів: кілогауссові поля  $B_{fluxtube}$  в субтелескопічних силових трубках, ділянки фонового поля  $B_{backgr}$  регулярної полярності [27] і ділянки субтелескопічних полів  $B_{mixpol}$  змішаної полярності. Магнітний потік заплутаних знакозмінних полів за абсолютною величиною перевищував потік усього регулярного поля з напруженостями  $B_{fluxtube}$  та  $B_{backgr}$  не менше ніж у 2 рази [10].

Переважно вважається, що за межами сонячних плям  $B_{fluxtube} = 1\text{--}2$  кГс [31, 33]. Така оцінка отримана по лініях із високою магнітною чутливістю і не виключає існування більш сильних магнітних полів. Для оцінки локальних магнітних полів у ширшому діапазоні була використана лінія Fe I 5233, яка чутлива до спектральних ефектів від магнітних полів у діапазоні до  $\leq 15$  кГс. Були досліджені бісектори профілів  $I \pm V$  лінії Fe I 5233 у сонячному факелі, який спостерігався 07.08.2013 р. на ешелюному спектрографі ГСТ АО КНУ. Отримані дані свідчили про несприятливий для цієї лінії наближення слабкого однокомпонентного магнітного поля. На це вказує дуже значна (до 5 раз) відмінність розщеплення бісекторів у різних частинах профілю лінії. Тонший ефект виявлено при аналізі середньоквадратичного відхилення спостереженого розщеплення бісекторів від лінійного тренду. На віддалі від центра лінії близько 120 мÅ це відхилення є максимальним порівняно з шумовими ефектами і вказує на ймовірне існування локальних магнітних полів із напруженістю близько 7.4 кГс [12]. Спостережені свідчення щодо таких екстремально сильних магнітних полів, що зосереджені у просторово-нероздільних структурах і мають дуже малий фактор заповнення, виявлено також у спектрах сонячних плям.

Діагностику просторово-нероздільних магнітних полів на Сонці можна здійснювати іншим шляхом, а саме, моделюванням сонячної магнітоконвекції за допомогою сучасних програмних кодів, розрахунком профілів ліній для відповідної моделі сонячної атмосфери і вивченням діагностичних залежностей, які дають зв'язок між параметрами магнітного поля і параметрами зеєманівського розщеплення спектральних ліній. Для цього в роботі [6] використано код MURAM для моделювання 3D-MHD магнітоконвекції. Для відповідної моделі атмосфери використано програмний код NICOLE для розрахунку профілів Стокса спектральних ліній Fe I 6301,5 і 6302,5 Å. На основі аналізу цих ліній розглянуто три різні методи визначення фактора заповнення сильних магнітних полів і з'ясовано, що найбільш однозначні висновки можна отримати, якщо аналізувати ширину піків параметра Стокса  $V$  лінії Fe I 6301,5.

**Сонячні плями** – добре видимі прояви сонячної активності з повільною еволюцією і тривалим часом існування. Їх діаметр у межах від кількох до  $\approx 150$  Мм, що набагато більше, ніж межа просторового розділення сучасних сонячних телескопів (0,06–0,1 Мм). Саме тому вони є досить зручними об'єктами для спостережень і вимірювань у них магнітного поля. З'ясовано, що сонячні плями можуть мати різну магнітну полярність і напруженість магнітного поля у межах, як правило, 2000–3000 Гс, і дуже рідко 4000–6000 Гс [9].

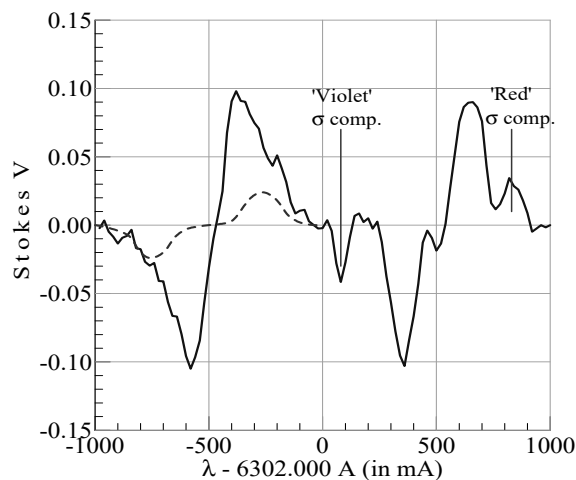
У розвинених плямах із тінню і півтінню напруженість магнітного поля в середньому, зростає з розміром плями. Саме в тінях сонячних плям можна прямим чином виміряти важливу характеристику магнітного поля – модуль вектора напруженості. Така можливість може бути реалізована завдяки тому, що при магнітних полях у 2–3 кГс зеєманівське розщеплення  $\Delta\lambda_n$  є повним для деяких вузьких ліній нейтрального заліза Fe I з півшириною близько 0,1 Å і великими факторами Ланде ( $g = 2,5\text{--}3$ ), тобто при цьому повністю спектрально розділяються зеєманівські  $\pi$ - і  $\sigma$ -компоненти. Регулярні вимірювання напруженостей у тині сонячних плям ведуться візуальним методом за незмінною методикою вже близько 100 років. Нині такі вимірювання регулярно проводять лише в таких обсерваторіях світу, як Маунт Вілсон, Кітт Пік, КрАО, АО КНУ й обсерваторії Уральського університету. Цінність таких даних полягає в їх досить довгому ряді вимірювань, надійності й досить високій точності. Для порівняння можна сказати, що, наприклад, регулярні магнітографічні вимірювання магнітних полів Сонця ведуться на орбітальній обсерваторії SOHO ли-



ше з 1995 р., причому такі вимірювання дають наближено лише поздовжню компоненту вектора напруженості, а не його абсолютну величину. Крім того, магнітографічні вимірювання не дозволяють точно визначити величину магнітного поля в ядрі сонячної плями. Щодо візуальних вимірювань, то при накопиченні великих масивів однорідних даних й узагальненні даних із різних обсерваторій можна виміряти відповідні магнітні індекси сонячних плям ( $H_m$  та  $B_{sp}$ ) із точністю близько 10 Гс або  $10^{-3}$  у відносних одиницях. Така точність, формально, можлива і при магнітографічних даних, але при цьому втрачається фізичний смисл відповідної спостережної характеристики. Адже тоді визначається деякий параметр, залежний від величини магнітного поля, нахилу його силових ліній до променя зору, фактора заповнення тощо. Водночас, при зведенні в єдиний ряд вимірювань у різних обсерваторіях виникають певні методичні проблеми, які детально розглянуто в роботі [9].

Сонячні плями, подібно до інших проявів активності на Сонці, мають дуже тонку структуру магнітних полів і швидкостей. Найбільш виразно цю структуру можна бачити у північній сонячній плямі. Найменші елементи цієї структури, імовірно, просторово не розділяються і саме в них можуть існувати особливо сильні магнітні поля. Їх можна виявити, детально аналізуючи тонкі фотометричні ефекти в зеєманівському розщепленні спектральних ліній.

Із цією метою досліджено кілька великих сонячних плям, які спостерігались у 2002, 2003 і 2014 рр. на горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського університету [13, 18]. У спектрах цих плям виявлено такі особливості: а) непаральність бісекторів профілів  $I \pm V$  лінії Fe I 6301,5 Å із максимумом їх розщеплення на віддалі близько  $\pm 250$  мÅ від центра лінії; б) слабкі вторинні максимуми у профілі Стокса V, розташовані на середній віддалі  $\pm 375$  мÅ від центра лінії Fe I 6302,5 Å (рис. 1).



**Рис. 1.** Спостережені профілі Стокса V спектральних ліній Fe I 6301,5 і 6302,5 Å у сонячній плямі 29.10.2003 р., усереднені на ділянці 5 Мм на Сонці. Вертикальні лінії вказують положення вторинних піків параметра V для лінії Fe I 6302,5 Å. Якщо ці вторинні піки ототожнити з "фіолетовою" і "червоною" зеєманівськими  $\sigma$ -компонентами, то відповідна напруженість магнітного поля становить 8 кГс [13]

Тісна кореляція ( $r = 0,77 \pm 0,06$ ) між ефектами (а) і (б) вказує на те, що це спостережні прояви одного і того ж явища – присутності в тіні сонячних плям субтелескопічних магнітних структур із напруженістю магнітного поля близько 8 кГс [13, 18]. Перш ніж дійти до такого висновку, було детально проаналізовано вплив таких немагнітних факторів, як молекулярні бленди, інструментальна поляризація, аномальна дисперсія. Полярність магнітного поля у структурах із такими дуже сильними полями виявлена тією самою, що і у фоновому полі напруженістю 3–3,5 кГс, а доплерівська швидкість становить близько 2 км/с (підйом плазми). Фактор заповнення  $f$  для відповідних структур досягає значень  $f = 0,2\text{--}0,3$ , причому їх реєстровні прояви вдалося прослідкувати протягом 12 Мм у тіні сонячної плями. Вказано на ймовірний механізм утримання таких структур – скручування силових ліній у магнітних полях безсилового типу. Надсильні магнітні поля в діапазоні 5–5,7 кГс виявлені також за даними спостережень на телескопі GST обсерваторії Біг Бер (BBSO), США [28].

Наведені вище результати щодо величини і структури магнітного поля у сонячних плямах залишають відкритим питання: якою є верхня межа напруженостей магнітного поля у сонячних плямах? Для з'ясування цієї проблеми необхідні нові спостережні дані на інших сонячних телескопах, з іншими інструментальними особливостями і в інших спектральних лініях. У зв'язку із цим були проведені та проаналізовані спостережні дані на горизонтальному сонячному телескопі АЦУ-5 ГАО НАН України. Спостереження проводились у червні–серпні 2015 р. Магнітні поля вимірювалися по зеєманівському розщепленню кількох ліній Fe I, Mn I та Ni I, розташованих у спектрі поблизу ліній Fe I 5434,5 Å та Fe I 6093,66 Å. Ефективні фактори Ланде  $g_{eff}$  цих ліній у межах від  $-0,22$  до  $2,14$ . Виявлено суттєві відмінності вимірюваних напруженостей як для ліній із різними, так і з близькими величинами  $g_{eff}$ . Лінія Fe I 5434,5 Å ( $g_{eff} = -0,014$ ) у деяких місцях сонячних плям виявляє достовірне розщеплення, що відповідає магнітним полям напруженістю 2,5–8 кГс. У всіх досліджених випадках лінія Fe I 6094,419 Å із негативним фактором Ланде ( $g_{eff} = -0,22$ ) розщеплюється у спектрах плям подібно до ліній із позитивним фактором Ланде ( $g_{eff} > 0$ ) [29].

Таким чином, спостереження на АЦУ-5 ГАО підтвердили висновок, отриманий спершу при роботі зі спектральним матеріалом із ГСТ АО КНУ: особливо сильні магнітні поля з напруженістю до 8 кГс дійсно ймовірні у сонячних плямах. Більше того, ці спостереження загострили питання і щодо можливого існування у плямах ще сильніших магнітних полів діапазону  $\sim 10^4$  Гс, які раніше були виявлені у сонячних спалахах [14–17, 19]. Із порівняння стокових профілів  $I$  шести ліній із різними факторами Ланде виявлено, що лінія Fe I 5434,5 Å має додаткове розширення на

20–25 %, яке може відображати наявність у тіні й півтіні плями "заплутаних" магнітних полів із різною полярністю і дуже високою напруженістю. Таким чином, більш чи менш сильні "заплутані" різнополярні магнітні поля ймовірно існують не лише у спокійних областях [33], але також і в сонячних факелах [10]. Їх існування, еволюція і фізичні властивості представляють значний інтерес для сучасної МГД теорії сонячного магнетизму.

**Сонячні спалахи** – спорадичні вибухоподібні процеси в атмосфері Сонця, джерелом енергії яких є магнітні поля. У процесі спалаху магнітна енергія трансформується в інші види енергій – електромагнітного випромінювання, теплових і турбулентних рухів плазми, прискорених частинок, ударних хвиль і корональних викидів [30]. Можна очікувати, що спалах має супроводжуватися зменшенням напруженості магнітного поля і магнітної енергії в області його виникнення. Однак при спостереженнях цей ефект здебільшого або не виявляється, або ж існує лише в одній магнітній полярності, тоді як в іншій полярності він може бути навіть протилежний за знаком. Можливою причиною того, що очікуваний дефіцит магнітної енергії під час спалаху не виявляється, є невраховування чисто немагнітних (викликаних термодинамічними ефектами) змін профілів тих магніточутливих ліній, по яких вимірюється магнітне поле. У деяких випадках це може дати навіть фіктивну вимірну магнітну полярність. Крім того, часто аналізується лише поздовжня компонента поля, і до того ж – у наближенні однокомпонентної моделі. Водночас, на сьогодні вже не викликає сумніву, що магнітні поля в активних і спокійних областях є суттєво структурованими: вони включають як мінімум одну маломасштабну компоненту (яка при сучасному рівні просторового розділення завжди виступає як субтелескопічна, із характерним розміром елементів  $\leq 60$  км), і ще одну більш великомасштабну, фонову. У такому разі, вимірювання в наближенні однокомпонентної моделі дають скоріше магнітний потік, а не напруженість магнітного поля. Для визначення локальних магнітних полів, що відповідають елементам субтелескопічної структури, слід використовувати спеціальні методи; такі методи для випадку спалахів запропоновані в роботах [5, 14–17, 20, 26].

На основі використання обчислювальної програми PANDORA, яка враховує відхилення від ЛТР, побудовано напівемпіричні моделі висотного розподілу фізичних параметрів із висотою у кількох потужних сонячних спалахах [2–3, 8, 22]. Напівемпіричні моделі дозволили встановити, що магнітне поле в області сонячних спалахів є дуже неоднорідним не лише у горизонтальному напрямку, але й по висоті.

Щоб краще узгодити теорію і спостереження, доводилося вводити дві компоненти, що мали напруженості  $B_1$  і  $B_2$ . При цьому обидві компоненти мали максимум в області верхньої фотосфери й температурного мінімуму ( $\lg \tau_5 = -4 \dots -3,5$ ), тоді як у нижній фотосфері ( $\lg \tau_5 = -1,0 \dots 0,0$ ) магнітні поля були значно слабшими або ж навіть близькими до нуля. Це є нетривіальним випадком для сонячної атмосфери: оскільки газовий тиск різко падає з висотою у спокійних областях і саме він, в основному, має підтримувати в рівновазі відповідні силові трубки, там можна очікувати монотонного зменшення величини магнітного поля з висотою. Оскільки у сонячних спалахах маємо зовсім інший випадок – його локальне підсилення у певному діапазоні висот, – то це вказує на дію специфічного механізму підсилення магнітного поля з висотою, можливо, у формі МГД вихору або ж екранованого безсилового поля [25, 32]. Такі структури, теоретично, мають тісний контакт сильних магнітних полів протилежної полярності, які за певних умов можуть давати множинні пересполучення силових ліній із потужним енерговиділенням у формі сонячного спалаху.

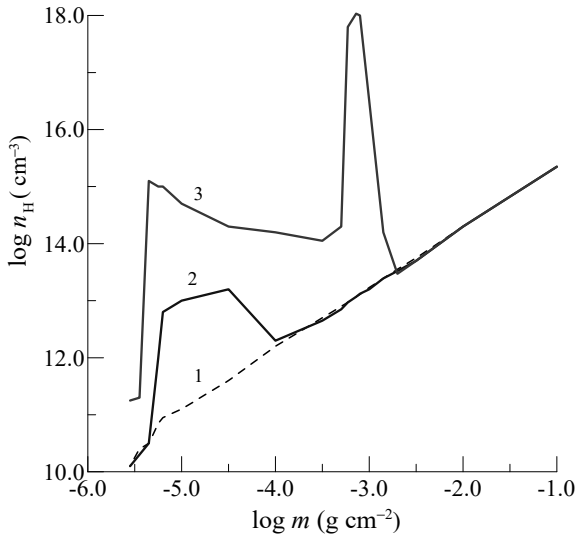
Зазначимо, що немонотонний розподіл магнітного поля з висотою спостерігався не у всіх спалахах [1–3]. Можливо, це залежить від фази спалаху. На користь цього свідчать дані, отримані в роботі [8]. Із них випливає, що в максимумі спалаху існував гострий висотний пік магнітного поля у верхній фотосфері, де напруженість досягала  $200 \text{ мТл} = 2 \text{ кГс}$ . Уже через 4 хв цей пік суттєво зменшився за висотою (до  $1 \text{ кГс}$ ) і змістився у глибші шари фотосфери. А через 10 хв висотний розподіл магнітного поля вже не мав жодних локальних піків і якісно був майже таким, як у незбуреній атмосфері. Показово, що турбулентні швидкості  $v_t$  при цьому поступово підсилювались у процесі спалаху. Це є прямим свідченням перетворення магнітної енергії на енергію механічних рухів плазми в області спалаху.

Ще суттєвіші локальні неоднорідності у висотному розподілі фізичних параметрів були виявлені у винятково потужному сонячному спалаху 28 жовтня 2003 р. бала X17.2 / 4B – третьому в рейтингу за рентгенівським потоком за останні приблизно 40 років [22]. Для вивчення фізичних умов у цьому спалаху були вивчені 12 спектральних ліній, у тому числі лінії FeI, FeII а також H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , H $\delta$ , які спостерігались за допомогою ешелюного спектрографа горизонтального сонячного телескопа Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Виявилось, що цей сонячний спалах мав бальмерівський декремент із рекордним співвідношенням  $I(\text{H}\beta) / I(\text{H}\alpha) = 1,68$  інтенсивностей ліній H $\beta$  і H $\alpha$ , що є безпрецедентним для всіх спостережених спалахів. Це свідчить про велику оптичну товщу спалаху, унаслідок якої він є непрозорим для випромінювання у перших лініях серії Бальмера. Наявність у цьому спалаху областей із високою густиною підтверджується і напівемпіричною моделлю спалаху (рис. 2). Така модель спалаху, побудована з використанням коду PANDORA, має цікаву особливість, а саме, три дискретні шари з підвищеною концентрацією і / або температурою, включаючи дуже густий і тонкий шар у хромосфері з такими параметрами: концентрація водню  $n_H = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , товщина  $\Delta h = 3\text{--}5$  км і висота  $h \approx 1200$  км над фотосферою [22]. Аналогічна шарувата структура спалахів у напівемпіричних моделях була виявлена раніше іншими дослідниками, але не з такими екстремальними проявами.

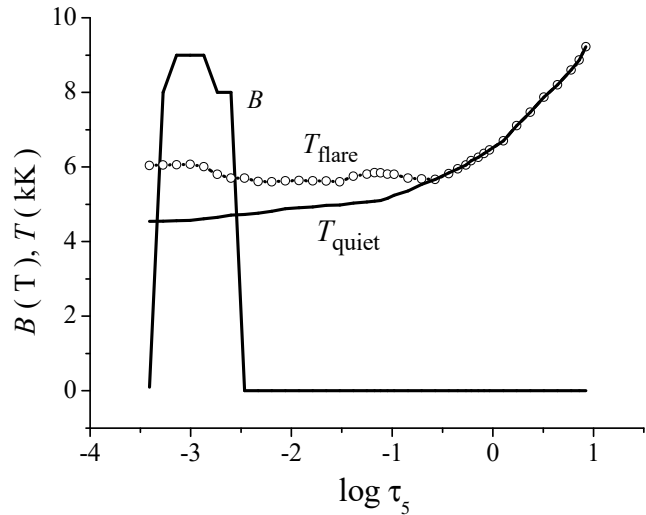
У цьому спалаху за межами сонячних плям ефективно магнітне  $B_{\text{eff}}$  знайдено рівним 0–200 Гс у середній фотосфері,  $\leq 1200$  Гс – у верхній фотосфері і в зоні температурного мінімуму та  $\leq 500$  Гс – у хромосфері. Також виявлено суттєве розширення лінії FeI 5250,2 порівняно з лінією FeI 5247,1, що свідчить про наявність сильного (800–1100 Гс) "турбулентного" поля  $B_{\text{turb}}$  у середній фотосфері.

Прямі вимірювання зєсманівського розщеплення по профілях  $I \pm V$  ліній із факторами Ланде  $g_{\text{eff}}$  в інтервалі 1,0–1,7 показали, що в області інтенсивної емісії в лініях металів (а це діапазон висот від верхньої фотосфери до нижньої хромосфери) напруженість магнітного поля доходить до 3–4 кГс [20]. Однак, якби дійсні напруженості магнітного поля у спалахах не перевищували 3–4 кГс, то емісійні піки у лініях типу FeI 5434,5 із винятково низькою магнітною чутливістю ( $g_{\text{eff}} = -0,014$ ) спостерігались би нерозщепленими при тому рівні "шуму" (1–2 %), який є типовим при фотографічних спостереженнях. Насправді ж, у цій лінії іноді бачимо чітке розщеплення емісійних піків. Такі ефекти спостерігались у п'яти потужних сонячних спалахах. Величина розщеплення емісії в ядрі FeI 5434,5 зафіксована в межах 10–35 мА, що відповідає гігантським магнітним полям у 25–90 кГс [15–17, 19]. Згідно з напівемпіричною моделлю фотосферних шарів спалаху (рис. 3) такі магнітні поля зосереджуються у дуже тонкому шарі атмосфери, близько 40–50 км.

Основною проблемою тут є те, що такі дуже сильні магнітні поля мають дуже великий магнітний тиск, який на багато порядків перевищує суму зовнішніх тисків для відповідної силової трубки (газового, динамічного і магнітного). Унаслідок цього відповідні структури повинні існувати дуже короткий час або взагалі не виникати. Наприклад, магнітне поле напруженістю 60 кГс має магнітний тиск  $\sim 10^8$  дин·см<sup>-2</sup>. Але у верхній фотосфері газовий тиск близько  $10^4$  дин·см<sup>-2</sup>, а в короні і хромосфері  $\sim 10^{-1} \dots 10^2$  дин·см<sup>-2</sup>. Тобто, різниця тисків досягає 4–9 порядків. Скомпенсувати таку дуже значну різницю тисків може хіба що якась екзотична топологія силових ліній, наприклад, їх сильна скрученість у безсилових структурах. Була запропонована лінійна безсилова модель [32], яка дозволяє пояснити появу в атмосфері Сонця магнітних полів рівня  $10^4$  Гс.



**Рис. 2.** Зіставлення концентрації атомів водню  $n_H$  залежно від маси плазми  $m$  у стовпчику із площею перерізу  $1 \text{ см}^2$  для різних об'єктів: 1 – незбурена атмосфера, 2 – перша компонента водневої емісії сонячного спалаху 28.102003 р. бала X17.2/4В, 3 – друга компонента емісії цього спалаху [22]



**Рис. 3.** Розподіл магнітного поля  $B$  і температури  $T$  залежно від оптичної товщі  $\tau_5$  у спалаху 28.102003 р. бала X17.2/4В. Для зручності зіставлення даних, магнітне поле представлено у теслах (Т), а температура – у кілокаельвінах (кК). Через  $T_{\text{flare}}$  і  $T_{\text{quiet}}$  позначено температури у спалаху і спокійній атмосфері [21]

Ця модель має цікаві особливості, зокрема, дискретність напруженостей на осі безсилових структур і знакозмінну периферію, в якій тісно контактують магнітні поля протилежних полярностей. Щодо спостережень, то вони дійсно вказують на ймовірну дискретність напруженостей, причому як у сонячних спалахах, так і за їх межами [17, 18].

За спостережним проявом знакозмінної периферії – можуть бути заплутані магнітні поля змішаної полярності, які виявляються скрізь: у спокійних областях, факелах, сонячних плямах і спалахах. При недостатньому просторовому розділенні, ділянки зі знакозмінною полярністю на периферії екранованих безсилових структур дають у спектрі ті ж прояви, що й мультиполярне заплутане магнітне поле.

Ще однією специфічною особливістю просторово-нероздільних структур із дуже сильними і дискретними за величиною магнітними полями є суттєве зниження в них кінетичної температури. На це вказують дуже вузькі особливості у спектрі (емісійні піки або ж максимуми розщеплення бісекторів), які згідно зі спостереженнями мають ширину до 30–40 мА, а після врахування інструментального розширення – лише 10...20 мА [24]. Це відповідає кінетичній температурі нижче 1000 К. Таким чином, надсильні магнітні поля, імовірно, викликають різке охолодження плазми в місцях їх виникнення. Теоретично це питання ще недостатньо вивчене.

**Протуберанці й лімбові спалахи.** Результати вимірювань магнітних полів у протуберанцях, отримані різними авторами й різними методами, суттєво відрізняються між собою. Як правило, дані вимірювань за допомогою аналізу ефекту Ханле [34] відповідають слабшим полям (типово декілька десятків гаусів), ніж на основі ефекту Зеемана (у деяких випадках –  $10^2 \dots 10^3$  Гс). Очевидно, тут грає роль також тип протуберанця. В активних протуберанцях, часто пов'язаних із сонячними спалахами, імовірно існування сильніших полів, ніж у спокійних. Зокрема, у роботі [23] для трьох активних протуберанців були виміряні по лінії H $\alpha$  і D3HeI магнітні поля від –600 до +1500 Гс. При цьому відзначено цікавий ефект – тенденція до антикореляції напруженостей по H $\alpha$  і D3HeI. Наведені вище значення напруженостей виявлено на висотах 3–14 Мм.

Ще одне джерело можливих розбіжностей вимірювань у різних протуберанцях – особливості методики вимірювань. Наприклад, при вимірюваннях методом зміщення "центра ваги" кожного із профілів  $I + V$  та  $I - V$  знаходять усереднене магнітне поле, яке у випадку двокомпонентної структури (фон + субтелескопічні силові трубки) відображає величину магнітного поля, проміжну між напруженістю у "фоні" і силових трубках. Утім, це справедливо лише при однаковій полярності магнітного поля в цих місцях протуберанця: якщо магнітні полярності в обох компонентах поля різні, то це може дати, залежно від співвідношення факторів заповнення силових трубок і фону, дуже широкий діапазон вимірюваних напруженостей, а також обидва варіанти вимірюваних магнітних полярностей. Можливе звуження профілів ліній у силових трубках також суттєво змінює величину вимірюваного магнітного поля.

Щоб наблизитись до оцінок локального (амплітудного) магнітного поля, у роботі [23] запропоновано вимірювати не зміщення "центрів ваги" кожного із профілів  $I + V$  та  $I - V$ , а розщеплення їх бісекторів у тому їх місці, де вони, середньостатистично, розщеплюються найбільше – на рівні інтенсивності 0,9 від максимальної. Відповідну характеристику було позначено через  $B_{0,9}$ . У роботі [11] показано, що якщо припустити двокомпонентну структуру магнітного

поля (фон зі слабким полем + компонента із сильним полем, але малим фактором заповнення і вузькими профілями ліній), а також гауссові профілі ліній в обох компонентах поля, то вдається пояснити форму бісекторів типу латинської літери "V". При цьому дійсна величина локального магнітного поля у сильній субтелескопічній компоненті виявляється у 4–5 разів більшою, ніж безпосередньо виміряний параметр  $B_{0,9}$ .

У протуберанцях і лімбових спалахах була виявлена (у поодиноких випадках) петлеподібна форма бісекторів. Щоб пояснити такі особливості профілів, виконано їх моделювання у припущенні двокомпонентного магнітного поля, що складається зі слабкої фонові компоненти і сильної маломасштабної, яка просторово не розділяється. Профілі ліній у фоновій компоненті вважались завжди гауссовими, тоді як у маломасштабній вони припускались не гауссовими – деформованими як великою оптичною товщею, так і мікро- і макротурбулентними швидкостями. Магнітне поле припускалося скрізь чисто поздовжнім.

Виявилось, що значна оптична товща ( $\tau_{0,\sigma} \gg 1$ ), а також суттєво звужені профілі ліній в компоненті із сильним магнітним полем дозволяють природним чином пояснити спостережені дані. При цьому дійсне розщеплення зєсманівських  $\sigma$ -компонент компоненти із сильним полем і параметр розщеплення бісекторів  $B_{0,9}$  помітно відрізняються – дійсне розщеплення  $\sigma^+$  і  $\sigma^-$  компонент виявляється у 3–6 разів більшим, ніж розщеплення бісекторів на рівні інтенсивності 0,9. Це досить значна величина, яка вказує на те, що дійсні магнітні поля у протуберанцях можуть бути набагато сильнішими (принаймні у 3–6 разів), ніж отримуються із прямих спостережень по параметру  $B_{0,9}$ .

Таким чином, прямі оцінки локальних магнітних полів у протуберанцях по параметру  $B_{0,9}$  дають лише нижню межу дійсного локального поля. Якщо структура магнітного поля, у першому наближенні, є двокомпонентною (фон + субтелескопічні емісійні елементи), то дійсне локальне магнітне поле в емісійних елементах у 3–6 разів сильніше, ніж згідно з величиною параметра  $B_{0,9}$ . Причому це справедливо як при малій оптичній товщі, так і при великій ( $\tau_{0,\sigma} \gg 1$ ). Із результатів моделювання випливає, що в субтелескопічних елементах протуберанців може бути не тільки досить сильне магнітне поле (в окремих випадках воно досягає 4–5 кГс), але й істотно звужені (у 5–6 разів) профілі спектральних ліній. Ці особливості аналогічними тим, які знайдені раніше у сонячних спалахах [17, 19].

Спектрально-поляризаційні спостереження лімбових сонячних спалахів, проведені на ГСТ АО КНУ, показали, що досить сильні магнітні поля можуть виникати у внутрішній сонячній короні навіть на висотах у десятки тисяч кілометрів. Так, у лімбовому сонячному спалаху 19.07.2012 р. бала М 7.7 були виявлені магнітні поля напруженістю  $\approx 800$  Гс на висоті 40 Мм [7]. Була запропонована теоретична модель, яка пояснює появу таких сильних полів на великих висотах сильною скрученістю силових ліній магнітного поля, при якому величина магнітного поля може зрости на два порядки.

**Висновки.** Коротко підсумуємо основні результати спектральних досліджень магнітних полів і термодинамічних умов в активних областях на Сонці, отримані в АО КНУ за останнє десятиліття (2010–2019 рр.). З аналізу даних космічної обсерваторії Hinode випливає, що дійсний діаметр гранично маломасштабних силових трубок магнітного поля становить близько 15–20 км, що значно менше, ніж межа просторового розділення найбільших на сьогодні сонячних телескопів ( $\approx 60$  км). За даними спостережень в АО КНУ показано, що у сонячному факелі ймовірно існують магнітні поля трьох типів: кілогауссові поля в субтелескопічних силових трубках, ділянки фонового поля регулярної полярності і ділянки субтелескопічних полів змішаної полярності. Магнітний потік змішаної полярності перевищує за абсолютною величиною потік усього поля регулярної полярності не менше ніж у 2 рази. У ядрах сонячних плям, які спостерігались на ГСТ АО КНУ та АЦУ-5 ГАО НАН України, виявлено тонкі ефекти зєсманівського розщеплення, які вказують на надсильні магнітні поля напруженістю у 5–8 кГс. Полярність магнітного поля у субтелескопічних структурах із такими дуже сильними полями виявлена тією ж, що і у фоновому полі з напруженістю  $\approx 3$  кГс, а доплерівська швидкість – близько 2 км/с (підйом плазми). Надсильні магнітні поля в діапазоні 5–5,7 кГс виявлено також за даними спостережень на телескопі GST обсерваторії Біг Бер (BBSO), США. Було проаналізовано унікальний спостережний матеріал, отриманий в АО КНУ, який стосується області сейсмічного джерела винятково потужного сонячного спалаху 28 жовтня 2003 р. бала X17.2 / 4B – третього в рейтингу за величиною рентгенівського потоку за останні приблизно 40 років. У цьому спалаху виявлено бальмерівський декремент із рекордним співвідношенням  $I(\text{H}\beta) / I(\text{H}\alpha) = 1,68$  інтенсивностей ліній  $\text{H}\beta$  і  $\text{H}\alpha$ , що є безпрецедентним для всіх спостережених спалахів. У цьому спалаху виявлено вказівки на існування особливо сильних магнітних полів у діапазоні декількох десятків кілогаусів. Напівемпірична модель цього спалаху має цікаву особливість, а саме три дискретні шари з підвищеною концентрацією плазми і температурою, включаючи дуже густий і тонкий шар у хромосфері з такими параметрами: концентрація водню  $n_{\text{H}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , товщина  $\Delta h = 3\text{--}5$  км і висота  $h \approx 1200$  км над рівнем фотосфери. В активних сонячних протуберанцях виявлено досить сильні магнітні поля (до 4 кГс) на висотах 3–14 Мм. Моделювання профілів спектральних ліній у рамках двокомпонентної моделі показало, що дійсна величина локальних магнітних полів може бути ще більшою принаймні у 3 рази. Запропонована теоретична МГД модель, згідно з якою такі високі напруженості виникають у безсилових магнітних джгутях із характерним масштабом 300 км. У цілому ж, у цьому напрямі геліофізики остається ще багато неясних питань, які вимагають ґрунтовних досліджень у майбутньому.

#### Список використаних джерел

1. *Abramenko V.I.* Flare-related changes in the profiles of six photospheric spectral lines / V.I. Abramenko, E.A. Baranovsky // *Solar Physics*. – 2004. – Vol. 220, Iss. 1. – P. 81–91.
2. The photosphere model of the solar flare on 18 July 2000 of 2N/M2 class (in Russian: Модель фотосфери солнечной вспышки балла 2N/M2 18 июля 2000 года / E.S. Andriets, N.N. Kondrashova, E.V. Kurochka, V.G. Lozitsky // *Bull. of Crimea Astrophys. Obs.* – 2012. – Vol. 108, № 1. – P. 7–12.
3. *Baranovsky E.A.* Modelling of photosphere and chromosphere of two powerful flares (28 October 2003 and 1 September 1990) (in Russian: Моделирование фотосфери и хромосферы двух мощных вспышек (28 октября 2003 г. и 1 сентября 1990 г.)) / E.A. Baranovsky, V.G. Lozitsky, V.P. Tarashchuk // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. – 2009. – Vol. 25, No. 5. – P. 373–384.
4. *Botygina O.O.* Estimation of the fluxtube diameters outside sunspots using Hinode observations. Preliminary results / O.O. Botygina, M.Yu. Gordovskyy, V.G. Lozitsky // *Advances in Astronomy and Space Physics*. – 2016. – № 6. – С. 20–23.
5. *Gordovskyy M.* Observations of unresolved photospheric magnetic fields in solar flares using FeI and CrI lines / M.Yu. Gordovskyy, V.G. Lozitsky // *Solar Physics*. – 2014. – Vol. 289, Iss. 10. – P. 3681–3701.
6. Analysis of unresolved photospheric magnetic field structure using FeI 6301 and 6302 lines / M. Gordovskyy, S. Shelyag, P.K. Browning, V.G. Lozitsky // *Astronomy and Astrophysics*. – 2018. – Vol. 619, id. A164. – 10 p.
7. Magnetic Fields in a Limb Flare on July 19, 2012 / E.A. Kirichek, A.A. Solov'ev, N.I. Lozitskaya, V.G. Lozitsky // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2013. – Vol. 53, No. 7. – P. 831–834.

8. Kurochka E.N. Temporary changes of physical conditions in photospheric layers of solar flare / E.N. Kurochka, V.G. Lozitsky, O.B. Osyka // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2008. Vol. 24, No. 4. – P.308–320.
9. Methodical problems of magnetic field measurements in umbra of sunspots / N.I. Lozitska, V.G. Lozitsky, O.A. Andryeyeva et al. // Advances in Space Research. – 2015. – Vol. 55, Iss. 3. – P. 897–907.
10. Lozitsky V. Measurements of spatially unresolved magnetic fields of mixed polarity using observations of the Zeeman effect in the solar faculae (in Ukrainian: Вимірювання просторово-нероздільних магнітних полів змішаної полярності за спостереженнями ефекту Зеемана у сонячному факелі) / V. Lozitsky // Bull. of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Astronomy. – 2018. – Vol. 58. – P. 23–28.
11. Lozitsky V. Estimations of local magnetic fields in prominences which have large optical thickness in emissive elements (in Ukrainian: Оцінки локальних магнітних полів у протуберанцях, що мають велику оптичну товщу в емісійних елементах) / V. Lozitsky, V. Masliukh, O. Botygina // Bull. of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Astronomy. – 2015. – Vol. 52. – P. 7–11.
12. Lozitsky V. Local magnetic field diagnostics in solar faculae using FeI 5233 line (in Ukrainian: Діагностика локальних магнітних полів у сонячному факелі по лінії FeI 5233) / V. Lozitsky, O. Osyka, V. Lyakh // Bull. of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Astronomy. – 2015. – Vol. 52. – P. 11–15.
13. Lozitsky V.G. Indications of 8-kilogauss magnetic field existence in the sunspot umbra / V.G. Lozitsky // Advances in Space Research. – 2016. – Vol. 57. – P. 398–407.
14. Lozitsky V.G. Magnetic fields and FeI line profiles in the major solar flare on October 28, 2003 / V.G. Lozitsky // Astronomy Letters. – 2009. – Vol. 35, No. 2. – P.136–142.
15. Lozitsky V.G. Observational evidences to the  $10^5$  G magnetic fields in active regions on the Sun / V.G. Lozitsky // Journal of Physical Studies. – 2009. – Vol. 13, No. 2. – P. 2903-1-2903-8.
16. Lozitsky V.G. Observations of magnetic fields with strength of several tesla in solar flares (in Russian: Наблюдения магнитных полей напряженностью в несколько тесла в солнечных вспышках) / V.G. Lozitsky // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 1998. – Vol. 14, № 5. – P. 401–414.
17. Lozitsky V.G. Small-scale magnetic field diagnostics in solar flares using bisectors of  $I \pm V$  profiles / V.G. Lozitsky // Advances in Space Research. – 2015. – Vol. 55, Iss. 3. – P. 958–967.
18. Lozitsky V.G. Spectral manifestations of extremely strong magnetic fields in the sunspot umbra / V.G. Lozitsky // Advances in Space Research. – 2017. – Vol. 59. – P. 1416–1424.
19. Lozitsky V.G. Strong magnetic fields in small-scale structures and flares on the Sun (in Russian: Сильные магнитные поля в мелкомасштабных структурах и вспышках на Солнце) // V.G. Lozitsky / DrSci Dissertation: 01.03.03 – Kyiv, 2003. – 299 p.
20. Observations of magnetic field evolution in a solar flare / V.G. Lozitsky, E.A. Baranovsky, N.I. Lozitska, U.M. Leiko // Solar Physics. – 2000. – Vol. 191, No. 1. – P. 171–183.
21. Mixed-polarity magnetic fields in the area of seismic source associated with a large proton solar flare / V.G. Lozitsky, E.A. Baranovsky, N.I. Lozitska, V.P. Tarashchuk // Journal of physical studies. – 2019. – Vol. 23, № 4. – 4903, 7 p.
22. Profiles of spectral lines, magnetic fields and thermodynamical conditions in X17.2/4B solar flare of October 28, 2003 / V.G. Lozitsky, E.A. Baranovsky, N.I. Lozitska, V.P. Tarashchuk // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Vol. 477, Iss. 2. – P. 2796–2803.
23. Lozitsky V.G. Comparison of the magnetic fields in active prominences measured from HeI D<sub>3</sub> and H $\alpha$  lines / V.G. Lozitsky, O.A. Botygina // Astronomy Letters. – 2012. – Vol. 38, No. 6. – P. 380–387.
24. Anomalous decreasing of the turbulent velocities in space magnetoplasma with strong and small-scale magnetic fields / V.G. Lozitsky, M.Yu. Gordovsky, N.I. Lozitska, E. Golbraikh // Кинематика и физика небесных тел. Приложение. – 2000, № 3. – С. 449–450.
25. Lozitsky V.G. Phenomenon of the superstrong magnetic fields in the space plasma: observations and theory / V.G. Lozitsky, A.A. Soloviev // Кинематика и физика небесных тел. Приложение. – 2000, № 3. – С. 445–446.
26. Lozitsky V.G. Observational evidences for multi-component magnetic field structure in solar flares / V.G. Lozitsky, J. Staude // Astrophys. Astron. – 2008. – Vol. 29. – P. 387–404.
27. Lozitsky V.G. An empirical model of the small-scale magnetic element of the solar quiet region / V.G. Lozitsky, T.T. Tsap // Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel. – 1989. – Vol. 5, No. 1. – P. 50–58.
28. Problem of super-strong magnetic fields on the Sun: brief chronology and new observational data / V.G. Lozitsky, V.B. Yurchyshyn, K. Ahn et al. // Odessa Astronomical Publications. – 2018. – Vol. 30. – P. 152–155.
29. Osipov S.N. Simultaneous magnetic field measurements in sunspots using spectral lines with different Lande factors / S.N. Osipov, V.G. Lozitsky // Odessa Astronomical Publications. – 2015. – Vol. 28, No. 2. – P. 234–235.
30. Priest E.R. The magnetic nature of solar flares / E.R. Priest, T.G. Forbes // The Astronomy and Astrophysics Review. – 2002. – Vol. 10, Iss. 4. – P. 313–377.
31. Rachkovsky D.N. Small-scale magnetic field diagnostics outside sunspots: comparison of different methods / D.N. Rachkovsky, T.T. Tsap, V.G. Lozitsky // J. Astrophys. Astron. – 2005. – Vol. 26. – P. 435–445.
32. Soloviev A. A. Force-free model of fine-structure magnetic elements / A.A. Soloviev, V.G. Lozitskiy // Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel. – 1986. – Vol. 2. – P. 80–84.
33. Stenflo J.O. Collapsed, uncollapsed, and hidden magnetic flux on the quiet Sun / J.O. Stenflo // Astronomy and Astrophysics. – 2011. – Vol. 529, id. A42, 20 p.
34. Trujillo Bueno J. A substantial amount of hidden magnetic energy in the quiet Sun / Bueno J. Trujillo, N. Shchukina, Ramos A. Asensio // Nature. – 2004. – Vol. 404, Iss. 6997. – P. 326–329.

Надійшла до редколегії 16.01.20

В. Лозицкий, д-р физ.-мат. наук

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

Приведены основные результаты исследований магнитных полей и термодинамических условий в активных областях на Солнце, полученные в Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко (АО КНУ) в течение последних 10 лет (2010–2019 гг.). По данным космической обсерватории Hinode оценены реальные диаметры предельно маломасштабных (пространственно-неразрешимых) силовых трубок магнитного поля. Этот диаметр оказался в пределах 15–20 км, что значительно меньше, чем предел пространственного разрешения крупнейших на сегодня солнечных телескопов ( $\approx 60$  км). По данным наблюдений в АО КНУ показано, что в солнечном факеле существовали магнитные поля трех типов: килогауссовые поля в субтелескопических силовых трубках, участки фонового поля регулярной полярности и участки субтелескопических полей смешанной полярности. Магнитный поток смешанной полярности превышал по абсолютной величине поток всего поля регулярной полярности не менее чем в 2 раза. В ядрах солнечных пятен, которые наблюдались на ГСТ АО КНУ и АЦУ-5 ГАО НАН Украины, обнаружены тонкие эффекты зеемановского расщепления, которые указывают на сверхсильные магнитные поля напряженностью в 5–8 кГс. Полярность магнитного поля в субтелескопических структурах с такими очень сильными полями обнаружена такая же, что и в фоновом поле, а доплеровская скорость около 2 км/с (подъем плазмы). Сверхсильные магнитные поля в диапазоне 5–5,7 кГс обнаружены также по данным наблюдений на телескопе GST обсерватории Биг Бэр (BBSO), США. Проанализирован уникальный наблюдательный материал, также полученный в АО КНУ, касающийся области сейсмического источника исключительно мощной солнечной вспышки 28 октября 2003 г. балла X17.2/4B – третьей в рейтинге по величине рентгеновского потока за последние приблизительно 40 лет. В этой вспышке обнаружено бальмеровский декремент с рекордным соотношением интенсивностей  $I(\text{H}\beta) / I(\text{H}\alpha) = 1,68$  линий  $\text{H}\beta$  и  $\text{H}\alpha$ , что является беспрецедентным для всех наблюдений вспышек. В этой вспышке обнаружены указания на существование особенно сильных магнитных полей в диапазоне нескольких десятков килогауссов. Полуэмпирическая модель этой вспышки имеет интересную особенность, а именно, три дискретных слоя с повышенной концентрацией плазмы и температурой, включая очень густой и тонкий слой в хромосфере со следующими параметрами: концентрация водорода  $n\text{H} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщина  $\Delta h = 3\text{--}5$  км и высота  $h \approx 1200$  км над уровнем фотосферы. В активных солнечных протуберанцах обнаружены достаточно сильные магнитные поля (до 4 кГс) на высотах 3–14 Мм. Моделирование профилей спектральных линий в рамках двухкомпонентной модели показало, что истинная величина локальных магнитных полей может быть еще большей по крайней мере в 3 раза. Предложена теоретическая МГД модель, согласно которой такие высокие напряженности возникают в бессиловых магнитных жгутках с характерным масштабом 300 км.

Ключевые слова: Солнце, солнечная активность, спектрально-поляризационные наблюдения, магнитные поля, термодинамические условия, солнечные факелы, пятна, вспышки, протуберанцы, полуэмпирические модели.

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

## SPECTRAL INVESTIGATIONS OF MAGNETIC FIELDS AND THERMODYNAMIC CONDITIONS IN ACTIVE REGIONS ON THE SUN

The main results of studies of magnetic fields and thermodynamic conditions in active regions in the Sun obtained at the Astronomical Observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv (AO KNU) during the last 10 years (2010–2019) are presented. The true diameter of the extremely small (spatially unresolved) magnetic flux tubes was estimated on a base of data from Hinode Space Observatory; this diameter was found to be within the range of 15–20 km, which is much smaller than the spatial resolution limit of the largest solar telescopes to date ( $\approx 60$  km). According to the observations made at AO KNU, it was shown that there are three types of magnetic fields in a solar faculae: strong (kilogauss range) fields in small-scale flux tubes, areas of weak and moderate background fields of regular polarity, and areas of sub-telescopic fields of mixed polarity. The magnetic flux of mixed polarity exceeds the absolute flux of the entire field of regular polarity by at least 2 times. In the sunspot umbra observed at GST of AO KNU and ATsU-5 of GAO NASU, thin spectral effects of Zeeman splitting were found, which indicate presence of very strong magnetic fields at least of 5,8 kG. The polarity of the magnetic field in sub-telescopic structures with such very strong fields is found to be the same as in the background field, and the Doppler velocity is about 2 km/s (plasma lifting). Super-strong magnetic fields in the range of 5–5,7 kG were also detected from observations of the Big Bear Observatory (BBSO), USA. A unique observational material also obtained on AO KNU concerning the area of a seismic source of extremely powerful solar flare on October 28, 2003 of X17.2 / 4B class was analyzed. This solar flare had a Balmer decrement with a record intensity ratio  $I(\text{H}\beta) / I(\text{H}\alpha) = 1,68$  of the  $\text{H}\beta$  and  $\text{H}\alpha$  lines, which is unprecedented for all flares observed. In this flare, indications of the existence of particularly strong magnetic fields in the range of several tens of kilogauss were found. The semi-empirical model of this flare has an interesting feature, namely three discrete layers with high plasma concentration and temperature, including a very thick and thin layer in the chromosphere with the following parameters: hydrogen concentration  $n_{\text{H}} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , thickness  $\Delta h = 3\text{--}5 \text{ km}$  and height  $h \approx 1200 \text{ km}$  above the level of the photosphere. In active solar prominences, rather strong magnetic fields (up to 4 kG) were detected at altitudes of 3–14 Mm. The modeling of spectral line profiles within the two-component model showed that the true magnitude of local magnetic fields can be even greater by at least 3 times. A theoretical MHD model is proposed, according to which such high strengths occur in force-free magnetic ropes with a characteristic scale of 300 km.

Key words: Sun, solar activity, spectral-polarization observations, magnetic fields, thermodynamic conditions, solar faculae, spots, flares, prominences, semi-empirical models.

УДК 523.98

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

## ДОСЛІДЖЕННЯ ЦИКЛІЧНОСТІ МАГНЕТИЗМУ СОНЦЯ В МЕЖАХ ТЕОРІЇ МАКРОСКОПІЧНОЇ МАГНІТОГІДРОДИНАМІКИ

Із середини 70-х рр. минулого століття в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка започатковано новий напрям теоретичних досліджень еволюції глобального магнетизму Сонця в межах макроскопічної МГД. У роботі наведено підсумки вивчення процесів генерації і перебудови великомасштабного (глобального) магнітного поля на основі моделі  $\alpha\Omega$ -динамо з урахуванням нових турбулентних ефектів, відкритих у теорії макроскопічної МГД, і даних геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання Сонця.

Установлено, що різкий радіальний градієнт турбулентної швидкості в нижній половині сонячної конвективної зони (СКЗ) приводить до зміни знаку азимутальної компоненти параметра спіральності  $\alpha$ , у результаті чого поблизу дна СКЗ відбувається формування відносно тонкого шару негативного  $\alpha$ -ефекту. Знайдено, що шар негативного  $\alpha$ -ефекту разом зі знаком радіального градієнта кутової швидкості, виявленим у геліосейсмологічних експериментах, дозволяє пояснити напрямок міграції динамо-хвиль на сонячній поверхні. Розраховано магнітне насичення  $\alpha$ -ефекту (альфа-квенчінг) у глибоких шарах СКЗ. Запропоновано пояснення затяжної тривалості 23-го сонячного циклу, яка становила близько 13 років. Для цього використано спостережені дані про суттєве зростання річного модуля магнітних полів сонячних плям у 23-му циклі. Розрахована північно-південна асиметрія структури глобального магнітного поля надає можливість пояснити феномен уявного магнітного "монополя", який спостерігається під час переполюсовок полярного магнетизму. Знайдено, що величини турбулентної електропровідності й турбулентної магнітної проникності сонячної плазми суттєво менші відповідних газокінетичних параметрів. Тому турбулентна дисипація сонячних магнітних полів підсилюється на 4–9 порядків порівняно із класичною омичною дисипацією. Досліджено макроскопічний турбулентний діаманетизм сонячної плазми. Знайдено, що в нижній частині СКЗ турбулентний діаманетизм діє проти магнітної плавучості, виконуючи таким чином роль "негативної магнітної плавучості". У результаті балансу ефектів магнітної плавучості й турбулентного діаманетизму у глибинах СКЗ формується шар заблокованого магнітного поля величиною  $\approx 3000$  Гс. Досліджено турбулентну адвекцію магнітного поля в неоднорідній за густиною плазмі СКЗ. Знайдено, що в нижній половині СКЗ приєкваторіального домену турбулентна адвекція спрямована догори. У результаті сумісної дії магнітної плавучості й турбулентної адвекції глибинні сильні торoidalні поля виносяться на поверхню Сонця в широтній "королівській зоні" сонячних плям. Відзначено роль горизонтального турбулентного діаманетизму в забезпеченні тривалої стабільності сонячних плям. Для пояснення спостереженого явища подвійних максимумів циклу сонячних плям розроблено сценарій, що містить генерацію магнітного поля в тахокліні біля дна СКЗ і наступне винесення цього поля із глибинних шарів на поверхню в широтній "королівській зоні". Відзначено роль радіального  $\omega$ -ефекту у променистій зоні в поясненні спостереженої асиметрії амплітуди двох сусідніх 11-річних циклів сонячних плям.

Ключові слова: турбулентність, макроскопічна магнітогідродинаміка, Сонце, глобальне магнітне поле, геліосейсмологія,  $\alpha\Omega$ -динамо, конвективна зона, магнітна плавучість, овершут, тахоклін, промениста зона, сонячні плями, 11-річний магнітний цикл.

**Вступ.** Однією з фундаментальних проблем сучасної геліогеофізики є питання про походження й варіації магнітної активності Сонця та її земні прояви. Із точки зору довгострокового прогнозування всього комплексу геліогеофізичних явищ особливої актуальності набуває потреба вивчення й обґрунтування циклічності глобального магнетизму Сонця. З огляду на це, виникає необхідність пошуку механізмів, які приводять до збудження магнетизму в сонячних надрах. Глобальне внутрішнє магнітне поле залучається дослідниками для пояснення низки спостережених фактів (дефіциту потоку сонячних нейтрино, тонка структура акустичних коливань Сонця, недостача вмісту літію в сонячній атмосфері та ін.). У статті викладено результати вивчення автором ефектів генерації й перебудови глобального маг-

нітного поля Сонця, проведених у межах теорії макроскопічної магнітогідродинаміки (МГД) на основі моделі турбулентного динамо з урахуванням останніх даних геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання Сонця.

**Турбулентні ефекти макроскопічної МГД.** Найбільшого поширення серед дослідників циклічності глобального магнетизму Сонця набули переконання, що спусковим механізмом циклу служить процес гідромагнітного (турбулентного) динамо. На сьогодні більшість деталізованих математичних моделей динамо ґрунтуються на теорії усереднених (згладжених) полів [1], яка вивчає поведінку макроскопічних електромагнітних і гідродинамічних полів у турбулентній плазмі (так звана макроскопічна магнітогідродинаміка). У турбулентній плазмі всі фізичні поля нерегулярно змінюються у просторі й часі. Для опису впливу турбулентності на властивості електропровідного середовища у всіх фізичних параметрів дослідники виділяють глобальні та флуктуаційні складові. Теорія макроскопічної МГД основана на двомасштабному підході до гідродинамічних рухів у замагніченій турбулентній плазмі, рівнянь Максвелла і закону Ома для густини електричного струму. Макроскопічна МГД набула широкого застосування при астрофізичних дослідженнях, оскільки в космічних умовах досить часто трапляється ситуація, коли поле швидкостей розділене на два суттєво відмінні просторові масштаби, саме так, як вимагає теорія усередненого поля. Зокрема, у конвективній зоні Сонця поле гідродинамічних рухів природно розділене на дві складові. Перша – глобальна складова – великомасштабна (регулярна) швидкість  $\mathbf{U}$ , що відповідає сонячному обертанню. Її масштаб  $L$  порівнянний із розмірами сонячної конвективної зони (СКЗ). Друга – флуктуаційна складова – маломасштабна турбулентна конвекція  $\mathbf{u}$ , масштаб якої  $l$  значно менший  $L$ . Унаслідок вимороженості магнітного поля в сонячну плазму дрібний масштаб  $l$  властивий як для поля швидкості  $\mathbf{u}$ , так і для магнітного поля  $\mathbf{b}$ . Водночас глобальному магнітному полю  $\mathbf{B}$  (див. нижче) також притаманний великий масштаб, порівнянний із розмірами Сонця. Для отримання макроскопічних електромагнітних параметрів турбулентної плазми дослідники здійснюють процедури усереднення (тобто згладження) фізичних характеристик за просторовими ( $a$ ) або часовими ( $t$ ) масштабами, які значно перевищують кореляційні масштаби довжини  $l$  або часу  $\tau$  турбулентних пульсацій, але менші відповідних великомасштабних просторових  $L$  або часових  $T$  характеристик регулярних рухів ( $l \ll a \ll L$ ,  $\tau \ll t \ll T$ ).

У межах теорії макроскопічної МГД було відкрито три нових ефекти впливу турбулентності на електродинамічні властивості замагніченої плазми [1, 2]. Вплив фактора турбулентності проявляється у виникненні додаткового "турбулентного" електричного поля  $\boldsymbol{\varepsilon} = \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle / c$  у виразі закону Ома для усередненої (макроскопічної) густини електричного струму  $\langle \mathbf{j} \rangle$  у рухомому середовищі

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \sigma \left\{ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} (\langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle) + \frac{1}{c} \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle \right\}, \quad (1)$$

де  $\langle \mathbf{E} \rangle$  і  $\langle \mathbf{B} \rangle$  – електричне і магнітне усереднені (великомасштабні) поля,  $\langle \mathbf{U} \rangle$  – великомасштабна швидкість регулярних рухів,  $\mathbf{u}$  і  $\mathbf{b}$  – швидкість турбулентних пульсацій і маломасштабне магнітне поле,  $\sigma$  – коефіцієнт електропровідності. Куткові дужки  $\langle \dots \rangle$  означають усереднення за масштабами і часовими проміжками, які значно перевищують масштаб і час кореляції турбулентних рухів. Вираз для усередненої "турбулентного" електричного поля  $\boldsymbol{\varepsilon}$  має вигляд [1, 2]

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{c} \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle = \boldsymbol{\varepsilon}_{\text{gen}} + \boldsymbol{\varepsilon}_{\text{dif1}} + \boldsymbol{\varepsilon}_{\text{dif2}} = \frac{1}{c} \left\{ \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{T}} \times \langle \mathbf{B} \rangle - v_{\mathbf{T}} \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\}. \quad (2)$$

Ключову роль у теорії турбулентного динамо відіграє  $\alpha$ -ефект (перший член у правій частині рівняння (2), суть якого полягає в можливості збудження гіротропними турбулентними рухами ( $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle \neq 0$ ) у замагніченій плазмі додаткового "турбулентного" електричного поля  $\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{gen}} = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle / c$ , паралельного чи антипаралельного (залежно від знаку параметра усередненої гіротропності  $\alpha = -(\tau/3) \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle$ ) до великомасштабного поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  (тут  $v_{\mathbf{T}} \approx (1/3)ul$  – коефіцієнт турбулентної в'язкості, яка викликає дисипацію (загасання) магнітного поля;  $u$ ,  $l$  і  $\tau$  – відповідно ефективна швидкість, характерний масштаб і час кореляції турбулентних пульсацій). Виникнення макроскопічного "турбулентного" електричного поля  $\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{gen}}$ , паралельного до напрямку усередненого магнітного поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  у середовищі, яке в середньому є нерухомим, але перебуває у стані турбулентних рухів, різко суперечить звичній картині у класичній електродинаміці, коли індуковане регулярними рухами електричне поле завжди є перпендикулярним до напрямку магнітного поля. Творці теорії макроскопічної МГД М. Штеєнбек (із Йєнського інституту магнітогідродинаміки), Ф. Краузе і К.-Х. Редлер (із Потсдамського інституту астрофізики) зазначений процес назвали " $\alpha$ -ефектом" [1]. Незважаючи на свою довільність, цей термін досить міцно вкоренився в літературі, а сам  $\alpha$ -ефект є суттю всієї сучасної теорії турбулентного динамо. Хоча вперше (1955 р.) із фізичних міркувань цей ефект виявив Е. Паркер (див. нижче) й евристично ввів параметр циклонічності  $\Gamma$ , що майже збігається з уведеним пізніше параметром гіротропності  $\alpha$ . Згодом Г. Моффат (1978 р.) запровадив термін **спіральна** (англ. **helical**) турбулентність [3], який нині став загальноживим. Із додатковим турбулентним електричним полем пов'язане нове магнітне поле  $\mathbf{B}_1$  ( $\text{rot} \mathbf{B}_1 = 4\pi\sigma\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{gen}}/c^2$ ), що забезпечує підсилення і тривале зберігання глобального магнетизму ( $\sigma$  – турбулентна електропровідність). За досить інтенсивної спіральної турбулентності в астрофізичних об'єктах  $\alpha$ -ефект збуджує магнітні поля, які можуть протистояти омичним виснаженням електричних струмів, відкриваючи тим самим прямий шлях до пояснення походження космічного магнетизму.

Наступний важливий ефект макроскопічної МГД (який описується другим членом  $\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{dif1}} = -(\nabla_{\mathbf{T}}/2) \langle \mathbf{B} \rangle / c$  у правій частині рівняння (2)) полягає в тому, що в неоднорідному турбулентному середовищі можуть активізуватися кілька еволюційних змін макроскопічного магнітного поля, які прийнято називати турбулентною перебудовою великомасштабного магнітного поля [2].

Нарешті, третій ефект турбулентності полягає у зростанні турбулентної магнітної дифузії, яка значно перевищує омичну дисипацію струмів (третій член  $\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{dif2}} = -v_{\mathbf{T}} \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle / c$  у правій частині рівняння (2)). Забезпечуючи швидкі зміни, зокрема, загасання магнітних полів, турбулентна дифузія створює необхідність постійного збудження магнетизму.

**Модель  $\alpha\Omega$ -динамо магнітного циклу Сонця.** Згідно із сучасними уявленнями [1, 2] аксіально-симетричне глобальне магнітне поле Сонця  $\mathbf{B}$  складається із двох компонент. Перша компонента – приховане від спостережачів гли-

бинне сильне тороїдальне (азимутальне) поле  $\mathbf{B}_T$  (величиною  $\geq 10^3$  Гс), фрагменти якого при спливанні проявляються на фотосферному рівні у вигляді локальних біполярних магнітних дуг, визначаючи тим самим інтенсивність плямоутворення. Друга компонента – слабе полоїдальне (меридіональне) поле  $\mathbf{B}_P$  (із максимальною величиною 1–2 Гс), силові лінії якого, виходячи на сонячну поверхню, формують фонові магнітні поля, зокрема, полярні магнітні поля. Спостереження свідчать [2], що обидві компоненти осцилюють у часі і просторі із середнім періодом близько 11 років у протифазі. Тому очевидно, що ці компоненти пов'язані між собою, і збуджуються, напевне, одним процесом, який носить коливальний циклічний характер. Як уже зазначено, дослідники магнетизму Сонця вважають, що циклічність спостережених явищ сонячної магнітної активності забезпечується механізмом турбулентного динамо [1, 2].

Роль "динамо-машини" на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії великомасштабного обертання (із кутовою швидкістю  $\Omega$ ) і маломасштабної конвекції (яка характеризується полем швидкостей  $\mathbf{u}$ ) створюється специфічна комбінація диференційного обертання і спіральної турбулентної конвекції. Під впливом обертання (коріолісової сили) в умовах сильного вертикального градієнта густини плазми турбулізовані конвективні рухи в підфотосферних шарах набувають анізотропного спірального характеру, тоді як унаслідок анізотропії конвекції обертання стає неоднорідним (диференційним) [1, 2].

Тороїдальне поле у принципі створити дуже просто. Диференційне обертання  $\Omega(r, \theta)$  в умовах умороженості магнітних полів у високопровідну сонячну плазму розтягує силові лінії вихідного полоїдального поля  $\mathbf{B}_P$  і тим самим генерує тороїдальну компоненту  $\mathbf{B}_T$ . Зазначений режим збудження тороїдального поля було названо в літературі  $\Omega$ -ефектом [1, 2]. Він описується першим членом правої частини рівняння індукції

$$\partial \mathbf{B}_T / \partial t = r \sin \theta (\mathbf{B}_P \nabla) \Omega \mathbf{i}_\phi + v_T \Delta \mathbf{B}_T, \quad (3)$$

де  $r$  – відстань від центра Сонця,  $\nabla \equiv \partial / \partial r$  – радіальний градієнт,  $\mathbf{i}_\phi$  – азимутальний одиничний вектор,  $\theta$  – полярний кут (коширота) у сферичній системі координат. Зауважимо, що тут і далі кутові дужки  $\langle \dots \rangle$  для зручності математичного опису опущено, оскільки нижче ми будемо розглядати тільки глобальні (усереднені) параметри досліджуваних полів. Уперше індукційний ефект диференційного обертання в магнітному середовищі виявив М. Ельзассер ще 1946 р. при вивченні питання про походження земного магнетизму [4].

Каменем спотикання і найважливішою ланкою для дослідників тривалий час залишалася проблема зворотного зв'язку тороїдального поля з полоїдальним: як відтворити в наступному циклі полоїдальне поле, та ще і протилежного спрямування (протилежної магнітної полярності) щодо його орієнтації (полярності) в попередньому циклі. Допоки нарешті Ю. Паркер (1955 р.) уперше запропонував механізм регенерації полоїдального поля із тороїдального поля внаслідок індукційного ефекту циклонічної турбулентності [5]. Магнітні силові лінії спливаючих фрагментів тороїдального поля в умовах умороженості під впливом циклонічної конвекції витягуються в магнітні петлі з ненульовою складовою в меридіональній площині. Зливаючись за рахунок дифузії, магнітні петлі відновлюють полоїдальне поле протилежної полярності. Після Паркера стало зрозуміло, що для підсилення магнітного поля і циклічних його змін особливо ефективною є комбінація неоднорідного обертання й асиметричного поля маломасштабних швидкостей. Фізична концепція Паркера отримала математичне обґрунтування у циклі робіт (опублікованих в 60-х рр. минулого століття) творців макроскопічної МГД. Заслуга Штеєнбека, Краузе і Редлера полягає в тому, що вони виявили здатність спіральної турбулентності підсилювати первісне слабе поле. По суті, Ельзассер і Паркер мовою вморожених магнітних полів, конвективних комірок і спливаючих закручених магнітних петель запропонували якісну модель динамо, тоді як Штеєнбек, Краузе і Редлер дали математичний підхід до тих же процесів мовою процедур усереднення і кореляційних тензорів. Усереднена спіральна турбулентність  $\alpha(r, \theta)$  регенерує із поля  $\mathbf{B}_T$  нову полоїдальну компоненту  $\mathbf{B}_P$ , антипаралельного спрямування щодо його вихідної орієнтації ( $\alpha$ -ефект), замикаючи тим самим просто сонячний динамо-цикл [1, 2]. Регенерація полоїдального поля описується першим членом правої частини рівняння

$$\partial \mathbf{A} / \partial t = \alpha \mathbf{B}_T + v_T \Delta \mathbf{A}, \quad (4)$$

де  $\mathbf{A} = A_i \mathbf{i}_\phi$  – тороїдальний векторний потенціал ( $\mathbf{B}_P = \text{rot} \mathbf{A}$ ). Перші члени у правих частинах рівнянь (3) і (4) відповідають за збудження магнітних полів диференційним обертанням і  $\alpha$ -ефектом, а другі – за турбулентне загасання полів. Турбулентна дифузія відіграє кілька важливих функцій: вона об'єднує маломасштабні магнітні петлі в одне згладжене поле, сприяє поширенню великомасштабного поля з області його генерації по всій СКЗ і, нарешті, найважливішим є те, що вона не допускає необмеженого зростання тороїдальної і полоїдальної компонент магнітного поля. Зауважимо, що обмеження на величину збуджених полів чинить також магнітна плавучість [5] (див. нижче).

Механічна енергія диференційного обертання і турбулентної конвекції служить джерелом постійного підживлення магнетизму Сонця в сучасну епоху, а відхилення від симетрії турбулентного поля спіральних швидкостей (дзеркально-несиметрична турбулентність) не допускає загасання динамо-процесу. У випадку, коли генерація і турбулентна дифузія (другі члени праворуч у рівняннях (3) і (4)) магнітних потоків урівноважені, отримують циклічний механізм самопідтримання тороїдальної і полоїдальної компонент великомасштабного магнітного поля, який у літературі прийнято називати моделлю " $\alpha\Omega$ -динамо" [1, 2].

Згідно з Ю. Паркером [5] розв'язок рівнянь  $\alpha\Omega$ -динамо (3) і (4) можна подати у вигляді динамо-хвиль, які при спостереженнях проявляються як хвилі магнітної активності, що мігрують у меридіональному напрямку від середніх широт до екватора. Період  $T$  динамо-хвиль, який відповідає тривалості сонячного циклу, визначається величиною добутку параметрів спіральності  $\alpha$  і радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$  [5]

$$T \approx 2\pi / \{ (1/2) |\alpha \partial\Omega/\partial r| \}^{1/2}. \quad (5)$$

Х. Йошимура уточнив у [6], що напрямок меридіонального зміщення динамо-хвиль (до екватора чи полюса) залежить від знаку (від'ємного чи додатного) добутку  $\alpha \partial\Omega/\partial r$ .

Зазначимо ще одну проблему геліофізики. Тривалий час при вивченні сонячної циклічності на основі механізмів, в основу яких покладено базову модель  $\alpha\Omega$ -динамо, дослідники зустрічалися з певними труднощами, значною мірою



пов'язаними з обмеженістю інформації про внутрішнє обертання Сонця, яку, до недавнього часу, вони отримували в основному внаслідок теоретичного моделювання. Принципово новий шлях до визначення глибинного диференційного обертання відкрили геліосейсмологічні експерименти [7], які на сьогодні служать надійним "інструментом" вивчення внутрішніх шарів Сонця.

Нижче наведено підсумки проведеного нами впродовж останніх 40 років вивчення процесів генерації і перебудови глобального магнітного поля Сонця на основі моделі  $\alpha\Omega$ -динамо з урахуванням нелінійних ефектів замагніченої турбулентної плазми, ефектів "негативної магнітної плавучості" макроскопічної МГД і останніх досягнень геліосейсмології у вивченні внутрішнього обертання Сонця.

**Зміна знаку параметра спіральності турбулентності в СКЗ і напрямок міграції динамо-хвиль.** Вплив обертання Сонця на турбулентність приводить до тензорного характеру  $\alpha$ -ефекту. Для сонячного  $\alpha\Omega$ -динамо найважливішою є азимутальна компонента  $\alpha$ -ефекту:  $\alpha(r, \theta) = \alpha(r) \cos \theta$ . Залежність від радіуса параметра  $\alpha(r)$  кількісно описується виразом [1]:

$$\alpha(r) \equiv -\frac{\tau}{3}(\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}) \equiv -\frac{2}{3}\Omega I^2 \nabla \ln(\rho u) = -\frac{2}{3}\Omega I^2 \left( \frac{\nabla \rho}{\rho} + \frac{\nabla u}{u} \right) = \alpha^p(r) + \alpha^u(r), \quad (6)$$

де  $\alpha^p \equiv -(2/3)\Omega I^2 (\nabla \rho/\rho)$  і  $\alpha^u \equiv -(2/3)\Omega I^2 (\nabla u/u)$  – відповідно складові параметра спіральності, зумовлені неоднорідністю густини речовини і неоднорідністю ефективної швидкості турбулентних пульсацій. Із наведеного виразу видно, що для існування у природі спіральних рухів поле турбулентних швидкостей мусить мати принаймні два переважні напрямки:  $\nabla \ln(\rho u)$  і  $\Omega$ . З огляду на це ясно, що спіральність є абсолютно природним ефектом, який завжди з необхідністю виникає під впливом коріолісової сили, стратифікації густини речовини та неоднорідності поля швидкостей у всіх геофізичних і астрофізичних турбулізованих системах, що обертаються і перебувають у полі гравітації, зокрема, у конвективних зонах небесних тіл [1, 2].

Нами проаналізовано поведінку параметра  $\alpha(r)$  в СКЗ. При обчисленнях використано фізичні параметри СКЗ із моделі М. Стікса [8]. Ураховано протилежні за знаком внески в  $\alpha$ -ефект, зумовлені радіальними градієнтами густини плазми ( $\nabla \rho/\rho$ ) і швидкості турбулентних пульсацій ( $\nabla u/u$ ) [9–12]. У результаті встановлено, що в більшій частині об'єму СКЗ переважаючий внесок у величину параметра  $\alpha$  дає вертикальна стратифікація речовини  $\nabla \rho$  (додатна за знаком складова  $\alpha^p$ ). Проте в ділянках поблизу дна конвективної зони, де інтенсивність турбулентної конвекції різко спадає до нуля, більш вагомим стає внесок, зумовлений вертикальною неоднорідністю пульсацій речовини  $\nabla u$  (від'ємна за знаком складова  $\alpha^u$ ), що приводить тут до зміни знаку (із додатного на від'ємний) сумарного параметра спіральності  $\alpha(r)$ . Відповідно до цього, параметр  $\alpha(r, \theta) = \alpha(r) \cos \theta$  змінює свій знак із додатного на від'ємний у північній півкулі та з додатного на від'ємний у південній півкулі. У результаті поблизу дна СКЗ у північній півкулі формується відносно тонкий шар від'ємного  $\alpha$ -ефекту ( $\alpha < 0$ ), в якому максимальне від'ємне значення параметра  $\alpha$  становить  $\approx -7 \cdot 10^3$  см/с. Виявлена нами зміна знаку параметра спіральності  $\alpha$  має принципове значення для пояснення спостереженої меридіональної міграції поверхневих магнітних полів. Згідно з даними геліосейсмологічних експериментів [7] радіальний градієнт кутової швидкості в низькоширотному домені СКЗ має додатний знак ( $\partial \Omega / \partial r > 0$ ). З огляду на це добуток  $\alpha \cdot \partial \Omega / \partial r < 0$  задовольняє умову Х. Йошимури [6], необхідну для зміщення динамо-хвиль до екватора, яке при спостереженнях упродовж циклу проявляється у вигляді меридіональної міграції сонячних плям (закон Шпюрера). Разом із тим, на високих широтах ( $\theta^* > 50^\circ$ , позначення  $\theta^* = 90^\circ - \theta$  означає геліошироту), де  $\partial \Omega / \partial r < 0$  [7], динамо-хвилі мігрують до полюсів. Очевидно, ці хвилі відповідають за спостережений полярний дрейф слабких великомасштабних (фонових) магнітних полів.

**Магнітний альфа-квенчінг у глибоких шарах СКЗ.** Зростаюче магнітне поле в нелінійному режимі уповільнює процеси самозбудження магнетизму, насамперед, пригнічує  $\alpha$ -ефект, як найбільш упорядкований, чутливий і слабший порівняно із  $\Omega$ -ефектом. Уплив магнітного поля на  $\alpha$ -ефект можна описати виразом  $\alpha(\beta) = \alpha_0 \Psi_\alpha(\beta)$ , де  $\alpha_0$  – "немагнітне" значення параметра спіральності,  $\Psi_\alpha(\beta)$  – функція магнітного пригнічення  $\alpha$ -ефекту (так звана квенчінг-функція, нормалізована на одиницю при  $\beta = 0$  [13]),  $\beta = B/B_{eq}$  – параметр нормалізованого магнітного поля,  $B_{eq} \approx u(4\pi r)^{1/2}$  – рівнорозподілена магнітна індукція, яка збуджується маломасштабними турбулентними пульсаціями  $u$ . При зростанні магнітного поля величина квенчінг-функції зменшується (в асимптотичному наближенні прямує до нуля), таким чином зупиняючи подальше збудження магнетизму, у чому й полягає фізична суть магнітного альфа-квенчінгу.

Нами було вивчено магнітне насичення параметра турбулентної спіральності у глибоких шарах СКЗ, де завдяки ефектам негативної магнітної плавучості виявляються заблокованими сильні магнітні поля  $B_S \approx 3000 \div 4000$  Гс (див. нижче наші розрахунки). Установлено [9–12, 14], що величина квенчінг-функції  $\Psi_\alpha(\beta_S)$  поблизу дна СКЗ становить близько  $0,3 \div 0,4$ , у результаті чого магнітне пригнічення веде до зменшення від'ємного значення параметра спіральності до величини  $\alpha(\beta_S) = \alpha_0 \Psi_\alpha(\beta_S) \approx -3 \cdot 10^3$  см/с. Зменшення величини параметра спіральності сприяє подовженню розрахованого періоду динамо-циклу (див. нижче).

**Затяжна тривалість 23-го сонячного циклу.** У межах моделі  $\alpha\Omega$ -динамо нами запропоновано пояснення подовженої тривалості 23-го сонячного циклу, яка становила близько 13 років. Для цього ми використали спостережені дані 23-го циклу про суттєве зростання річного модуля магнітних полів сонячних плям  $B_{sp}$  [15], який характеризує інтенсивність спливаючого глибинного тородального поля. Було розраховано магнітне пригнічення  $\alpha$ -ефекту, пов'язане зі спостереженим зростанням параметра  $B_{sp}$ . Квенчінг-функція і параметр спіральності для сильного магнітного поля, характерного для плям, набувають вигляду:  $\Psi_\alpha(B_{sp}) = 15\pi/64 B_{sp}^{-3}$ ,  $\alpha(B_{sp}) = \alpha_0 15\pi/64 B_{sp}^{-3}$  [13]. Оскільки період динамо-циклу пропорційний величині  $\alpha^{-1/2}$  (див. вираз (5)), то він залежить від магнітного поля таким чином:  $T \sim \alpha^{-1/2} \sim B_{sp}^{3/2}$ . Тобто, чим сильніше магнітне поле сонячних плям, тим довшою має бути тривалість динамо-циклу. Згідно з даними спостережень [15, 16] магнітний параметр  $B_{sp}$  у максимумі 23-го циклу зріс приблизно в 1,13 раз порівняно з його значенням в епоху мінімуму. Відповідно до цього розрахована нами величина функції магнітного насичення  $\Psi_\alpha(B_{sp}) \sim B_{sp}^{-3}$  в максимумі циклу зменшилася в 1,44 раз і становила  $\approx 0,7$  її значення в мінімумі. Тому такою ж мірою

в максимумі циклу також був меншим (сильніше магнітно пригніченим) і параметр спіральності ( $\alpha \sim \Psi_\alpha$ ). Зважаючи на це, розрахований динамо-період 23-го циклу  $T \sim \alpha^{-1/2} \sim B_{sp}^{3/2}$  мусить збільшитися в  $(0,7)^{-1/2} \approx (1,13)^{3/2} \approx 1,2$  раз (порівняно з його середнім значенням  $\approx 11$  років) і становити близько 13 років [17, 18] відповідно до спостережень.

**Феномен магнітного "монополя" Сонця.** Магнітографічні спостереження навколополярних магнітних структур свідчать про те, що в більшості випадків полоїдальне поле можна описати диполем, антисиметричним щодо екваторіальної площини. Разом із тим, упродовж п'яти останніх циклів реверсація північного і південного полярних полів в епохи сонячних максимумів відбувалася з інтервалом  $1 \div 2$  роки. У результаті обидва магнітні полюси в ці епохи мали однаковий знак. Спостережена магнітна асиметрія започаткувала дискусію по проблемі так званого магнітного "монополя" Сонця. Щоб пояснити феномен згаданого магнітного "монополя" дослідники допускають, що в цей час на Сонці домінувала магнітно-симетрична відносно екватора квадрупольна гармоніка полоїдального поля (див., наприклад, [19]). Теорія динамо зобов'язана обґрунтувати справедливість припущення щодо можливого співіснування двох основних магнітних гармонік (диполя і квадруполья) і домінування квадрупольної моди в конфігурації полоїдального поля в максимумі циклу.

У моделі  $\alpha\Omega$ -динамо пороги збудження дипольної і квадрупольної гармонік є досить близькими і відрізняються тільки знаком критичного динамо-числа  $K\lambda = [(\alpha\partial\Omega/\partial r)(\lambda^3/\nu\tau^2)]^{1/3}$ , тут  $\lambda$  – меридіональна протяжність ділянки генерації [5]. Зважаючи на це, конфігурація магнітного поля в СКЗ суттєво залежить від знаків параметра турбулентної спіральності  $\alpha$  і радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ . Згідно з нашими розрахунками (див. вище) у нижній частині СКЗ, де відбувається збудження глобального поля, параметр спіральності набуває від'ємного знаку ( $\alpha < 0$ ) [9–12]. Разом із тим, за даними геліосейсмологічних експериментів [20] СКЗ поділена на домени із протилежними знаками параметра  $\partial\Omega/\partial r$ . У низькоширотному домені ( $\theta^* = 0^\circ \div 40^\circ$ )  $\partial\Omega/\partial r$  має від'ємний знак, тоді як у високоширотних доменах ( $\theta^* = 50^\circ \div 90^\circ$ )  $\partial\Omega/\partial r$  характеризується додатним знаком. Врахувавши це, ми обчислили динамо-числа окремо для низькоширотного і високоширотних доменів генерації [11, 21]. У низькоширотному домені (де  $\partial\Omega/\partial r > 0$ ,  $\alpha < 0$ ) розрахована величина динамо-числа становить  $K_1\lambda_1 \approx -7$ , яка близька до критичного за Паркером значення  $K\lambda = -7,43$ , необхідного для генерації диполя [5]. Водночас у високоширотних доменах ( $\partial\Omega/\partial r < 0$ ,  $\alpha < 0$ ) розрахований параметр  $K_2\lambda_2 \approx +8$  виявився близьким до критичного динамо-числа  $K\lambda = +7,43$ , необхідного для збудження квадруполья. З огляду на це, низькоширотний домен служить джерелом збудження першого типу змішаної парності (симетричності) динамо-гармонік, в якому домінуючу роль відіграє антисиметричний відносно екватора диполь. Тоді як у спектрі магнітних гармонік, що збуджуються у високоширотних доменах, переважає квадруполь – другий тип змішаної парності динамо-гармонік. Таким чином, якщо врахувати виявлений геліосейсмологією природний поділ СКЗ на домени з різними режимами внутрішнього обертання [7, 20], то  $\alpha\Omega$ -процес у глибинних шарах приводить до збудження двох типів змішаної магнітної парності динамо-гармонік. Домінуючі гармоніки кожного типу відіграють свою певну роль у сценарії магнітного циклу. Упродовж більшого часу циклом править диполь, який несе відповідальність за північно-південне співвідношення знаків магнітних полюсів глобального поля, що описується законом Хейла. Проте при наближенні до моменту зміни знаку (реверсації) полярного магнетизму створюються сприятливі умови для збудження квадруполья на фоні загасаючого диполя. На результатуючій картині розподілу поверхневого магнетизму, яка відповідає цій конфігурації, навколополюсні зони матимуть однаковий знак, нагадуючи монополь. Таким чином, розрахована нами північно-південна магнітна асиметрія [10, 21] надає можливість пояснити феномен уявного магнітного "монополя", який спостерігається під час переполіусовок полярного магнетизму.

**Спіральна негативна турбулентна дифузія і фрагментація магнітних полів.** Спостереження засвідчують дивну властивість поверхневих магнітних полів на Сонці проявлятися у вигляді широко рознесених дискретних магнітних силових трубок (МСТ) однакової полярності. Тому необхідно зрозуміти, як можуть виникати уніполярні магнітні структури, незважаючи на взаємне відштовхування полів однієї полярності. З урахуванням енергетичних міркувань прийнято вважати, що спостережувані на сонячній поверхні ізольовані МСТ є результатом спливання на поверхню сильних полів із сонячних глибин. З огляду на це, необхідно дослідити фізичні процеси у глибинних шарах, що призводять до дискретної структури магнітних полів Сонця.

На основі числового моделювання Р. Крейчнан [22] показав, що маломасштабна турбулентна дифузія з урахуванням спіральних рухів може сприяти фрагментації неперервних магнітних полів у дискретні структури (синергетичний перехід до сильної невривноваженості процесу). Виявлена ним тенденція турбулізованих спіральних рухів відповідає властивостям негативної турбулентної в'язкості, фізична суть якої полягає в передачі енергії спіральних турбулентних пульсацій від малих масштабів до великих (так званий зворотний каскад перенесення енергії). Ключовим параметром нового явища служить час існування усереднених спіральних вихорів ( $\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}$ ), який має бути більшим характерного часу життя самих комірок. За такої умови стійка турбулентна спіральність має дивну властивість "стягувати" присутні магнітні поля, а не розсіювати їх (маломасштабний  $\alpha^2$ -ефект спіральної негативної турбулентної дифузії) [22].

Нами проведено розрахунки для двох моделей СКЗ, які показали, що у глибинних шарах існують сприятливі умови для збудження ефекту спіральної негативної турбулентної дифузії [23]. У припущенні, що час існування спіральних структур збігається за величиною із часом життя конвективних комірок, було знайдено, що розраховані значення коефіцієнта спіральної негативної магнітної турбулентної дифузії досягають 2/3 величини коефіцієнта додатної турбулентної дифузії. Тому маломасштабний  $\alpha^2$ -ефект у глибинних шарах СКЗ може суттєво сприяти самоорганізації слабких неперервних магнітних полів у дискретні МСТ. Спливаючи на сонячну поверхню, очевидно саме ці дискретні поля формують спостережену структуру магнетизму, в якій співіснують ізольовані МСТ у широкому діапазоні розмірів полів (від пор до сонячних плям).

**Турбулентна магнітна дифузія.** Один із важливих ефектів турбулентності полягає в аномальному зниженні величин коефіцієнтів електропровідності й магнітної проникності плазми, що призводить до суттєвого зменшення часу релаксації магнітних процесів. Ефект впливу турбулентної електропровідності та турбулентної магнітної проникності на швидкість еволюційної зміни згладженого магнітного поля **B** зумовлюється додатковим дифузійним "турбулент-

ним" електричним полем  $\epsilon_{diff} = -v_T \text{rot } \mathbf{B}/c$  (третій член у правій частині рівняння (2)). Кількісно параметри турбулентної електропровідності  $\sigma_T$  і турбулентної магнітної проникності  $\mu_T$  визначаються такими виразами [2]:

$$\sigma_T = \sigma / (1 + v_T/v_m)^{1/2}, \quad \mu_T = 1 / (1 + v_T/v_m)^{1/2}, \quad (7)$$

де  $\sigma$  – звичайна газокінетична електропровідність плазми,  $v_m = c^2/4\pi\sigma$  – магнітна в'язкість.

Для фізичних характеристик плазми в конвективній зоні, узятих із моделі СКЗ [8], зазвичай виконується умова  $v_T/v_m \gg 1$ . З огляду на це коефіцієнти турбулентної провідності і магнітної проникності набувають вигляду:  $\sigma_T \approx \sigma/(v_T/v_m)^{1/2}$ ,  $\mu_T \approx 1/(v_T/v_m)^{1/2}$ . Згідно з нашими розрахунками величина турбулентної провідності в СКЗ ( $\sigma_T \approx 1 \cdot 10^9 \div 4 \cdot 10^{11}$  СГСЕ) виявилася значно меншою за величину газокінетичної електропровідності ( $\sigma \approx 1 \cdot 10^{11} \div 4 \cdot 10^{16}$  СГСЕ), тоді як величина турбулентної магнітної проникності  $\mu_T \approx 10^{-2} \div 10^{-5}$  СГСЕ – значно меншою газокінетичної магнітної проникності, яка дорівнює одиниці [24]. За такої умови коефіцієнт турбулентної магнітної дифузії  $D_T = v_T + v_m = c^2/4\pi\sigma\mu_T$  суттєво перевищує коефіцієнт газокінетичної магнітної в'язкості  $v_m = c^2/4\pi\sigma$ . Зважаючи на це, ефективна дисипація сонячних магнітних полів з урахуванням турбулентності підсилюється на 4–9 порядків величини порівняно із класичною омичною дисипацією. У результаті характерний час турбулентного перенесення тороїдального поля з області його генерації біля дна СКЗ до сонячної поверхні стає порівнянним із тривалістю циклу. Крім того, надзвичайно актуально те, що турбулентна дифузія, яка веде до швидкого знищення (загасання) полів, створює необхідність постійної ефективної генерації магнітного поля. Водночас вона необхідна для контролю над необмеженим зростанням магнітного поля в турбулентному середовищі.

**Необхідність пошуку ефектів "антиплавучості".** Для ефективного збудження тороїдального поля в результаті дії диференційного обертання на полоїдальне поле необхідно, щоб магнітні силові трубки тривалий час перебували в ділянці генерації. Проте внаслідок магнітної плавучості Е. Паркера [5] важко забезпечити значне підсилення і зберігання сильних полів в усьому об'ємі СКЗ упродовж тривалого часу. Швидкість магнітного спливання поля В за Паркером визначається виразом

$$U_B(B, \rho) \approx B/(4\pi\rho)^{1/2}, \quad (8)$$

із якого видно, що величина швидкості спливання обернено пропорційна густині плазми  $\rho$ , що призводить до обмеження на амплітуду збуджуваного тороїдального поля. З огляду на це, найбільш сприятливі умови для утримання сильних магнітних полів у сонячних глибинах існують біля дна СКЗ, де найбільша густина плазми. І тому саме тут буде найменшою швидкість магнітного спливання. Але навіть біля дна СКЗ важко забезпечити підсилення й утримання полів, величиною більше 100 Гс, упродовж часу, порівнянного з періодом сонячного циклу (через швидку евакуацію сильних магнітних полів із зони генерації) [5]. Тому з особливою потребою на перший план виступає проблема компенсації магнітної плавучості сильних полів й утримання їх упродовж тривалого часу в ділянці динамо. Зважаючи на це, виникає актуальна необхідність пошуку механізмів магнітної "антиплавучості" ("негативної магнітної плавучості"). Як виявилось, роль таких механізмів у СКЗ можуть виконувати турбулентні ефекти макроскопічної МГД: турбулентний діаманетизм і магнітна адвекція в неоднорідній за густиною турбулентній плазмі.

**Макроскопічний турбулентний діаманетизм сонячної плазми.** Перейдемо до розгляду ефекту турбулентної перебудови магнетизму, який описується другим членом у правій частині рівняння (2). Видно, що вплив додаткового дифузійного "турбулентного" електричного поля  $\epsilon_{diff} = -(\nabla v_T/2) \mathbf{B}/c$  на згладжене магнітне поле  $\mathbf{B}$  еквівалентний дії постійного поля швидкостей

$$\mathbf{U}_\mu = -\nabla v_T/2. \quad (9)$$

Тобто згладжене магнітне поле  $\mathbf{B}$  переноситься через турбулентне середовище зі швидкістю  $-\nabla v_T/2$ , хоча ніякого усередненого руху плазми не існує. Ефект був відкритий Я. Зельдовичем для випадку двовимірної турбулентності [25] і пізніше К-Х. Редлером названий макроскопічним турбулентним діаманетизмом [26]. Фізичний сенс останнього полягає у витісненні однорідного в початковий момент магнітного поля з ділянок високопровідної плазми з підвищеною інтенсивністю турбулентних рухів у місця з менш розвиненою турбулентністю (уздовж градієнта турбулентної в'язкості  $\nabla v_T$ ) з ефективною швидкістю  $U_\mu$ .

Саме таким чином проявляється макроскопічний турбулентний діаманетизм у конвективній зоні Сонця. У результаті проведених нами розрахунків [11, 27] установлено, що радіальний профіль турбулентної в'язкості  $v_T(z) \approx (1/3)ul$  має вигляд випуклої функції з максимумом  $v_T \approx 10^{13}$  см/с у нижній половині СКЗ. Виявлена вертикальна неоднорідність параметра  $v_T$  вказує на діаманетичні властивості сонячної турбулізованої плазми. Актуально те, що в нижній частині СКЗ, де величина  $v_T$  турбулентної в'язкості різко зменшується із глибиною  $z$ , турбулентний діаманетизм, очевидно, мусить діяти проти магнітної плавучості. Дійсно, згідно з нашими розрахунками, швидкість спрямованого донизу діаманетичного витіснення горизонтального поля поблизу дна СКЗ досягає значень  $U_\mu \approx 2 \cdot 10^3$  см/с. Оскільки швидкість магнітного спливання залежить від величини поля  $B$ , то з умови взаємної компенсації процесів спливання зі швидкістю  $U_B$  (див. вираз (8)) і діаманетичного витіснення донизу зі швидкістю  $U_\mu$  (вираз (9)) можна знайти значення стаціонарного тороїдального поля  $B_0 \approx U_\mu (4\pi\rho)^{1/2}$ , спливання якого буде повністю компенсовано макроскопічним турбулентним діаманетизмом. Наші розрахунки показали [11, 27], що в результаті балансу двох зазначених ефектів у глибинах СКЗ формується магнітний шар товщиною 40 тис. км із величиною заблокованого тороїдального магнітного поля  $\approx 3000$  Гс.

Отже, помітне зменшення турбулентної швидкості при наближенні до дна СКЗ зумовлює спрямоване донизу інтенсивне діаманетичне витіснення поля, яке сприяє тривалому утриманню тороїдального поля у зоні генерації. Таким чином, макроскопічний турбулентний діаманетизм у нижній частині СКЗ, діючи проти магнітної плавучості, виконує роль "негативної магнітної плавучості", необхідної для компенсації швидкого спливання сильних полів із ділянок генерації.

**Турбулентна адвекція тороїдального магнітного поля.** У турбулентному середовищі поряд із макроскопічним діаманетизмом за певних умов може збуджуватися ще один ефект макроскопічної перебудови магнетизму. Фізична суть його така. У неоднорідній за густиною  $\rho$  турбулентній плазмі маломасштабні магнітні пульсації  $\mathbf{b}$  призводять до зміни просторового розподілу великомасштабного магнітного поля  $\mathbf{B}$ , яке можна представити як перенесення (адвек-

кцію) цього поля вздовж градієнта густини плазми  $\nabla\rho$  [28]. У нелінійному режимі цей просторовий перерозподіл поля еквівалентний його перенесенню в напрямку зростання густини плазми. За умови рівнорозподілу густини кінетичної енергії  $\rho u^2/2$  і густини магнітної енергії маломасштабних пульсацій  $b^2/8\pi$  вираз для швидкості перенесення великомасштабного поля  $\mathbf{V}$  набуває вигляду [29]

$$\mathbf{U}_p = (1/6)\tau b^2\nabla\rho/4\pi\rho \approx (1/6)\tau u^2\nabla\rho/\rho. \quad (10)$$

Для зазначення тієї обставини, що причиною описаного ефекту турбулентної адвекції є градієнт густини плазми, ми назвали його  $\nabla\rho$ -ефектом [11, 30]. Нині ми запроваджуємо термін  $\nabla\rho$ -адвекція магнітного потоку, який, на нашу думку, краще відповідає фізичній суті процесу перенесення магнітного поля в неоднорідній турбулентній плазмі.

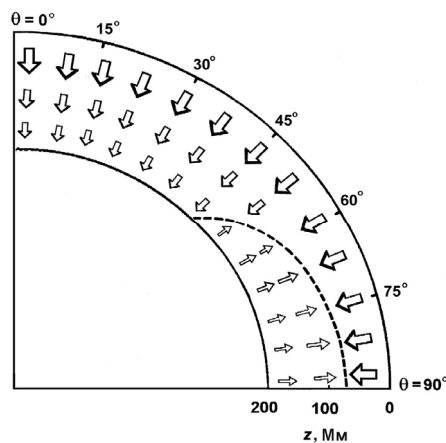
Величина густини плазми при заглибленні в конвективну зону Сонця зростає вздовж радіуса приблизно на 5–6 порядків величини [8]. З огляду на це, слід очікувати, що в СКЗ виникатиме ще один ефект "негативної магнітної плавучості" – спрямований донизу магнітний потік (адвекція), зумовлений радіальним градієнтом густини плазми. Дійсно, у результаті проведених нами розрахунків згідно з виразом (10) знайдено, що у глибинних шарах СКЗ швидкість спрямованої донизу  $\nabla\rho$ -адвекції магнітного потоку досягає значень  $U_p \approx 10^2 \div 10^3$  см/с [11, 30]. Виявлена нами радіальна  $\nabla\rho$ -адвекція, діючи проти магнітної плавучості, дає порівнянний із турбулентним діамagnetизмом внесок у формування поблизу дна СКЗ магнітного шару з величиною стаціонарного тороїдального поля  $B_0 \approx 3000$  Гс.

Обертання Сонця породжує анізотропію конвекції, яка наділяє  $\nabla\rho$ -адвекцію новими властивостями [31]. Ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект здійснює "селекцію полів", у результаті чого тороїдальна й полоїдальна магнітні компоненти переносяться у радіальному і меридіональному напрямках незалежно. Найбільшої актуальності набуває вивчення радіального  $\nabla\rho$ -потіку тороїдального поля  $\mathbf{V}_T$ , оскільки вихід останнього на сонячну поверхню приводить до формування плям. Напрямок і швидкість радіальної  $\nabla\rho$ -адвекції поля  $\mathbf{V}_T$  (донизу чи догори) суттєво залежать від полярного кута (кошироти)  $\theta$ , глибини  $z$  і числа Коріоліса  $\omega = 2\tau\Omega$  в СКЗ:

$$\mathbf{U}_{pT}(z, \theta, \omega) = 6 \mathbf{U}_p(z) \{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2\theta \}. \quad (11)$$

Функції числа Коріоліса  $\varphi_1[\omega(z)]$  і  $\varphi_2[\omega(z)]$  описують вплив обертання на турбулентну конвекцію. Залежно від знаку множника  $\{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2\theta \}$  магнітний потік може бути спрямованим як донизу (коли цей знак додатний), так і догори (коли знак множника від'ємний). Тому слід очікувати досить складної широтно-радіальної залежності  $\mathbf{U}_{pT}(z, \theta, \omega)$  в СКЗ.

У результаті проведених нами розрахунків  $\mathbf{U}_{pT}(z, \theta, \omega)$  було знайдено [11, 32], що у високоширотних ділянках ( $\theta^* > 45^\circ$ ) радіальна  $\nabla\rho$ -адвекція тороїдального поля у всьому об'ємі СКЗ спрямована донизу, тоді як у приекваторіальному домені ( $\theta^* < 45^\circ$ ) напрямком магнітного потоку залежить від вертикальної локалізації полів (рис. 1). У поверхневих шарах в умовах повільного обертання ( $\omega \approx 0,01 \div 0,5$ )  $\nabla\rho$ -адвекція протидіє плавучості. Разом із тим, у нижній половині приекваторіального домену – де умови відповідають швидкому обертанню ( $\omega \approx 5 \div 20$ ) – нами виявлено [11, 30] доволі протяжну за глибиною ділянку (товщиною  $\Delta z \approx 130$  тис. км), в якій  $\nabla\rho$ -адвекція змінює свій напрямок на протилежний – догори ( $U_{pT} \approx (1 \div 3) \cdot 10^2$  см/с). Унаслідок цього тут  $\nabla\rho$ -адвекція допомагає паркерівській плавучості переносити тороїдальне поле до поверхні. Актуально, що ділянка спрямованої догори  $\nabla\rho$ -адвекції тороїдального поля зосереджена в ділянці геліоширот від  $45^\circ$  до екватора, яка збігається зі спостереженою широтною "королівською смугою" сонячних плям.



**Рис. 1.** Меридіональний розріз СКЗ, який демонструє розподіл радіальної швидкості  $\nabla\rho$ -адвекції тороїдального магнітного поля  $U_{pT}(z, \theta, \omega)$  за глибиною  $z$  (радіусом  $r$ ) і коширотою (полярним кутом)  $\theta$  [11].

Стрілочки показують напрямок перенесення. Штрихова крива відповідає лінії нульової швидкості  $U_{pT}(z, \theta, \omega) = 0$ , де відбувається зміна напрямку радіального перенесення поля. Видно, що в більшій частині СКЗ спрямоване донизу перенесення протидіє класичній магнітній плавучості Паркера (тобто виконує роль механізму "антиплавучості").

Однак, у глибоких шарах у приекваторіальному домені (у діапазоні геліоширот  $\theta^* \approx 0 \div 45^\circ$  біля дна СКЗ) його роль змінюється: магнітний потік, викликаний  $\nabla\rho$ -адвекцією, стає спрямованим, подібно до класичної магнітної плавучості, догори.

У результаті, тут радіальна  $\nabla\rho$ -адвекція допомагає паркерівському магнітному спливанню, що сприяє прориву сильних полів до поверхні, де вони з'являються як сонячні плями в широтній "королівській зоні"

**Роль горизонтального турбулентного діамagnetизму в забезпеченні тривалої стабільності плям.** Як відомо із спостережень, магнітні поля на поверхні Сонця виявляють незвичну властивість спонтанно концентруватися в широко рознесені ізольовані МСТ у вигляді сонячних плям. Виникає питання, як пояснити тривалу стабільність рівноважного стану плями після спливання полів на поверхню, коли МСТ у підфотосферних шарах займають близьке до вертикального положення.

У зв'язку із зазначеною проблемою ми дослідили роль турбулентного діамagnetизму в забезпеченні рівноважного стану вертикальних МСТ [33]. Ідея полягає в тому, що сильне магнітне поле плями пригнічує інтенсивність турбулентних рухів у ній, тоді як поза межами плями, де магнітне пригнічення відсутнє, інтенсивність турбулентної конвекції буде більшою. У результаті, між цими ділянками мусить формуватися відносно тонкий своєрідний *interface* – вертикальний шар проникної конвекції, в якому інтенсивність турбулентної конвекції суттєво зменшується в поперечному напрямку при переході від фотосфери/СКЗ до плями. Тому в зазначеному перехідному шарі створюються сприятливі умови для поперечного (горизонтального) макроскопічного діамagnetизму, який може впливати на перебудову магнітного поля плями. Унаслідок відмінностей величини турбулентних пульсацій у перехідному вертикальному шарі проникної конвекції виникає ефект турбулентного діамagnetизму витіснення поля із фотосфери/СКЗ до плями. Інтенсивні турбулентні пульсації в СКЗ будуть повертати назад до плями магнітне поле, яке завдяки процесу турбулентної дифузії намагається просочуватися у протилежному напрямку – зовні плями. Тобто тут має місце конкуренція двох протилежно спрямованих процесів перенесення магнітного поля в горизонтальній площині. Під впливом сильної зовнішньої турбулентності пограничні магнітні поля, які внаслідок турбулентної дифузії просочуються із плями у фотосферу/СКЗ, будуть "закидатися" назад у пляму. Саме цей ефект, на наш погляд [33], може сприяти тривалому утриманню плям у вигляді ізольованих вертикальних МСТ.

**Шар проникної конвекції (овершут) поблизу дна СКЗ.** Оскільки при заглибленні у сонячні надра зменшується паркерівська швидкість магнітного спливання, то при вивченні процесів збудження і перебудови глобального magnetизму увагу дослідників привертають глибинні шари СКЗ. Найбільш привабливими виглядають найглибші шари: перехідна ділянка (*interface*) між конвективною і променистою зонами, де характерні розміри поля швидкостей зазнають кардинальної перебудови. Суть процесів у перехідній ділянці така. Як уже зазначалося, поля швидкостей у СКЗ природно розділені на два масштаби: маломасштабну турбулентну конвекцію  $u(r, \theta)$  і великомасштабне диференційне обертання  $\Omega(r, \theta)$ . Характерні розміри цих двох полів швидкостей достатньо великі для того, щоб між СКЗ і променистою зоною виникали ділянки поступового спадання амплітуди швидкостей. Тому біля дна СКЗ мусять сформуватися два перехідні шари різних масштабів, в яких відбувається перебудова поля швидкостей. Перший шар, який пов'язаний із перебудовою турбулентної конвекції, у літературі отримав назву шар проникної конвекції або конвективний овершут (англ. *convective overshoot layer*) [34]. Саме в шарі конвективного овершуту турбулентні механізми "негативної магнітної плавучості" ефективно компенсують магнітну плавучість Паркера (див. нижче). У підсумку, конвективний овершут служить резервуаром тривалого утримання тороїдального поля, яке завдяки механізмам "антиплавучості" проникає сюди з об'єму СКЗ. Незважаючи на привабливість шару проникної конвекції для перебудови magnetизму, він, імовірно, занадто тонкий. Тому конвективний овершут не може суттєво впливати на збудження магнітного поля, а тільки, як уже зазначено, сприяє тривалому збереженню поля. З огляду на це, особливого значення для перебудови magnetизму набуває другий перехідний шар, який простягається в надра Сонця глибше СКЗ [35].

**Глибинний шар перебудови диференційного обертання (тахоклін).** Фізична суть тахокліну така. Згідно з геліосейсмологічними вимірюваннями [36] диференційне обертання проникає в радіативні надра (променисту зону), унаслідок чого на нижній межі СКЗ утворюється перехідний шар від широтного диференційного до твердотілого (жорсткого) обертання. Смуга різкого спадання кутової швидкості знаходиться нижче СКЗ, подібно до того, як термокліни лежать нижче шару перемішаної води в океані. Зважаючи на це, по аналогії з океанічним термокліном, перехідний шар спадання кутової швидкості Е. Шпігель і Ж.-П. Цан [35] назвали тахокліном (англ. *tachocline*), тобто шаром стрімкого спадання швидкості диференційного обертання. Товщина його за геліосейсмологічними вимірюваннями  $\approx 30$  тис. км. Унаслідок різкого спадання кутової швидкості саме в тахокліні радіальний градієнт кутової швидкості досягає свого максимуму, чим створює тут найсприятливіші умови для збудження сильного тороїдального поля.

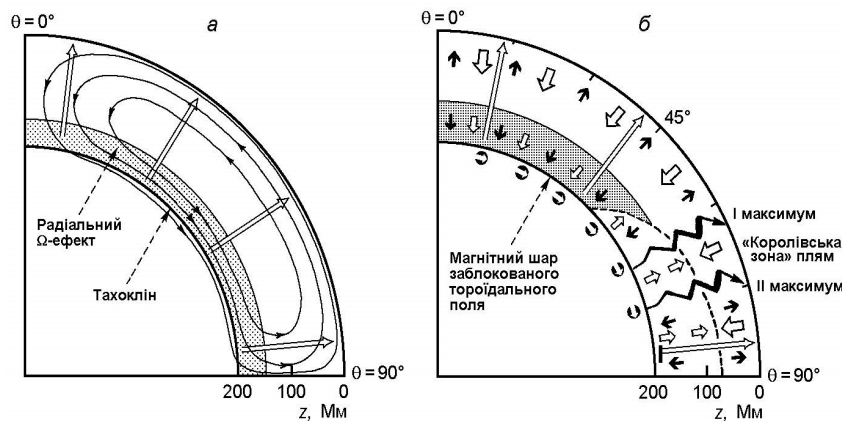
Таким чином, найбільш сприятливим місцем для генерації тороїдального магнітного поля служать глибинні шари поблизу дна СКЗ, що охоплюють шар проникної конвекції (овершут) і тахоклін. В овершуті створюються необхідні умови для формування шару тривалого утримання магнітних полів, тоді як у тахокліні внаслідок різкого спадання кутової швидкості ефективно генерується потужне тороїдальне поле. Паркерівська плавучість останнього із часом переважає ефекти антиплавучості, в результаті чого воно виноситься на поверхню. Крім того, у глибинах СКЗ густина кінетичної енергії диференційного обертання значно перевищує густину магнітної енергії, що сприяє трансформації кінетичної енергії в магнітну. Важливим чинником глибинних шарів служить спрямована до екватору меридіональна течія, яка в межах моделі гідромagnetизму динамо забезпечує міграцію тороїдальних полів від високих широт до низьких.

**Подвійні максимуми циклу сонячних плям.** Для пояснення спостереженого явища подвійних максимумів циклу сонячних плям нами розроблено сценарій [37], що містить генерацію тороїдального магнітного поля поблизу дна СКЗ і його наступне винесення із глибинних шарів на поверхню в геліоширотній "королівській зоні". У запропонованій схемі перебудови тороїдального магнітного поля беруть участь п'ять МГД-процесів: радіальний  $\Omega$ -ефект поблизу тахокліну, магнітна плавучість Паркера, макроскопічний турбулентний діамagnetизм, радіальна  $\nabla r$ -адвекція магнітного потоку і глибинна меридіональна циркуляція. Згідно із цим сценарієм в тахокліні внаслідок різкого радіального спадання кутової швидкості зі слабкого полярного поля ефективно генерується тороїдальне поле. У шарі конвективного овершуту два ефекти "негативної магнітної плавучості" (макроскопічний турбулентний діамagnetизм і радіальна  $\nabla r$ -адвекція) упродовж певного часу компенсують паркерівське спливання тороїдального поля (поки це поле ще відносно слабке). Таким чином, конвективний овершут виконує роль сховища, де збуджене  $\Omega$ -ефектом тороїдальне поле може утримуватися тривалий час доти, поки воно не досягне значень  $\approx 3000$  Гс [38].

Однак подальша перебудова заблокованого глибинного тороїдального поля у навколополярних і приекваторіальному доменах відбувається в різних режимах. Це пов'язано з тим, що у нижній частині приекваторіального домену (у діапазоні геліоширот  $\theta^* \approx 0 \div 45^\circ$ ) один з ефектів "негативної плавучості" (радіальна  $\nabla\rho$ -адвекція магнітного потоку), змінює свій знак, як зазначалося вище (див. рис. 1), на протилежний і стає спрямованим догори, допомагаючи тим самим паркерівській магнітній плавучості. Із часом, коли за рахунок  $\Omega$ -ефекту заблоковане у глибинах приекваторіального домену тороїдальне поле досягає величин  $> 3000$  Гс, два спрямовані догори магнітні потоки (зумовлені комбінованою дією плавучості Паркера і  $\nabla\rho$ -адвекції) починають переважати спрямовану донизу "негативну магнітну плавучість", пов'язану з макроскопічним турбулентним діаманетизмом. У міру подальшого підсилення тороїдального поля активізується його підйом до поверхні Сонця. Зрештою, через деякий час тороїдальне поле з'являється на поверхні у вигляді сонячних плям в ділянці "королівської геліоширотної зони". Ця спрямована догори перша хвиля тороїдальних полів відповідальна за основний максимум активності плямоутворення (рис. 2).

Разом із тим, у високоширотних полярних доменах під впливом двох ефектів "негативної плавучості" (турбулентного діаманетизму і радіальної  $\nabla\rho$ -адвекції) глибинні тороїдальні поля впродовж усього циклу залишаються заблокованими в шарі конвективного овершуту. Саме тому поблизу полюсів ніколи не з'являються сонячні плями.

Вагому роль у подальшій еволюції заблокованих тороїдальних полів відіграє глибинна меридіональна циркуляція, яка забезпечує перенесення цих полів із полярних областей до низьких широт. Спрямована до екватора глибинна меридіональна течія витісняє заблоковані поблизу полюсів поля в низькоширотні ділянки, де існують сприятливі умови для спливання полів, оскільки тут спрямована догори радіальна  $\nabla\rho$ -адвекція допомагає плавучості переносити тороїдальне поле до поверхні. Якщо для швидкості глибинної меридіональної течії біля дна СКЗ ( $r \approx 5 \cdot 10^{10}$  см) взяти величину  $U_M^{(deep)} \approx 3 \div 5$  м/с [20], то характерний час міграції поля від високоширотної ділянки  $\theta_1^* = 70^\circ$  до ділянки низьких геліоширот  $\theta_2^* = 15 \div 20^\circ$  (смуги спостережуваного повторного збільшення кількості плям у максимумі циклу) становить  $\tau_M \approx r(\Delta\theta^*/360^\circ)/U_M^{(deep)} \approx 1 \div 2$  роки. У низькоширотних ділянках ці мігруючі до екватора "запізнілі" поля згідно з описаною вище схемою транспортуються до поверхні, але вже на нижчих геліоширотах "королівської зони". Прориваючись на поверхню ця друга порція спливання затриманих у часі тороїдальних полів веде до повторного максимуму сонячних плям.



**Рис. 2.** Схема турбулентної перебудови тороїдального магнітного поля в СКЗ [37]:

- а – меридіональна циркуляція (овальні замкнуті чорні стрілки); магнітна плавучість (спрямовані до поверхні світлі стрілки); шар радіального  $\Omega$ -ефекту (заштрихована ділянка) поблизу дна СКЗ; б – (↔) перенесення із високоширотних областей до приекваторіального домену заблокованого біля полюсів глибинного тороїдального поля (заштрихована ділянка) унаслідок глибинної меридіональної течії; ~~~ – спрямовані до поверхні хвилі тороїдального поля, зумовлені перевагою двох спрямованих догори магнітних потоків: плавучості Паркера (довгі світлі стрілки) і  $\nabla\rho$ -адвекції (короткі білі стрілки) над спрямованим донизу ефектом "негативної магнітної плавучості", пов'язаним із макроскопічним турбулентним діаманетизмом (короткі чорні стрілки). Прориваючись на поверхню, дві хвилі тороїдального поля викликають у геліоширотній "королівській зоні" зсув у часі на 1–2 роки перший і другий максимуми сонячних плям

Таким чином, ключову роль у розробленому механізмі подвійних максимумів плям відіграють дві спрямовані догори хвилі тороїдальних полів, що поширюються у приекваторіальному домені від нижньої основи СКЗ до сонячної поверхні, і які завдяки глибинній меридіональній циркуляції зсувнуті одна від одної в часі на 1–2 роки [37].

**Радіальний омега-ефект у променистій зоні та чергування амплітуди сонячних циклів.** Останнім часом особливої актуальності набуває питання пошуку механізмів, які приводять до збудження магнетизму в сонячних надрах нижче СКЗ, оскільки потужне внутрішнє магнітне поле залучається дослідниками для пояснення низки спостережених фактів (дефіцит потоку сонячних нейтрино, тонка структура акустичних коливань Сонця, недостача вмісту літію в сонячній атмосфері та ін.). В результаті геліосейсмологічних експериментів було встановлено, що в надрах Сонця глибше конвективної зони і тахокліну впродовж тривалого часу може зберігатися помітний радіальний градієнт кутової швидкості [39]. Ми вважаємо, що цей радіальний градієнт кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$  діє на реліктове полоїдальне поле, збуджуючи тим самим (унаслідок  $\Omega$ -ефекту) тороїдальне магнітне поле у променистій зоні нижче СКЗ. З огляду на це, нами проведено аналіз процесів генерації і втрати магнітного потоку (унаслідок плавучості Паркера [5]) у стабільній променистій зоні [11, 40]. З умови балансу зазначених процесів виведено формулу для оцінювання максимального значення стаціонарного тороїдального поля сталого спрямування, яке збуджується радіальним  $\Omega$ -ефектом за наявності глибинного полоїдального поля реліктового походження і може утримуватися у променистій зоні доти, доки завдяки магнітній плавучості воно не буде винесено із зони генерації вгору в СКЗ:

$$\max |B_{\phi}| \equiv B_{\phi}^{\circ} = O \left( \left[ \frac{\Gamma}{\gamma_b} \right]^{1/3} \right) = O \left( \left[ GB_r \frac{8\pi PL}{u_T} \left( \frac{a}{\lambda_T} \right)^2 \right]^{1/3} \right). \quad (12)$$

Тут позначено:  $\Gamma \equiv GB_r$  і  $\gamma_b \equiv (u_T/8\pi PL)(\lambda_T/a)^2$  – параметри, що характеризують відповідно швидкість збудження магнітного потоку диференційним обертанням і швидкість втрати магнітного потоку внаслідок плавучості у променистій зоні;  $G \equiv r \cdot \partial\Omega/\partial r$  – міра радіального диференційного обертання на відстані  $r$  від центра Сонця;  $B_r$  – радіальна складова реліктового дипольного поля;  $u_T$  – середня швидкість перенесення теплової енергії до гори;  $\lambda_T$  – температурна шкала висот;  $P$  – газовий тиск;  $L$  – характерний масштаб зміни поля;  $a$  – поперечний радіус магнітної силової трубки. Якщо взяти до уваги інтенсивність реліктового радіального поля поблизу ядра Сонця  $B_r \approx 0,1 \div 10$  Гс, то визначений із геліосейсмологічних експериментів [39] радіальний градієнт кутової швидкості у променистій зоні ( $\partial\Omega/\partial r \approx 8 \cdot 10^{-18}$  рад/с·см) здатний згенерувати досить сильне глибинне тороїдальне магнітне поле  $B_{\phi}^{\circ}$  постійного спрямування. Поблизу сонячного ядра величина поля може досягати значень  $\approx 10^6$  Гс, тоді як на верхній межі променистої зони становитиме  $\approx 10^4$  Гс [11, 40]. Ми вважаємо, що це тороїдальне магнітне поле сталою спрямування в часі, проникаючи завдяки магнітній плавучості із променистої зони в СКЗ вторгається тут у циклічний  $\alpha\Omega$ -процес і викликає тим самим спостережену магнітну асиметрію інтенсивності двох сусідніх 11-річних циклів [41].

**Висновок.** У роботі подано результати вивчення в Астрономічній обсерваторії університету процесів генерації і перебудови глобального магнітного поля Сонця в межах теорії турбулентного динамо усередненого поля. Наведений у статті перелік відтворених спостережених фактів сонячної активності свідчить про те, що модель  $\alpha\Omega$ -динамо з урахуванням турбулентних ефектів макроскопічної МГД і новітніх даних геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання Сонця досить адекватно описує динаміку сонячного магнітного циклу і відображає реальні процеси, які мають місце в сонячній конвективній зоні. Отримані результати дослідження циклічності глобального магнетизму Сонця можуть бути корисними при вивченні механізмів сонячно-земних зв'язків і розробці методів аналізу і прогнозування всього комплексу геліо-геофізичних процесів, оскільки великомасштабні магнітні структури, що виносяться сонячним вітром у міжпланетний простір, насамперед, визначають умови в геліосфері, навколосонячному космічному просторі, магнітосфері, іоносфері, і значною мірою впливають на атмосферу, гідросферу, літосферу й біосферу Землі.

#### Список використаних джерел

1. Krause F. Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory / F. Krause, K.-H. Rädler. – Oxford: Pergamon Press, Ltd. – 1980. – 271 p.
2. Вайнштейн С.И. Турбулентное динамо в астрофизике / С.И. Вайнштейн, Я.Б. Зельдович, А.А. Рузмайкин. – М.: Наука. – 1980. – 352 с.
3. Moffatt H.K. Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids / H.K. Moffatt. – London–New York–Melbourne: Cambridge University Press, 1978.
4. Elsasser W.M. Induction effects in terrestrial magnetism / W.M. Elsasser // Phys. Rev. – 1946. – 69. – P. 106–116.
5. Parker E.N. Cosmical Magnetic Fields / E.N. Parker. – Oxford: Clarendon Press, 1979.
6. Yoshimura H. Solar-cycle dynamo wave propagation / H. Yoshimura // Astrophys. J. – 1975. – 201, No 3. – P. 740–748.
7. Christensen-Dalsgaard J. Helioseismology / J. Christensen-Dalsgaard // Rev. Mod. Phys. – 2002. – 74. – P.1073–1129.
8. Stix M. The Sun / M. Stix. – Berlin–Heidelberg–New York: Springer-Verlag. – 1989. – P. 200.
9. Krivodubskij V.N. Intensity of sources of magnetic fields of the solar  $\alpha\omega$ -dynamo / V.N. Krivodubskij // Soviet Astronomy. – 1984. – 28, No. 3. – P. 316–320.
10. Krivodubskij V.N. Rotational anisotropy and magnetic quenching of gyrotopical turbulence in the solar convective zone / V.N. Krivodubskij // Astronomy Reports. – 1998. – 42, No. 1. – P.122–126.
11. Krivodubskij V.N. Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone / V.N. Krivodubskij // Astron. Nachrichten. – 2005. – 326, No. 1. – P. 61–74.
12. Krivodubskij V.N. Dynamo parameters of the solar convection zone / V.N. Krivodubskij // Kinematics Phys. Celestial Bodies. – 2006. – 22, No. 1. – P.1–20.
13. Rüdiger G. Alpha-effect and alpha-quenching / G. Rüdiger, L.L. Kitchatinov // Astron. Astrophys. – 1993. – Vol. 269. – P. 581–588.
14. Krivodubskij V.N. Alpha-quenching in the solar convection zone / V.N. Krivodubskij // Изв. Крым. астрофиз. общ. – 1998. – 94. – С. 180–184.
15. Лоцицкая Н. И. Сравнение результатов визуальных измерений магнитных полей крупных солнечных пятен, выполненных в разных обсерваториях в 23 цикле солнечной активности / Н.И. Лоцицкая, Г.В. Лямова, В.М. Малащук // Изв. Крым. астрофиз. общ. – 2007. – 103, № 4. – С. 59–67.
16. Krivodubskij V.N. Dependence of solar cycle duration on the magnitude of the annual module of the sunspots magnetic field / V.N. Krivodubskij, N.I. Lozitska // Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity. Proc. IAU Symp. No. 294, 2012; A.G. Kosovichev, E.M. de Gouveia Dal Pino, Y. Yan, eds. – 2013 – P. 71–72.
17. Krivodubskij V.N. On the extended 23rd solar cycle / V.N. Krivodubskij, O.K. Cheremnykh // Kosmichna Nauka i Tekhnolohija. – 2011. – 17, No. 1. – P. 23–28 (In Russian).
18. Krivodubskij V.N. On the extended 23rd solar cycle / V.N. Krivodubskij // Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity. Proc. IAU Symp. No. 294, 2012; A.G. Kosovichev, E.M. de Gouveia Dal Pino, Y. Yan, eds. – 2013. – P. 69–70.
19. Howard R. Studies of solar magnetic fields. I. The average field strengths / R. Howard // Solar Phys. – 1974. – 38. – P. 283–299.
20. Dynamic variations at the base of the solar convection zone / R. Howe, J. Christensen-Dalsgaard, F. Hill et al. // Science. – 2000. – 287. – P. 2456–2460.
21. Krivodubskij V.N. The structure of the global solar magnetic field excited by the turbulent dynamo mechanism / V.N. Krivodubskij // Astronomy Reports. – 2001. – 45, No. 9. – P. 738–745.
22. Kraichnan R.H. Diffusion of passive-scalar and magnetic fields by helical turbulence / R.H. Kraichnan // J. Fluid Mech. – 1976. – 77. – P. 753–774.
23. Krivodubskij V.N. Small-scale alpha-squared effect in the solar convection zone / V.N. Krivodubskij // Kinematics Phys. Celestial Bodies. – 2015. – 31, No. 2. – P. 55–64.
24. Krivodubskij V.N. On turbulent conductivity and magnetic permeability of solar plasma / V.N. Krivodubskij // Soln. dannye [Solar data]. – 1982. – № 7. – P. 99–109 (In Russian).
25. Зельдович Я.Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости / Я.Б. Зельдович // ЖЭТФ. – 1956. – Т. 31. – С. 154–156.
26. Rädler K.-H. Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medien / K.-H. Rädler // Thesis. – 1966. – Univ. Jena.
27. Krivodubskij V.N. Magnetic field transfer in the turbulent envelope of the Sun / V.N. Krivodubskij // Soviet Astronomy. – 1984. – 28, No. 2. – P. 205–211.
28. Вайнштейн С.И. Магнитные поля в космосе / С.И. Вайнштейн. – М.: Наука. – 1983. – 240 с.
29. Кичатинов Л.Л. О магнитной гидродинамике средних полей в неоднородной турбулентной среде / Л.Л. Кичатинов // Магнит. гидродинамика. – 1982. – № 3. – С. 67–73.
30. Krivodubskij V.N. Transfer of large-scale solar magnetic field by inhomogeneity of the material density in the convection zone / V.N. Krivodubskij // Soviet Astronomy Lett. – 1987. – 13, No. 9. – P. 338–341.
31. Kitchatinov L.L. Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle / L.L. Kitchatinov // Astron. Astrophys. – 1991. – 243, No. 2. – P. 483–491.
32. Krivodubskij V.N. Turbulent transport of large-scale magnetic field in the rotating solar convective zone / V.N. Krivodubskij // Soviet Astronomy. – 1992. – 36, No. 4. – P.432–435.

33. Krivodubskij V.N. Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction / V.N. Krivodubskij // Kinematics Phys. Celestial Bodies. – 2012. – 28, No. 5. – P. 232–238.
34. Roxburgh I.W. Convection and solar structure / I.W. Roxburgh // Astron. Astrophys. – 1978. – 65. – P. 281–285.
35. Spiegel E.A. The solar tachocline / E.A. Spiegel, J.-P. Zahn // Astron. Astrophys. – 1992. – 265. – P. 106–114.
36. Basu S. A study of possible temporal and latitudinal variations in the properties of the solar tachocline / S. Basu, H.M. Antia // MNRAS. – 2001. – 324. – P. 498–508.
37. Krivodubskij V.N. Double Maxima of 11-Year Solar Cycles / V.N. Krivodubskij // Kinematics Phys. Celestial Bodies. – 2017. – 33, No. 1. – P. 24–38.
38. Krivodubskij V.N. The role of the convective zone in the excitation of the magnetic activity of the Sun / V.N. Krivodubskij // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Astronomy. – 2018. – No. 57. – P. 31–41.
39. Howe R. Solar interior rotation and its variation / R. Howe // Living Rev. Solar Phys. – 2009. – 6. – P. 1–75.
40. Dudorov A.E. The internal large-scale magnetic field of the Sun / A.E. Dudorov, V.N. Krivodubskij, T.V. Ruzmaikina, A.A. Ruzmaikin // Soviet Astronomy. – 1989. – 33, No. 4. – P. 420–426.
41. Криводубський В.Н. Збудження стаціонарного тороїдального поля в променистій зоні і чергування амплітуди сонячних циклів / V.N. Krivodubskij // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. – Book of Abstracts. – International Conference. – May 28–May 31, 2019. – Kyiv, Ukraine. – P. 78–79.

Надійшла до редколегії 05.02.20

В. Криводубський, д-р физ.-мат. наук  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛИЧНОСТИ МАГНЕТИЗМА СОЛНЦА В РАМКАХ ТЕОРИИ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИКИ

С середины 70-х гг. прошлого века в Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко начато новое направление теоретических исследований эволюции глобального магнетизма Солнца в рамках макроскопической МГД. В работе приведены результаты изучения процессов генерации и перестройки крупномасштабного (глобального) магнитного поля на основе модели  $\alpha\Omega$ -динамо с учетом новых турбулентных эффектов, открытых в теории макроскопической МГД, и данных гелиосейсмологических экспериментов о внутреннем вращении Солнца.

Установлено, что резкий радиальный градиент турбулентной скорости в нижней половине солнечной конвективной зоны (СКЗ) приводит к изменению знака азимутальной компоненты параметра спиральности  $\alpha$ , в результате чего вблизи дна СКЗ происходит формирование относительно тонкого слоя отрицательного  $\alpha$ -эффекта. Найдено, что слой отрицательного  $\alpha$ -эффекта вместе со знаком радиального градиента угловой скорости, обнаруженного в гелиосейсмологических экспериментах, позволяет объяснить направление миграции динамо-волн на солнечной поверхности. Рассчитано магнитное насыщение  $\alpha$ -эффекта (альфа-квенчинг) в глубоких слоях СКЗ. Предложено объяснение затяжной продолжительности 23-го солнечного цикла, составляющей около 13 лет. Для этого были использованы наблюдаемые данные о существенном росте годового модуля магнитных полей солнечных пятен в 23-м цикле. Рассчитанная северо-южная асимметрия структуры глобального магнитного поля позволяет объяснить феномен кажущегося магнитного "монополя", который наблюдается во время переполусовок полярного магнетизма. Найдено, что величины турбулентной электропроводности и турбулентной магнитной проницаемости солнечной плазмы существенно меньше соответствующих газокинетических параметров. Поэтому турбулентная диссипация солнечных магнитных полей усиливается на 4–9 порядков величины по сравнению с классической омической диссипацией. Исследован макроскопический турбулентный диамагнетизм солнечной плазмы. Найдено, что в нижней части СКЗ турбулентный диамагнетизм действует против магнитной плавучести, в частности, таким образом, роль "отрицательной магнитной плавучести". В результате баланса эффектов магнитной плавучести и турбулентного диамагнетизма в глубинах СКЗ формируется слой заблокированного магнитного поля величиной  $\approx 3000$  Гс. Исследована турбулентная адвекция магнитного поля в неоднородной по плотности плазме СКЗ. Найдено, что в нижней половине СКЗ приэкваториального домена турбулентная адвекция направлена вверх. В результате совместного действия магнитной плавучести и турбулентной адвекции глубинные сильные тороидальные поля выносятся на поверхность Солнца в широтной "королевской зоне" солнечных пятен. Отмечена роль горизонтального турбулентного диамагнетизма в обеспечении длительной стабильности солнечных пятен. Для объяснения наблюдаемого явления двойных максимумов цикла солнечных пятен разработан сценарий, содержащий генерацию магнитного поля в тахоклине у дна СКЗ и последующий вынос этого поля из глубинных слоев на поверхность в широтной "королевской зоне". Отмечена роль радиального омега-эффекта в лучистой зоне в объяснении наблюдаемой асимметрии амплитуды двух соседних 11-летних циклов солнечных пятен.

Ключевые слова: турбулентность, макроскопическая магнитогиродинамика, Солнце, глобальное магнитное поле, гелиосейсмология,  $\alpha\Omega$ -динамо, конвективная зона, магнитная плавучесть, овершут, тахоклин, лучистая зона, солнечные пятна, 11-летний магнитный цикл.

V. Krivodubskij, Dr Hab.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## STUDY OF MAGNETISM CYCLICITY OF THE SUN IN THE FRAMEWORK OF THE MACROSCOPIC MAGNETOHYDRODYNAMICS THEORY

Since the mid-70s of the last century, a new direction in theoretical studies of the evolution of the global magnetism of the Sun in the framework of macroscopic MHD has been launched at the Astronomical Observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv. The paper presents the results of a study of the processes of generation and restructuring of a large-scale (global) magnetic field based on the  $\alpha\Omega$ -dynamo model, taking into account new turbulent effects discovered in the theory of macroscopic MHD and data of helioseismological experiments on the internal rotation of the Sun.

It was established that a sharp radial gradient of turbulent velocity in the lower half of the solar convective zone (SCZ) leads to a change in the sign of the azimuthal component of the helicity parameter  $\alpha$ , resulting in the formation of a relatively thin layer of negative  $\alpha$ -effect near the bottom of the SCZ. It was found that the layer of negative  $\alpha$ -effect, together with the sign of the radial gradient of the angular velocity, detected in helioseismological experiments, makes it possible to explain the direction of migration of dynamo-waves on the solar surface. The magnetic saturation of the  $\alpha$ -effect (alpha-quenching) in the deep layers of the SCZ was calculated. An explanation of the protracted duration of the 23rd solar cycle of about 13 years is proposed. For this, we used the observed data on a significant increase of the annual module of the magnetic fields of sunspots in the 23rd cycle. The calculated north-south asymmetry of the structure of the global magnetic field provides an opportunity to explain the phenomenon of the seeming magnetic "monopole", which is observed during reversal of polar magnetism. It was found that the values of turbulent electrical conductivity and turbulent magnetic permeability of the solar plasma are significantly less than the corresponding gas-kinetic parameters. Therefore, the turbulent dissipation of solar magnetic fields is enhanced by 4–9 orders of magnitude compared with classical ohmic dissipation. Macroscopic turbulent diamagnetism of solar plasma was investigated. It has been found that in the lower part of the SCZ, turbulent diamagnetism acts against magnetic buoyancy, thus fulfilling the role of "negative magnetic buoyancy". As a result of the balance of the effects of magnetic buoyancy and turbulent diamagnetism, a layer of blocked magnetic field of magnitude  $\approx 3000$  G is formed in the depths of the SCZ. The turbulent advection of a magnetic field in an inhomogeneous plasma density of the SCZ was studied. It was found that in the lower half of the SCZ of the equatorial domain, turbulent advection is directed upwards. As a result of the combined action of magnetic buoyancy and turbulent advection, deep strong toroidal fields are carried to the surface of the Sun in the latitudinal "royal zone" of sunspots. The role of horizontal turbulent diamagnetism in ensuring the long-term stability of sunspots was noted. To explain the observed phenomenon of double maxima of the solar spot cycle, a scenario was developed containing the generation of a magnetic field in the tachocline at the bottom of the SCZ and subsequent removal of this magnetic field from the depth layers to the surface in the latitudinal "royal zone". The role of the radial omega-effect in the radiant zone in explaining the observed asymmetry in the amplitude of two neighbouring 11-years sunspot cycles was noted.

Keywords: turbulence, macroscopic magnetohydrodynamics, the Sun, global magnetic field, helioseismology,  $\alpha\Omega$ -dynamo, convection zone, magnetic buoyancy, overshoot, tachocline, radiant zone, sunspots, 11-year magnetic cycle.



УДК 523.68; 52-622; 52-76

П. Козак, канд. фіз.-мат. наук  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ,  
Л. Козак, канд. фіз.-мат. наук  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

## ПРО МОЖЛИВІСТЬ ЗАСТОСУВАННЯ ТЕПЛОВІЗОРІВ ДЛЯ СПОСТЕРЕЖЕННЯ МЕТЕОРІВ ТА ІНШИХ АТМОСФЕРНИХ УТВОРЕНЬ У ДАЛЕКОМУ ІНФРАЧЕРВОНОМУ ДІАПАЗОНІ

*Досліджено характеристики сучасних недорогих тепловізорів для можливих спостережень метеорів та інших атмосферних утворень у далекому інфрачервоному діапазоні 8–14 мкм. Наведено огляд спостережень метеорів у нетрадиційних ділянках спектра: ультрафіолеті, у початковому, близькому, середньому та далекому інфрачервоному діапазонах. Коротко описано сучасну апаратуру для інфрачервоного спостереження. На прикладі сучасної бюджетної моделі тепловізора нижнього цінового сегмента наводяться результати тестових спостережень хмар, потенційних слідів болідів та інверсійних слідів літаків, метеорів і грозових розрядів. Коротко проаналізовано технічні характеристики вибраної моделі та відповідного програмного забезпечення, розглянуто переваги та недоліки цього типу спостережної апаратури. Робиться висновок про перспективу використання тепловізорів у метеорній астрономії та геофізиці.*

*Ключові слова: метеори, метеорні атмосферні сліди, відеоспостереження метеорів, спостереження в далекому інфрачервоному діапазоні, тепловізори, інфрачервоні спостереження атмосферних утворень, інверсійні сліди реактивних літаків.*

**Вступ.** Історично оптичні спостереження метеорів із використанням технічних засобів почалося в епоху розвитку фотографії, і таким чином проводилося в діапазоні довжин хвиль приблизно видимого діапазону. Так, звичайна емульсія на основі бромистого срібла чутлива в області від ультрафіолету до приблизно 550 нм. Сенсibiliзація емульсії продовжувала чутливість фотоматеріалів у бік хвиль більшої довжини: до 600 нм для ортохроматичних емульсій, та приблизно до 700 нм для панхроматичних. Вироблялись також інфрачроматичні емульсії, чутливі до інфрачервоного випромінювання з довжиною хвилі до 1200 нм. У практиці метеорних спостережень (зарубіжних і вітчизняних), як правило використовувалися фотоплівки з чутливістю у видимому діапазоні. У подальшому, із розвитком техніки на зміну фотографічним метеорним спостереженням прийшли спочатку телевізійні, а потім відеоспостереження. Спектральна чутливість їх детекторів при цьому сягала 900–1000 нм. При цьому часто спільні фотографічні й телевізійні спостереження метеорів демонстрували різні висоти появи метеорів (телевізійні метеори з'являлися суттєво раніше). Як пояснення пропонувалися і різні інтегральні чутливості спостережної апаратури, обумовлені, наприклад, різною апертурою вхідної оптики, і різні спектральні чутливості детекторів [1], а саме – чутливість відеокамер у близькій інфрачервоній ділянці спектра (NIR), де метеор міг мати (як показали подальші дослідження – має) емісійні спектральні лінії. Таким чином, розвиток виробництва напівпровідників дозволив не лише підняти чутливість спостережної апаратури, а і проводити дослідження метеорів у нетрадиційних ділянках спектра. Єдиною перешкодою для таких досліджень є селективність атмосферного поглинання світла. Очевидно, область ультрафіолету є недоступною для наземних спостережень метеорів на висотах їх випромінювання 130–80 км через поглинання шаром озону. Також є ряд зон атмосферного поглинання в області інфрачервоного променів парами води та вуглекислого газу (рис. 1).

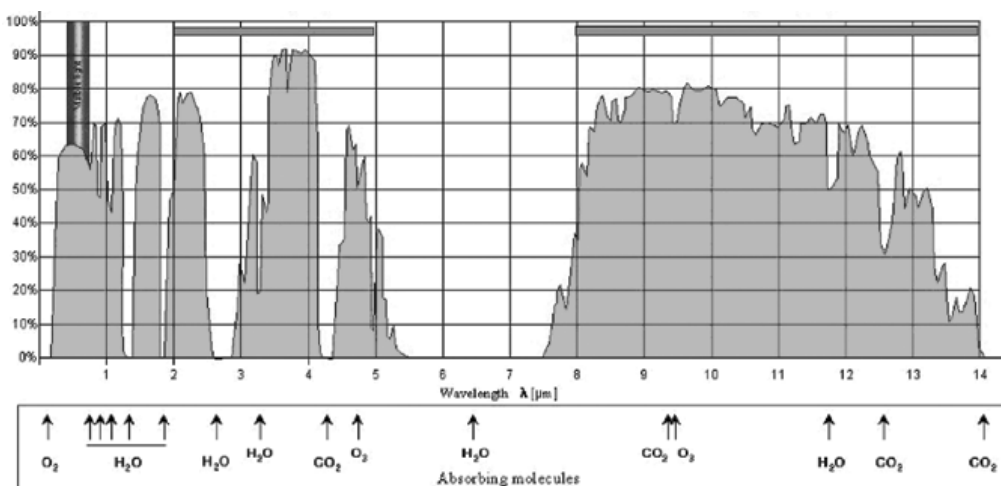


Рис. 1. Вікна пропускання світла атмосферою для різних довжин хвиль (внизу показано хімічні елементи, відповідальні за поглинання в певних ділянках) [2]

**Спостереження метеорів у нетрадиційних ділянках спектра.** Тим не менш, вікна прозорості дозволяють проводити спостереження метеорів у нетрадиційних для метеорів ділянках спектра. Позитивним фактором у цій проблемі є розвиток спостережних засобів космічного базування, які встановлюються на штучних супутниках Землі. Так, під час активності метеорного потоку Леоніди 1999 р. із борту американського супутника Midcourse Space Experiment п'ятьма спектрографами зареєстровано спектр яскравого метеора в діапазоні

110–860 нм [3]. У той час, як у видимому діапазоні було зареєстровано емісії нейтральних атомів FeI, Ni, OI, у діапазоні 220–300 нм реєструвалися значно інтенсивніші іонні лінії FeII та MgII. У ділянці 110–130 нм крім згаданих іонів було ототожнено лінії O та N. Також зокрема знайдено інтенсивне випромінювання водню в лінії  $L\alpha$  та значно слабші лінії нейтрального вуглецю C I. Відмічається, що інтегральна інтенсивність випромінювання в діапазоні 110–337 нм була як мінімум у 5 разів більшою, ніж у видимому діапазоні 337–860 нм. Досвід цих спостережень є унікальним для метеорної астрономії, і не лише з точки зору вивчення хімічного складу метеороїдів, а і для фізики польоту метеора та його взаємодії з атмосферою.

Інші супутникові спостереження земної атмосфери проводяться США з 1972 р. у діапазоні від видимого до інфрачервоного випромінювання (IR) із метою контролю атмосферних ядерних випробовувань. Відмічено у [4], що за цей час було зареєстровано 262 яскраві боліди, з яких 23 були зняті лише у видимому світлі, 212 – лише в IR, та 27 – як у видимому, так і в IR світлі.

Спостереження потоку Леоніди в 1998 р. проводилися вже не з борту космічного апарата, а з літака в межах багатойнструментальної авіаційної спостережної кампанії за підтримки НАСА, Європейського космічного агентства та інших організацій. За допомогою спеціально розробленого спектрографа для вимірів в середньохвильовій ділянці інфрачервоного спектра (MWIR) 3–5,5 мкм було зареєстровано два яскраві метеори з потоку Леоніди, причому відмічається, що їх криві блиску в MWIR відрізнялися від кривих у видимому світлі [5]. Аналогічні спостереження з указаним спектрографом проводилися також із борту літака такої ж спостережної кампанії над Середземним морем вже у 1999 р., однак при цьому увага приділялася дослідженню в інфрачервоних променях 3–5,5 мкм залишкових хвостів метеорів [6]. Були ідентифіковані протяжні осцилятивні смуги C-H, які ймовірно належать молекулі CH<sub>4</sub>, а також чіткі емісії CO (емісії CO<sub>2</sub> не виявлено). Паралельні наземні спектральні спостереження потоку Леоніди 1999 р. проводилися в Нью-Мексіко, спектрограф працював в інфрачервоному діапазоні середніх та довгих (LWIR) хвиль 2,5–14,5 мкм [6]. Було зареєстровано 5 слідів метеорів. У діапазоні MWIR смуга емісії CO починалася з 4 мкм і на довжині 4,4 мкм мала дуже інтенсивний пік, який виводив спектрограф у перенасичення. У діапазоні 4,3–7,8 мкм був чітко зафіксований пік емісії молекули CO<sub>2</sub> з максимумом на 4,3 мкм. Емісія водяної пари H<sub>2</sub>O спостерігається вздовж усього спектра. У діапазоні 6,7–7,8 мкм прилад був перенасичений випромінюванням невідомої природи – адже це діапазон інтенсивного поглинання водяною парою і не належить до вікон прозорості атмосфери. У діапазоні LWIR 7,5–14 мкм на фоні світіння холодного неба було виділено абсорбційні лінії невідомої природи на довжинах хвиль 7,7–8,3 мкм та 13–14,5 мкм.

Інші цікаві спостереження були проведені Хорватською метеорною мережею [7] в 2009 та 2012 роках за допомогою чотирьох камер у видимій та NIR областях, причому у двох камерах використовувалися фільтри, які розділяють видимий та NIR діапазони. У третій камері, яка використовувалася опційно, застосовувався неодимовий фільтр, який відсікає типову для метеорів лінію Na, а четверта проводила зйомку в інтегральному світлі. Порівняння кривих блиску показало кілька типів відмінностей: були метеори із практично однаковими кривими блиску, із кривими що сильно відрізняються, та змішаного типу, які важко інтерпретувати. Було зроблено висновок про те, що наявність інтенсивних ліній у NIR-діапазоні прямо корелює із швидкістю метеора.

Схожі, але вже спектральні спостереження були проведені ще раніше в 1985 р. в Японії [8] у NIR-ділянці спектра. Із 10 зареєстрованих метеорів 7 належало до потоку Персеїд. Були ототожені спектральні лінії, що відповідають NIR-мультиплетам Ni, OI та CaII.

Як видно, на сьогодні UV, видимий, NIR 750–1200 нм, та MWIR 3–5,5 мкм діапазони уже тією чи іншою мірою досліджувалися. Залишилися суттєво менше дослідженими вікна короткохвильового інфрачервоного діапазону (SWIR) 1,3–2,6 мкм, та вікно LWIR 7,5–15 мкм (див. рис. 1). Для спостережень у цьому діапазоні інфрачервоних хвиль є ряд розроблених камер, які використовують детектори різних типів. Одним із найвідоміших розробників у даній області є корпорація FLIR, яка сама виробляє детектори випромінювання і спостережні камери як бюджетного, так і класу hi-tech. Спектральні криві чутливості різних типів детекторів для різних довжин хвиль зображено на рис. 2.

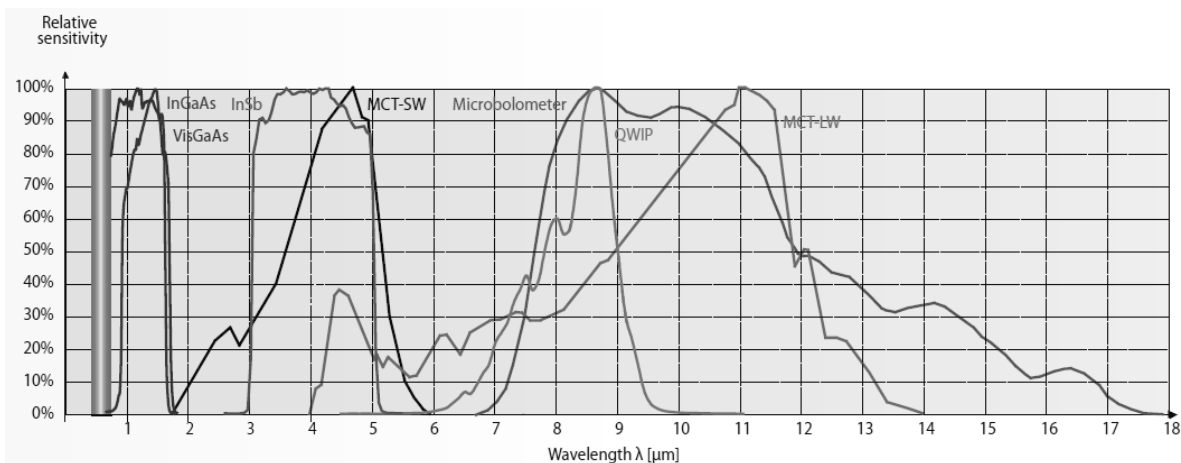


Рис. 2. Спектральні криві чутливості різних детекторів у інфрачервоному діапазоні [2]

За способом виготовлення приймачів інфрачервоного діапазону їх можна розділити на дві групи: приймачі квантового типу, які базуються на фотоелекті в інфрачервоному діапазоні; та температурні приймачі, або болометри. Детектори першого типу виготовляються з різних напівпровідників та їх комбінацій. В основному це індієво-сур'мяні InSb, індієво-галієво-миш'якові InGaAs, платиново-кремнієві, ртутно-кадмієво-телурові HgCdTe (MCT),

та QWIP детектори (Quantum Well Infrared Photon) на основі розшарованих галієво-миш'якових та алюмінієво-галієво-миш'якових сполук GaAs/AlGaAs (рис. 2). Квантові детектори через необхідність їх глибокого охолодження (деякі до 200 K, більшість до 70–77 K [2]) на жаль є досить дорогими. У той же час мікроболометри, чутливість яких становить від 7 до 18 мкм працюють при температурі оточуючого середовища, тобто десь при 30 °C і є досить недорогими. Недоліком їх є низька чутливість. Тим не менш, цей тип детекторів можна спробувати використати для спостережень у вікні атмосферної прозорості 7–14 мкм. Крім спостережень яскравих метеорів (болідів) указаний тип детекторів можна спробувати використовувати для спостережень інших атмосферних утворень, таких як спрайти, ельфи, грозові розряди, мезосферні (сріблясті) хмари, грозові хмари, штучні об'єкти – літаки, їх інверсійні сліди та ін.

**Пробні спостереження в LWIR потоку Персеїди 2019 та інших атмосферних об'єктів.** Однією з камер з нижнього цінового сегмента, яку можна спробувати використати для пробних спостережень метеорів та інших атмосферних транз'єнтів є камера FLIR One Pro корпорації Flir Systems Inc. [2]. Ці камери є мобільними мініатюрними приставками для сучасних смартфонів, й обладнані крім інфрачервоної камери паралельною цифровою відеокамерою видимого спектрального діапазону. Крім того, указані камери є по своїй суті компактними тепловізорами й обладнані відповідною каліброваною температурною шкалою, яка дозволяє визначати яскравісну температуру просторово протяжних об'єктів, за умови, що вони випромінюють за законом абсолютно чорного тіла (планківське випромінювання). Основні характеристики наведеного типу камер подано в табл.

Таблиця

Технічні характеристики тепловізора FLIR One Pro

|                                      |                                     |
|--------------------------------------|-------------------------------------|
| Робоча температура                   | 0–35 °C                             |
| Розмір                               | 65 x 29 x 18 мм                     |
| Маса                                 | 32 г                                |
| Термічний датчик:                    |                                     |
| розмір пікселя                       | 12 мкм                              |
| спектральний діапазон                | 8–14 мкм                            |
| роздільна здатність                  | 160 x 120 пікселів                  |
| Оптичний датчик:                     |                                     |
| роздільна здатність                  | 640 x 480 пікселів                  |
| Камери:                              |                                     |
| поле зору горизонтальне              | 46° ± 1°                            |
| поле зору вертикальне                | 35° ± 1°                            |
| частота кадрів                       | 8,7 Гц                              |
| фокусування                          | фіксоване від 15 см до ∞            |
| накладання зображень                 | технологія SMX                      |
| Діапазон вимірюваних температур      | шкала –20...120 °C або –20...400 °C |
| Батарея, час роботи                  | 1 год                               |
| Батарея, час зарядки                 | 40 хв                               |
| Зарядка, конектор                    | Micro-USB (5 В, 1 А)                |
| Запис зображення:                    |                                     |
| роздільна здатність                  | 640 x 480 пікселів                  |
| Формати файлів, радіометричні знімки | JPEG                                |
| формати файлів, відео                | MPEG-4                              |
| режими запису відео                  | Відео, знімок, інтервальна зйомка   |

Для дослідження можливостей камери були проведені пробні спостереження різних атмосферних утворень. У першу чергу спостерігались відносно високі та низькі хмари різних типів та конфігурацій. Типовим для таких спостережень був інтенсивніший рівень випромінювання для хмар візуально темних (у тому числі грозових), очевидно через їх вищу температуру, яка у свою чергу ймовірно пов'язана з більшою концентрацією в них води. У деяких випадках зображення IR та цифрової відеокамери практично повністю антикорелювали (чим темніші хмари у візуальному діапазоні – тим інтенсивніше інфрачервоне випромінювання). На рис. 3 показано такі знімки з обох камер, зроблені у вечірній час.

Більшість зображень добре накладаються одне на одне – найчіткіші з них показані горизонтальними стрілками. Причому, як видно зі знімків, темні хмари розміщені значно нижче, по суті в сутінковій зоні, а вищі (в IR світлі темні ділянки) – вищі й освітлені призахідним сонцем. Тим не менш у деяких випадках IR знімки демонструють особливості, які повністю відсутні на знімках візуального діапазону. Так, на рис. 3 вертикальною стрілкою на IR знімку показана достатньо довга майже вертикальна вузька холодна зона повністю відсутня у видимому світлі. Температурна шкала, пов'язана з яскравістю планківського випромінювання сірого тіла, демонструє перепад температур від –15 °C до +21 °C, і радше може інтерпретуватися як деяка еквівалентна температура, аніж середня температура атмосфери на промені зору. Для подальших спостережень температурна шкала не бралася до уваги.



Рис. 3. Оптичне та IR зображення хмар в сутінковий час

Оскільки основною задачею була перевірка можливості реєстрації метеорів, були проведені тестові спостереження під час максимуму активності метеорного потоку Персеїди 12 серпня 2019 р. Спостереження з IR камерою проводилися паралельно зі спостереженнями з високочутливими камерами Watec WAT-902H2 Ultimate, які нині зазвичай використовуються для метеорних спостережень, паралельно із двох пунктів на базисі близько 122 км. За час спостережень відеокамера Watec зареєструвала понад 20 достатньо слабких метеорів порядку  $+1^m - +3^m$ , та декілька відносно яскравих порядку  $-1^m - 0^m$ . Тим не менш відповідних зображень в IR світлі виявлено не було (паралельна цифрова відеокамера візуального діапазону через слабку чутливість узагалі не давала зображень). В іншому спостережному пункті протягом спостережень був зареєстрований достатньо яскравий болід із блиском близько  $-6^m$ , однак у нашому спостережному пункті в той момент камери були неактивні через підзарядку IR камери. Однак досить цікавим фактом була реєстрація 10 серпня, за два дні до максимуму, у сутінковому небі сліду, схожого на залишковий атмосферний слід боліда. Очевидно, цей слід, показаний на рис. 4, міг бути інверсійним слідом реактивного літака, однак ряд факторів вказує на більшу ймовірність першої версії: слід візуально (у прямому смислі слова, оскільки цифрова вбудована паралельна відеокамера знову нічого не зареєструвала в сутінках через слабку чутливість) був розміщений достатньо високо; він був обмежений за довжиною, а не проходив через усе небо; інтенсивність його була нерівномірна; слід був темного кольору, а не світлий як зазвичай від літака. Очевидно, що даний фактор можливості спостереження слідів болідів у перспективі потребує перевірки.

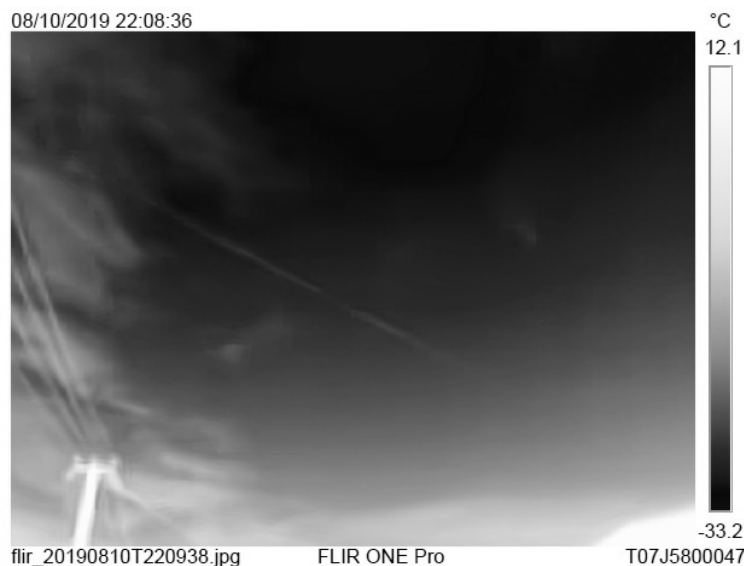


Рис. 4. Зареєстрований IR камерою можливий слід боліда з потоку Персеїди, або інверсійний слід літака

Ще одна нагода перевірити потенціал як IR камери, так і її програмного забезпечення видалася при спостереженні грози 3 жовтня 2019 р. (у цьому році грози були досить рідким явищем). Спостереження проводилися в Києві. Оскільки інші, зовнішні камери не застосовувалися, для реєстрації відео використовувалася програмна функція накладання зображень SMX. Її перевагою є можливість суміщати зображення обох камер – IR та вбудованої цифрової відеокамери шляхом накладання найбільш інтенсивних автоматично виділених контурів відеозображення на повний IR знімок. Планувалось, що такий підхід дозволить побачити або обидва зображення, або лише оптичне за відсутно-

сті IR випромінювання, причому у першому випадку можна було б оцінити можливу часову затримку початку випромінювання в різних спектральних діапазонах. Знімків блискавок було зареєстровано достатньо (разом із записом звуку), один із прикладів зображено на рис. 5.

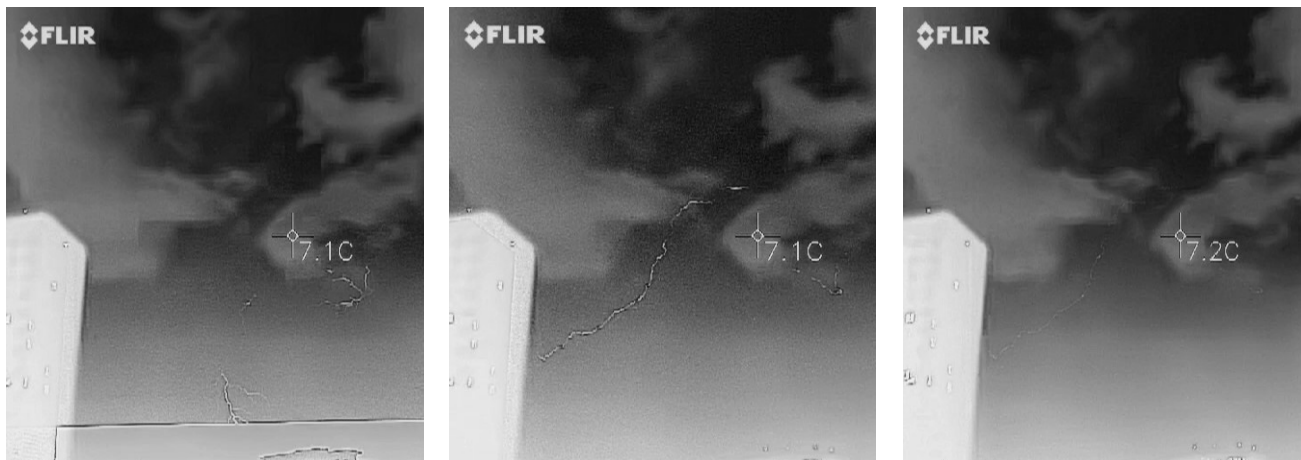


Рис. 5. Три комбіновані за допомогою технології SMX кадри повного інфрачервоного та контурного оптичного зображення послідовного грозового розряду

На рисунку показано три зображення грозового розряду, записані в кадрах 67, 70 та 72 (нумерація внутрішня). Як видно з лівого комбінованого фото розряд почався у правій частині знімка, далі після двокадрової паузи, яка відповідає інтервалу часу близько 0,22 с (частота кадрів складає 8,7 Гц, див. табл. 1), розряд продовжився в ліву частину кадру (центрального знімка), а далі після його відсутності протягом 1 кадру – 0,11 с – з'явився майже вздовж попереднього зображення з деякими зміщеннями і значно слабший за інтенсивністю (правий знімок). Тим не менш, використання технології SMX у цьому випадку себе не виправдало через малу просторову роздільну здатність камер та малу інтенсивність зареєстрованих розрядів. Більше того, указана функція навіть перешкодила ідентифікації потенційно можливого IR зображення. Як видно з рис. 5 (кадр ліворуч) контур із зображення цифрової відеокамери має досить тонкий вигляд (контур даху будинку із самого низу кадру), практично рівний по товщині зображенню грозовому розряду, що унеможливує його належність до якогось одного діапазону випромінювання, чи до обох. З іншого боку, наявне програмне забезпечення не дозволяє розглядати два відеопотоки паралельно, аналогічно до одиночних знімків, хоч очевидно, що рівень електроніки камери має дозволяти реєструвати паралельно два відеопотоки – з IR та оптичної відеокамери.

**Висновки.** У вказаному типі тепловізорів, по суті побутового рівня, щодо можливого перспективного застосування для спостереження атмосферних утворень в LWIR діапазоні, є і позитивні, і негативні складові. До плюсів, очевидно, у першу чергу належить наявність інфрачервоної камери болометричного типу із покращеною роздільною здатністю та з низькою ціною. Також позитивом є наявність паралельної цифрової відеокамери візуального діапазону, хоча даний позитив успішно використовується лише при одиночних знімках, а не при відеозйомці. Програмне забезпечення орієнтоване в основному на температурну обробку одиночних знімків. Є сподівання, що в найближчому майбутньому паралельний запис обох відеопотоків для даного типу відеокамер буде реалізований як технічно, так і програмно. Щодо застосування цієї інфрачервоної камери для спостережень атмосферних об'єктів, то ситуація тісно корелює з технічно-програмними можливостями камери. Так, спостереження відносно стаціонарних об'єктів із достатньо інтенсивним випромінюванням в LWIR діапазоні, як наприклад хмар (у тому числі мезосферних), а також можливо метеорних слідів та інверсійних слідів літаків може бути успішно реалізоване уже зараз. Спостереження слабкосвітних та динамічних об'єктів, таких як метеори чи блискавки, потребує паралельних спостережень із зовнішньою чутливою оптичною камерою. Також певним недоліком є робота камери лише від акумулятора протягом години – тобто автоматизація довготривалих спостережень без участі оператора неможлива. Тим не менше – це лише попередні висновки, які базуються на одиночних спостереженнях, і в перспективі необхідне накопичення спостережних даних.

#### Список використаних джерел

1. Meteor luminosity at 160 km altitude from TV observations for bright Leonid meteors / Y. Fujiwara, M. Ueda, Y. Shiba et al. // *Geophysical Research Letters*. – 25. – 8. – 1998. – P. 285–288.
2. The Ultimate Resource Guide for Using Infrared in the Research and Development Industry. – In: *The infrared ultimate handbook for R&D professionals*. – FLIR Systems, Inc. – www.FLIR.com.
3. Leonid meteor spectrum from 110 to 860 nm / J.F. Carbary, D. Morrison, G.J. Romick, J.-H. Yee // *Icarus*. – 161. – 2003. – P. 223–234.
4. Coordinating satellite bolide detection in the visible and infrared with collection of dust in the stratosphere / M.E. Zolensky, P. Brown, E. Tagliaferri, R. Spalding. – *Lunar and Planetary Science Conference 28<sup>th</sup>*. – Houston, TX. – Mar. 17–21. – 1997. – Abstracts. Pt. 3 P–Z. – 1709.pdf.
5. Observations of Leonid meteors using a mid-wave infrared imaging spectrograph / G.S. Rossano, R.W. Russell, D.K. Lynch et al. // *Earth, Moon and Planets*. – 82–83. – 2000. – P. 81–92.
6. Min-infrared spectroscopy of persistent Leonid trains / R.W. Russell, G.S. Rossano, M.A. Chatelain et al. // *Earth, Moon and Planets*. – 82–83. – 2000. – P. 439–456.
7. Meteors in the near-infrared / D. Šegon, Ž. Andrej, D. Vida et al. // *Proceedings of the IMC, La Palma, 2012*. – P. 111–114.
8. *Murayama H.* Near-infrared meteor spectra obtained in 1985 / H. Murayama. – *Tokyo Meteor Network Rep.*, No. 9. – 1990. – P. 53–57.

П. Козак, канд. фіз.-мат. наук  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ,  
Л. Козак, канд. фіз.-мат. наук  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

### О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕПЛОВИЗОРОВ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ МЕТЕОРОВ И ДРУГИХ АТМОСФЕРНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В ДАЛЕКОМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

*Исследуются характеристики современных недорогих тепловизоров для возможных наблюдений метеоров и других атмосферных образований в далеком инфракрасном диапазоне 8–14 мкм. Приводится обзор наблюдений метеоров в нетрадиционных участках спектра: ультрафиолете, в начальном, ближнем, среднем и дальнем инфракрасных диапазонах. Кратко описывается современная аппаратура для инфракрасных наблюдений. На примере современной бюджетной модели тепловизора нижнего ценового сегмента приводятся результаты тестовых наблюдений облаков, потенциальных следов болидов и инверсионных следов самолетов, метеоров и грозных разрядов. Выполнен краткий анализ технических характеристик выбранной модели и соответствующего программного обеспечения, анализируются преимущества и недостатки данного типа наблюдательной аппаратуры. Делается вывод о перспективе использования тепловизоров в метеорной астрономии и геофизике.*

*Ключевые слова: метеоры, метеорные атмосферные следы, видеонаблюдения метеоров, наблюдения в далеком инфракрасном диапазоне, тепловизоры, инфракрасные наблюдения атмосферных образований, инверсионные следы реактивных самолетов.*

P. Kozak, PhD  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv  
L. Kozak, PhD  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

### ON THE POSSIBILITY OF USING THERMAL VISION CAMERAS FOR OBSERVATIONS OF METEORS AND OTHER ATMOSPHERIC FORMATIONS IN LONG WAVE INFRARED

*The characteristics of the modern low-cost thermal vision cameras for possible observations of meteors and other atmospheric formations in long wave infrared spectrum range of 8-14  $\mu\text{m}$  are investigated. An overview of meteor observations in non-traditional spectrum ranges: ultra-violet, near infrared, short wave, mid wave, and long wave infrared is done. A short description of the modern instruments for infrared observations is presented. By the example of a modern inexpensive model of thermal vision camera of the lower price segment there are presented results of test observations of clouds, possible atmospheric bolide tails and inversion tracks of airplanes, meteors, and thunderstorm discharges. A short analysis of technical characteristics of the selected model, and corresponding software is given, the merits and demerits of the given type of observational instruments are analyzed as well. The conclusion for outlook of using in the future the thermal vision cameras in meteor astronomy and geophysics is done.*

*Keywords: meteors, meteor atmospheric tails, video observations of meteors, observations in long wave infrared, thermal vision cameras, infrared observations of atmosphere formations, inversion tracks of airplanes.*

УДК 521.31; 535.361; 551.521; 551.593

В. Данилевський, канд. фіз.-мат. наук  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

### ОЦІНКИ ПРЯМОГО РАДІАЦІЙНОГО ЕФЕКТУ АЕРОЗОЛІВ У АТМОСФЕРІ НАД КИЄВОМ ЗА ВИМІРЮВАННЯМИ ІЗ СОНЯЧНИМ ФОТОМЕТРОМ У 2008–2019 РОКИ

*Наведено короткий огляд проблеми впливу аерозолів на енергетичний баланс земної кліматичної системи загалом та атмосфери зокрема. Проаналізовано літературні джерела, у яких зроблено такі оцінки, наведено основні характеристики аерозолів, необхідні для кількісного оцінювання їхніх кліматологічних ефектів. Сформульовано основні поняття, що використовуються при оцінюванні впливу зовнішніх та внутрішніх чинників кліматичної системи на її енергетичний баланс. Коротко викладено основні риси алгоритмів для обчислень так званого радіаційного форсингу за даними спостережень у міжнародній мережі сонячних фотометрів AERONET. Наведено оцінки аерозольного радіаційного форсингу, що одержані за спостереженнями із сонячним фотометром AERONET у Києві, починаючи із 2008 р. Подано порівняння даних для Києва з даними для інших урбанізованих регіонів планети.*

*Ключові слова: аерозоль, енергетичний баланс атмосфери, радіаційний форсинг, AERONET.*

**Вступ.** Дослідженням вмісту аерозолів у земній атмосфері, його динаміки та фізичної природи й характеристик аерозольних частинок приділяється значна увага науковцями, урядовими структурами та громадськими організаціями багатьох країн світу, міжнародними організаціями, як одному з важливих кліматичних та метеорологічних чинників. Зокрема це пов'язано із проблемою адекватного оцінювання впливу життєдіяльності людства (антропогенного чинника) на зміни клімату Землі у регіональному і глобальному масштабах [1–3]. Аерозоль впливає на формування клімату двома головними шляхами: по-перше, він безпосередньо змінює прозорість атмосфери для сонячного випромінювання залежно від вмісту в атмосфері та від оптичних і мікрофізичних властивостей аерозольних частинок (прямий ефект), а по-друге, аерозольні частинки в атмосфері за відповідних метеорологічних умов стають ядрами конденсації водяної пари і таким чином впливають на інтенсивність формування хмар (непрямий аерозольний ефект) [1]. Внесок аерозолів у перерозподіл сонячної енергії в атмосфері трансформується у відповідні метеорологічні процеси та зміни кліматичних умов, див. наприклад [4, 5].

Розподіл аерозолів у атмосфері пов'язаний із локалізацією джерел його надходження у атмосферу і тому дуже неоднорідний у просторі та часі. Надходження аерозолів у атмосферу може змінюватись унаслідок природних або антропогенних подій. Так, вміст аерозолів природного походження, наприклад, таких як двоокис сірки і попел унаслідок вивержень вулканів, значно збільшується за короткий час, проте через рідкісність таких явищ він відносно швидко (за місяці й роки) зменшується. Ще короткий час перебування в атмосфері частинок пилу після сильних пилових

бур. Однак надходження аерозольних частинок антропогенного походження, наприклад сульфатів або ж ґрунтового пилу від транспорту, диму від спалювання пального у двигунах автомобілів чи у печах підприємств постійно підтримується, або ж навіть збільшується практично у всіх урбанізованих регіонах. Відповідно змінюються й оптичні характеристики аерозольного шару як у регіональному, так і у глобальному масштабах. Ця змінність створює труднощі для моніторингу вмісту й характеристик аерозолів у земній атмосфері і, відповідно, ускладнює оцінювання його кліматичного ефекту. Тому для досліджень розподілу концентрації аерозольних частинок у атмосфері та їхніх фізичних характеристик використовуються різноманітні засоби, як дистанційні, так і місцеві вимірювання у різних регіонах земної кулі та на різних висотах. Для оцінювання метеорологічних та кліматологічних ефектів необхідно знати вміст і характеристики частинок у всьому стовпі атмосфери над досліджуваною місцевістю або ж їхній розподіл у всій земній атмосфері. Для цього використовуються дані дистанційних досліджень. Зокрема, для досліджень динаміки аерозолів у певних частинах світу та у масштабах земної кулі створюються спеціальні національні, регіональні та глобальні мережі дослідницьких установ (спостережних станцій) з однотипними або технічно узгодженими засобами й методами досліджень. Найбільш розвинутою та продуктивною сучасною міжнародною наземною мережею дистанційного глобального моніторингу аерозолів є AERONET (AErosol RObotic NETwork, <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>) – міжнародна об'єднана мережа сонячних фотометрів [6, 7]. Базовим обладнанням цієї мережі є автоматичні сонячні фотометри CE318, що керуються мікропроцесорами, з автономним живленням від сонячних батарей. Вони призначені для вимірювань освітленості земної поверхні у місці спостережень прямим випромінюванням Сонця і яскравості неба в окремих вузьких ділянках оптичного спектра (півширина смуги пропускання світлофільтрів приблизно 10 нм) у діапазоні 340–1600 нм та ступеня поляризації розсіяного світла (залежно від моделі), дані вимірювань опрацьовуються за стандартними алгоритмами AERONET. Основною кліматологічною характеристикою аерозолів є його спектральна оптична товща (AOT – Aerosol Optical Thickness), оскільки ця величина дозволяє визначити внесок аерозолів у сумарну прозорість атмосфери та в енергетичний баланс кліматичної системи Землі. Спектральна AOT пропорційна кількості аерозольних частинок у стовпі атмосфери над місцем спостережень і визначається зі спостережних даних на основі відомого закону Бугера – Ламберта – Бера для екстинкції випромінювання. При цьому спектральні оптичні товщі інших складових атмосфери у цих же спектральних ділянках, таких як розсіяння та поглинання випромінювання молекулами основних атмосферних газів, водяної пари, вуглекислого газу та інших малих складових атмосфери, враховуються за спеціальними процедурами. Процедура калібрування цих фотометрів, за якою визначається їхня абсолютна чутливість у кожному зі спектральних каналів, дозволяє за виміряним потоком прямого сонячного випромінювання знаходити спектральні AOT із середньоквадратичними похибками, що не перевищують 0,02 [6, 8]. Ці значення, а також розподіл яскравості небосхилу вздовж альмаквантарата Сонця та кола його висоти у цих же спектральних ділянках є тими основними величинами, за якими обчислюються оптичні характеристики та параметри аерозольних частинок, усереднені у стовпі атмосфери над місцем спостережень шляхом розв'язання відповідної оберненої задачі [9–11]. За цими алгоритмами також визначається і прямий кліматологічний ефект аерозолів у кожному з місць спостережень, тобто їхній внесок у енергетичний баланс атмосфери.

**Характеристики кліматичного ефекту атмосферних складових. Поняття радіаційного форсингу.** Земна атмосфера, як один з елементів кліматичної системи, створює так званий "парниковий ефект", завдяки якому підтримуються придатні для життя умови на Землі. Без атмосфери температура земної поверхні дорівнювала б температурі радіаційної рівноваги. Наприклад, при усередненому по всій земній поверхні значенні альbedo 0,3 її температура радіаційної рівноваги була б приблизно 255 К. Реальна ж її температура становить приблизно 288 К, а різниця у 33 К і становить парниковий ефект (див. [4, 12]). За останніми даними інтегральна по спектру опроміненість на верхній межі земної атмосфери для відстані до Сонця 1 а. о. (так звана сонячна стала) становить приблизно 1361 Вт/м<sup>2</sup> при похибках вимірювань порядку 0,1 % [13] і внаслідок еліптичності земної орбіти змінюється протягом року приблизно на 7 % [5]. Приблизно 99 % цього потоку припадає на оптичний діапазон довжин хвиль від 0,2 до 4,0 мкм. Частина цієї енергії, відбитої назад земною атмосферою й поверхнею (планетарне альbedo Землі), становить приблизно 30 %, решта йде на нагрівання земної поверхні й атмосфери. Приблизно 18 % від поглинутої кліматичною системою Землі енергії сонячного випромінювання поглинається озоном і водяною парами, головним чином у діапазоні спектра 0,20–0,35 мкм (O<sub>3</sub>) та 0,9–2,1 мкм (H<sub>2</sub>O). При цьому випромінювання з довжинами хвиль, коротшими за 0,285 мкм проникає до висот приблизно 20 км, а земної поверхні досягає випромінювання з довжиною хвилі більшою від приблизно 0,295 мкм. Приблизно 50 % енергії, що досягає земної поверхні, поглинається нею і перевипромінюється у діапазоні довжин хвиль, довших за ≈3 мкм, і частина цього потоку поглинається у атмосфері "парниковими" газами (водяна пара, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> та ін.), а решта випромінюється у навколосферний простір переважно у діапазоні спектра 8–13 мкм [5].

Внесок атмосфери у кількість відбитої від Землі сонячної енергії становить приблизно 70 % і є наслідком розсіювання світла молекулами, аерозолями і хмарами [4]. Однак через зазначені вище причини внесок аерозолів у цьому процесі дуже складно оцінити кількісно. Узагальнено їхня роль може бути приблизно означена таким чином, залежно від типу аерозольних частинок. Вуглець (сажа внаслідок спалювання біопалива) поглинає сонячне світло і впливає на градієнт температури в атмосфері. Нерозчинні у воді частинки неорганічного складу (SO<sub>2</sub>, NO<sub>3</sub>, NH<sub>4</sub>) та конденсовані органічні частинки розсіюють сонячне світло, стають ядрами конденсації водяної пари і справляють непрямий кліматичний ефект, впливаючи на кількість і характеристики хмар. Мінеральний пил частково поглинає, а частково розсіює сонячне світло, і також стає центром конденсації водяної пари. Загалом слід зазначити, що майже 90 % аерозолів у земній атмосфері мають природне походження [5].

Проходячи через земну атмосферу сонячне світло взаємодіє з її складовими й унаслідок поглинання і розсіювання його інтенсивність зменшується, а також змінюється спектральний розподіл та стан поляризації. Цей процес кількісно описується рівнянням перенесення випромінювання, параметрами якого є спектральні коефіцієнти розсіювання та поглинання окремих атмосферних складових, а характеристики світлового пучка залежать від глибини його проникнення в атмосферу, або ж від довжини шляху, пройденого світловими хвилями в атмосферному середовищі. Ослаблення світлового пучка на цьому шляху називається оптичною товщиною, яка залежить від довжини світлової хвилі λ:

$$\tau(\lambda, L) = \int_0^L \kappa(\lambda, l) \cdot dl, \quad (1)$$

де  $\kappa(\lambda, l)$  – спектральний коефіцієнт екстинкції (ослаблення) пучка на одиниці шляху в атмосфері, який є сумою коефіцієнтів поглинання і розсіювання світла атмосферним середовищем на цьому шляху. Він є сумою коефіцієнтів екстинкції всіх атмосферних складових для зазначеної довжини хвилі, і тому кожна із цих складових має власну оптичну товщину. Отже, оптична товщина визначає прозорість атмосфери і є основною кліматологічною характеристикою атмосфери загалом та її окремих складових, у тому числі й аерозолію. Відповідно, спектральна інтенсивність світлового пучка на глибині  $L$  (або ж на відповідній висоті) в атмосфері обчислюється за відомою з фізики формулою Бугера – Ламберта – Бера, що є розв'язком зазначеного рівняння перенесення випромінювання у земній атмосфері:

$$I(\lambda, L) = I(\lambda, 0) \cdot e^{-\tau(\lambda, L)}, \quad (2)$$

де  $I(\lambda, 0)$  – спектральна інтенсивність сонячного випромінювання на верхній межі атмосфери. Таким чином кліматичний ефект окремих складових атмосфери полягає в їхньому внеску до сумарного ослаблення інтенсивності світлового пучка (і відповідно опроміненості) на земній поверхні чи на певній висоті над нею. При цьому, очевидно, внесок кожної атмосферної складової залежить як від коефіцієнта екстинкції відповідної речовини, так і від її вмісту та розподілу з висотою в атмосфері у місці спостережень, що є головним чинником формування погоди й клімату.

При оцінюванні внеску різних чинників у формування і зміни земного клімату, зокрема при його моделюванні, вважається, що початковим станом земної кліматичної системи є стан радіаційної рівноваги, при якому кількість енергії, що випромінюється нею протягом року, приблизно дорівнює кількості енергії, що протягом цього ж часу надходить від Сонця як головного зовнішнього джерела [4, 12, 14]. При цьому, як зазначено вище, близько 70 % цієї енергії сонячного випромінювання становить власне енергетичний бюджет (енергетичний баланс) земної кліматичної системи. Зміни цього бюджету можливі загалом і внаслідок змін потоку енергії від Сонця, і внаслідок змін у самій кліматичній системі, наприклад при зміні альbedo поверхні чи вмісту або фізичних характеристик атмосферних складових. Відомими прикладами таких змін є збільшення площі поверхні Світового океану унаслідок підвищення його рівня, зменшення площі льодових полів, лісів, потужні виверження вулканів, площа хмар, вміст у атмосфері озону, водяної пари та інших парникових газів, таких як вуглекислий, метан та ін., у тому числі і вміст та оптичні характеристики аерозолію в атмосфері. Такі зміни у кліматичній системі призводять до змін енергії, що нею випромінюється. Для кількісного оцінювання зазначених змін використовується поняття радіаційного форсингу (РФ) [15, 4]. Підсумковий (сумарний) потік випромінювання визначається на межі кліматичної системи Землі як різниця між потоком сонячного випромінювання  $\Phi_S$ , що надходить до цієї системи, і потоком випромінювання земної поверхні і атмосфери  $\Phi_E$ , що покидає її. Зазначені потоки, усереднені по всій земній поверхні та протягом доби оцінюються як

$$\Phi_S = \frac{E_S}{4} \cdot (1 - A_E),$$

де  $E_S$  – сонячна стала (енергетична освітленість Сонцем верхньої межі земної атмосфери),  $A_E$  – альbedo системи земна поверхня–атмосфера; та

$$\Phi_E = \sigma \cdot T_e^4,$$

де  $\sigma$  – стала Стефана – Больцмана,  $T_e$  – ефективна температура кліматичної системи Землі. Отже, сумарний потік на межі кліматичної системи

$$\Phi = \Phi_S - \Phi_E. \quad (3)$$

У випадку енергетичної рівноваги  $\Phi = 0$ . Однак, якщо рівновага порушується, можна оцінити зміну сумарного потоку як

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_S - \Delta\Phi_E, \quad (4)$$

що і є означенням радіаційного форсингу, який може бути і додатним, що призводить до збільшення енергетичного бюджету і, відповідно, до глобального потепління так і від'ємним, що супроводжується похолоданням у кліматичній системі [4].

Ефективність впливу радіаційного форсингу на кліматичну систему оцінюється за допомогою коефіцієнта чутливості клімату  $\lambda$ , що визначається співвідношенням

$$\Delta T = \lambda \cdot \Delta\Phi, \quad (5)$$

тут  $\Delta T$  – зміна глобальної температури кліматичної системи, що перебуває у стані рівноваги, і характеризує реакцію системи (кліматичний відгук) на форсинг. Коефіцієнт чутливості клімату залежить від внутрішніх зворотних зв'язків у кліматичній системі, які визначають і метеорологічні наслідки форсингу [4, 12].

Джерелом радіаційного форсингу може бути будь-який чинник, що здатний змінити енергетичний баланс у кліматичній системі. Головним зовнішнім джерелом радіаційного форсингу є щорічні зміни приблизно на 7 % потоку вхідного сонячного випромінювання. До того ж, триває дискусія щодо зв'язку змін льодовикових періодів та періодів потепління з довготерміновими змінами опроміненості Сонцем Землі як планети, зокрема з так званими циклами Міланковича, див. напр. [16–18]. Однак на коротших часових масштабах важливішими джерелами форсингу є внутрішні чинники кліматичної системи Землі, зазначені вище [4, 2].

Загалом можливі різні визначення радіаційного форсингу залежно від рівня в атмосфері, на якому визначаються зміни сумарного радіаційного потоку, і залежно від того, чи враховується адаптування профілю стратосферної температури до цих змін. Радіаційний форсинг, визначений на рівні тропопаузи, називається ще миттєвим РФ. Нині при моделюванні кліматичних змін частіше використовується поняття РФ, визначеного на верхній межі атмосфери, який називається ще адаптаційним, оскільки при його обчисленнях враховуються викликані ним зміни вертикального розподілу температури у стратосфері, а температура тропосфери при цьому вважається такою, що не змінюється під



дією РФ. Підставою для використання цього РФ є те, що вертикальний профіль температури у стратосфері відновлюється після збурень протягом декількох місяців, тоді як час релаксації тропосферної температури становить декілька десятків днів. Тому адаптаційний РФ краще використовувати для оцінок очікуваного відгуку клімату на збурення, які діють протягом декількох місяців. Адаптаційний форсинг на верхній межі атмосфери нескладно обчислювати, оскільки сумарний потік випромінювання через стратосферу можна вважати сталим в умовах радіаційної рівноваги [19].

Також використовується поняття прямого і непрямого радіаційного форсингу. Прямий РФ впливає на радіаційний баланс кліматичної системи, безпосередньо діючи на радіаційні потоки в атмосфері, наприклад через відбивання прямого сонячного короткохвильового випромінювання хмарами або аерозолем, або ж через поглинання інфрачервоного випромінювання вуглекислим газом, водяною парою тощо. Непрямий РФ призводить до порушення радіаційного балансу кліматичної системи через зміни її складових, які ведуть до змін радіаційних потоків у атмосфері. Прикладом непрямого РФ є вплив аерозольних частинок на формування хмар, що змінює їхню кількість і властивості та впливає на потоки випромінювання в атмосфері – при конденсації водяної пари на аерозольних частинках кількість водяних крапель збільшується, а їхні розміри зменшуються, що зменшує інтенсивність опадів і збільшує площу та тривалість існування хмар [19, 4, 12].

Використання концепції РФ засноване на припущенні, що середньорічні глобальні зміни температури атмосфери поблизу поверхні Землі пропорційні середньорічному глобальному РФ (формула (5)), тобто вважається, що система поверхня–атмосфера перебуває у стані радіаційно-конвекційної рівноваги. Реакція кліматичної системи на РФ, що кількісно оцінюється коефіцієнтом чутливості  $\lambda$ , істотно залежить від зворотних зв'язків у ній. Зворотні зв'язки (33) у кліматичній системі – це процеси, які або підсилюють (позитивні зв'язки), або пом'якшують (негативні зв'язки) реакцію (відгук) клімату на форсинг. Прикладом позитивного ЗЗ є танення морського льоду внаслідок потепління: водна поверхня має нижче альbedo і поглинає більше енергії сонячного випромінювання, тому зменшення площі льодових полів на поверхні океану призводить до більшого його нагрівання і до подальшої інтенсивності танення льоду. Приклад негативного ЗЗ – збільшення випаровування – призводить до зростання хмарності, яка збільшує альbedo Землі. Ефективність ЗЗ, а відповідно і коефіцієнт чутливості клімату, залежать від часу реакції тієї чи іншої складової кліматичної системи на РФ. Зміни температури внаслідок дії РФ різних джерел та ЗЗ адитивні, тобто підсумкова зміна температури на кожен момент є сумою температурних змін від усіх РФ і ЗЗ на цей час. Зворотні зв'язки зумовлюють просторовий перерозподіл реакції кліматичної системи на РФ через атмосферні хвильові процеси. Крім того, кліматичний відгук на РФ може залежати і від вертикального розподілу РФ, як наприклад у випадку РФ, спричиненого аерозолем після виверження вулканів. У випадку присутності в атмосфері аерозолів із високою поглинальною здатністю може порушитися лінійність зв'язку між РФ і зміною температури у (5) відповідно до [19, 4, 12].

**Аерозольний РФ.** Згідно із сучасними оцінками за абсолютним значенням прямий РФ, створюваний аерозольними частинками у земній атмосфері, у середньому порівнянний з РФ від парникових газів, але невизначеність цих оцінок найбільша з-поміж усіх оцінюваних складових [1, 2, 3]. Величина прямого радіаційного форсингу, створюваного аерозольними частинками, тобто розсіювання та поглинання прямого сонячного випромінювання, визначається оптичними властивостями цих частинок, які залежать від структури поверхні аерозольних частинок та їхніх розмірів. Ефективність поглинання та розсіювання світла аерозольними частинками залежить від співвідношення їх розмірів та довжини світлової хвилі. Згідно з теорією Мі, взаємодія відбувається, якщо ці величини одного порядку, і тому частинка по-різному впливатиме на короткохвильове та довгохвильове випромінювання. Вплив аерозольних частинок за умов антропогенного забруднення проявляється переважно у видимій області спектра, на відміну від парникових газів, які поглинають інфрачервоне випромінювання Землі. Це обумовлено типовим розміром частинки антропогенного походження, що становить близько 1 мкм [4, 1, 2]. Так, сульфати антропогенного походження, для яких альbedo одноразового розсіювання (AOP) близьке до одиниці, створюють від'ємний радіаційний форсинг, тоді як сажа, що має AOP менше одиниці, створює додатний РФ. Частинки ґрунтового пилу теж можуть сприяти нагріванню атмосфери, поглинаючи як короткохвильове, так і довгохвильове випромінювання.

Крім того, прямий аерозольний РФ залежить від співвідношення між розсіювальною та поглинальною здатністю частинок в аерозольному шарі. Якщо поглинальна здатність аерозольного шару зростає порівняно з розсіювальною, то настає момент, коли РФ змінюється від негативного до позитивного, тобто аерозольний шар починає нагрівати кліматичну систему. Цей момент також залежить і від альbedo поверхні під аерозольним шаром. Крім того, якщо аерозольний шар складається із суміші частинок із різних матеріалів – і які розсіюють, і які поглинають світло, то цей нагрівально-охолоджувальний ефект залежить ще й від співвідношення цих матеріалів у суміші. Ситуація ще більше ускладнюється за присутності хмар [19, 4, 12].

Непрямий радіаційний форсинг, спричинений аерозолем, зумовлюється головним чином здатністю аерозольних частинок бути ядрами конденсації водяної пари й перетворення її на краплі води. Ця здатність залежить від хімічного складу та розмірів частинок. Величина непрямого РФ також залежить від концентрації дрібнодисперсних частинок – при її збільшенні збільшується число конденсованих крапель та зменшується їхній розмір, що призводить до збільшення площі й альbedo хмар. Але оцінити непрямий аерозольний РФ значно складніше, ніж прямий, бо він залежить від ланцюжка процесів, який пов'язує концентрацію аерозолів із концентрацією ядер конденсації водяної пари, концентрації ядер конденсації з концентрацією і розмірами водяних крапель у хмарі, і останніх з альbedo хмар, а також з інтенсивністю опадів.

Отже, величина локального аерозольного прямого радіаційного форсингу у місці спостережень на кожен момент часу визначається зазначеними вище оптичними характеристиками частинок, їхньою концентрацією над місцем спостережень та зенітною відстанню Сонця. Тому розміри, форма та структура поверхонь і хімічний склад аерозольних частинок є ключовими для оцінок радіаційного форсингу, створюваного аерозолем, і визначення цих параметрів є одним із головних завдань моніторингу аерозолів у земній атмосфері. Також, природно, мають визначатися і концентрація аерозолів та її змінність із часом над поверхнею Землі.

**Обчислення прямого аерозольного радіаційного форсингу за спостереженнями в AERONET.** Радіаційний форсинг, зумовлений тією чи іншою складовою (чи домішкою) атмосфери, визначається через обчислення відповідно до співвідношень (3) і (4) різниць низхідних і висхідних потоків випромінювання у кліматичній системі за присутно-

сті зазначеної складової (домішка), та без неї. Для оцінювання зокрема аерозольного РФ необхідно обчислювати аерозольну екстинкцію, розсіювання та поглинання сонячного світла аерозольними частинками у всьому стовпі атмосфери. Найточніші спостережні дані, за якими визначаються необхідні для оцінок регіонального впливу аерозолів на кліматологічні характеристики атмосфери параметри аерозольних частинок, зазначені вище, одержуються за допомогою сонячних фотометрів міжнародної мережі AERONET [20]. Оцінки цих параметрів одержуються в AERONET шляхом розв'язування відповідних обернених задач, із використанням спеціально створених алгоритмів [9–11], за результатами вимірювань із сонячним фотометром спектральної оптичної товщини аерозолів у всьому стовпі атмосфери над місцем спостережень та розподілу спектральної яскравості неба уздовж альмукантарата Сонця. Згідно з алгоритмами AERONET за цими даними обчислюється прямий аерозольний радіаційний форсинг у короткохвильовій частині оптичного спектра (від 0,2 мкм до 4 мкм), тобто короткохвильовий РФ [21–23]. Він визначається відповідно до співвідношень (3) і (4), як різниця інтегральних у зазначеному діапазоні спектра потоків низхідного сонячного випромінювання поблизу земної поверхні (*BOA* – Bottom Of the Atmosphere), обчислених за присутності в атмосфері аерозолу та без нього, і, відповідно, різниця на верхній межі земної атмосфери (*TOA* – Top Of the Atmosphere) інтегральних потоків висхідного випромінювання з аерозолем та без нього [21–23]:

$$F_{TOA}(t, \theta, \phi) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[ \Phi_{TOA}^{\uparrow}(t, \lambda, \theta, \phi) - \Phi_{TOA, Aer}^{\uparrow}(t, \lambda, \theta, \phi) \right] \cdot d\lambda,$$

$$F_{BOA}(t, \theta, \phi) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[ \Phi_{BOA, Aer}^{\downarrow}(t, \lambda, \theta, \phi) - \Phi_{BOA}^{\downarrow}(t, \lambda, \theta, \phi) \right] \cdot [1 - A(\lambda, \theta, \phi)] \cdot d\lambda,$$

де  $t$  – час спостережень;  $\lambda$  – довжина хвилі випромінювання;  $\theta, \phi$  – довгота і широта місця спостережень;  $\Phi_{\dots}, \Phi_{\dots, Aer}$  – радіаційний потік у атмосфері без аерозолу та з аерозолем відповідно;  $A(\lambda, \theta, \phi)$  – місцеве альbedo земної поверхні; стрілками  $\downarrow$  та  $\uparrow$  позначені потоки випромінювання донизу та догори відповідно. В алгоритмах AERONET верхньою межею атмосфери вважається її шар на висоті 120 км, а нижньою – на висоті 200 м від земної поверхні. Різниця між *TOA* і *BOA* форсингами (атмосферний форсинг [19]) є оцінкою додаткової енергії, що йде на нагрівання атмосфери.

Власне аерозольний ефект полягає в ослабленні потоку сонячного світла при його проходженні через атмосферу відповідно до оптичної товщини аерозольної домішки. Для його обчислень використовуються відповідним чином записані співвідношення для потоку сонячного світла на земній поверхні у місці спостережень (2):

$$\Phi^{\downarrow}(t, \theta, \phi) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_0^{\downarrow}(t, \lambda, \theta, \phi) \cdot \exp[-AOT(t, \lambda, \theta, \phi)] \cdot d\lambda,$$

де  $\Phi_0(t, \lambda, \theta, \phi)$  – спектральний потік сонячного світла на момент вимірювань  $t$  на верхній межі атмосферного стовпа з координатами  $\theta, \phi$ ;  $AOT(t, \lambda, \theta, \phi)$  – спектральна оптична товща аерозолу у цьому стовпі атмосфери, відповідно до (1):

$$AOT(t, \lambda, \theta, \phi) = \pi \cdot \int_0^H r^2 \cdot Q[r, \lambda, m(h, \theta, \phi)] \cdot n(r, t, h, \theta, \phi) \cdot dr \cdot dh.$$

Тут  $r$  – радіус аерозольних частинок;  $Q(r, \lambda, m)$  – коефіцієнт ефективності екстинкції аерозольних частинок, що обчислюється, як правило, за теорією Мі, за значеннями комплексного показника заломлення аерозольних частинок  $m$ , усередненими у всьому стовпі атмосфери над місцем спостережень. Значення дійсної й уявної частин показника заломлення обчислюються для кожного спектрального каналу фотометра за вимірюваннями розподілу яскравості неба вздовж альмукантарата Сонця, а потім інтерполюються та екстраполюються на зазначеному спектральному діапазоні.  $n(r)$  – розподіл частинок за розмірами, що як правило моделюється логнормальним законом [9–11]:

$$n(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot r \cdot \sigma(r)} \cdot \exp \left[ -\frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\ln r - \ln r_0}{\sigma(r)} \right)^2 \right],$$

де  $r_0$  – модальне значення радіуса частинок,  $\sigma(r)$  – півширина моди цього розподілу.

Для обчислення місцевого альbedo земної поверхні застосовується спеціальна модель відбивних властивостей земної поверхні (*BRDF* – Bidirectional Radiative Distribution Function). За цією моделлю обчислюють коефіцієнти відбивання земної поверхні як для відповідних спектральних каналів сонячного фотометра при розв'язуванні зазначеної вище оберненої задачі, так і у всьому зазначеному спектральному діапазоні [21–23]. Поглинання ж сонячного світла атмосферними газами в алгоритмі AERONET обчислюється за допомогою спеціальної моделі *GAME* (Global Atmospheric ModEl) [24, 25] для перенесення випромінювання у земній атмосфері.

У моделі *GAME* рівняння перенесення випромінювання розв'язується за допомогою алгоритму *DISORT* (Discrete Ordinate Radiative Transfer), що використовує метод дискретних ординат для врахування багатократного розсіювання та кореляційний  $k$ -розподіл для обчислень поглинання радіації газами (водяна пара, вуглекислий газ, кисень та озон) з урахуванням впливу розсіюваної радіації [26, 27]. Потоки випромінювання і швидкість нагрівання середовища обчислюються для будь-якої висоти в атмосфері у спектральному діапазоні від 0,2 до 4 мкм у припущенні вертикально неоднорідної атмосфери, розділеної на 20 плоских однорідних шарів. Для кожного шару інтегральна по спектру прозорість (пропускання) атмосфери  $\eta$ , зумовлена поглинанням випромінювання газами при температурі у шарі  $T$  й тиску  $P$ , обчислюється як сума прозоростей, зумовлених поглинанням молекулами  $N$  різних типів:

$$\eta(P, T) = \sum_1^N a_i \cdot \exp[-k_i(P, T) \cdot n(P, T)], \tag{6}$$

де  $n(P, T)$  – концентрація молекул у атмосферному шарі, а вагові коефіцієнти  $a_i$  пов'язані із середнім значенням коефіцієнта поглинання  $k_i$  для кожного  $i$ -го типу молекул. Для контурів спектральних смуг молекулярного поглинання використовується модель Малкмуса, що залежить від півширини смуги  $\Delta\lambda$  та її інтенсивності у максимумі  $I_{\max}$  [27]:

$$\eta(n) = \exp \left\{ -\pi \cdot \frac{\Delta\lambda}{2} \cdot \left[ \left( \frac{1 + 4 \cdot I_{\max} \cdot n}{\pi \cdot \Delta\lambda} \right)^{1/2} - 1 \right] \right\}.$$

У свою чергу зазначені параметри пов'язані зі статистичними параметрами лінійчастого спектра атмосферних газів, а саме, з усередненими півшириною та інтенсивністю ліній поглинання і середньою відстанню між лініями. Ці статистичні параметри спектральних ліній можуть бути знайдені безпосередньо у базах даних характеристик спектральних ліній, наприклад у *HITRAN* [28]. В алгоритмі *GAME* параметри моделі смуги поглинання оцінюються безпосередньо підгонкою за методом найменших квадратів результатів обчислень за цією моделлю до результатів спеціальних обчислень референсної прозорості  $\eta_{ref}(n)$ . Референсна прозорість обчислюється за спеціальним алгоритмом із використанням коефіцієнта поглинання для кожної лінії смуги (так званий метод *LBL*, тобто *line-by-line*) у стовпі атмосфери за допомогою методу *DISORT* з урахуванням багатократного розсіювання [24]. Максимальні розбіжності між  $\eta(n)$  і  $\eta_{ref}(n)$  становлять за порядком величини 1% для роздільної здатності по спектру  $100 \text{ см}^{-1}$  і можуть досягати 10–20 %, якщо параметри моделі спектральної смуги визначаються прямо з бази даних спектральних ліній статистично.

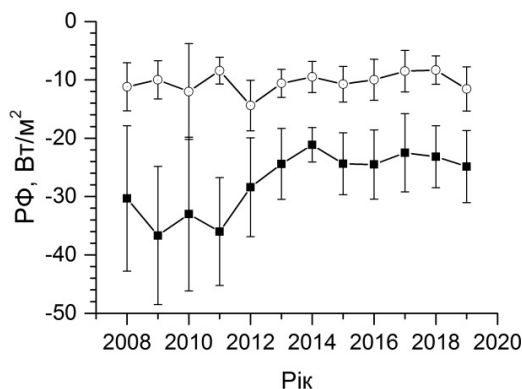
За допомогою зазначеного референсного алгоритму оцінюються також і коефіцієнти спектральних рядів  $a_i$  й  $k_i$  у (6). Згідно з концепцією корельованого  $k$ -розподілу вважається, що сума експонент у (6) на будь-якому рівні атмосфери (тобто при тиску  $P$  і температурі  $T$ ) корелює з аналогічною сумою при тиску  $P_0$  і температурі  $T_0$  на певному початковому (референсному) рівні атмосфери для заданого спектрального інтервалу. Таким чином враховується залежність коефіцієнта поглинання у смугі від висоти в атмосфері із застосуванням відповідного наближення масштабування по висоті:

$$k_i(P, T) = k_i(P_0, T_0) \cdot \left( \frac{P}{P_0} \right)^n \cdot \left( \frac{T_0}{T} \right)^m.$$

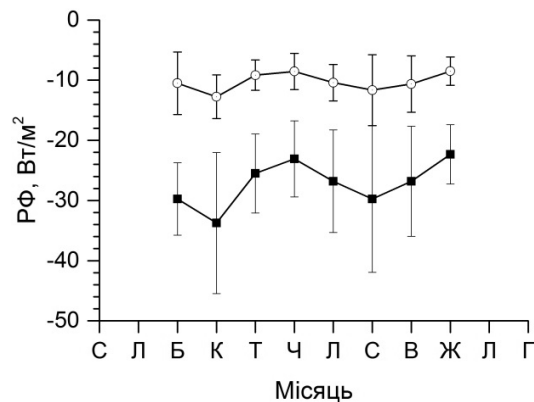
Тут показники степеня  $n$  і  $m$  визначаються спеціально для кожного типу молекул, див. [29]. Алгоритм *GAME* має фіксовану роздільну здатність по частоті випромінювання  $100 \text{ см}^{-1}$  (у діапазоні 0,6–5 мкм) та  $400 \text{ см}^{-1}$  (0,2–0,6 мкм) із числом доданків у сумі (2)  $N = 7$  на інтервал. Рівняння перенесення випромінювання розв'язується для кожного члена цього ряду, причому враховується релєївське і аерозольне розсіювання.

**Оцінки радіаційного форсингу за вимірюваннями із сонячним фотометром SE-318 у Києві.** Одержані за даними вимірювань із сонячним фотометром у Києві оцінки радіаційного форсингу для *TOA* і *BOA* та їхніх змін протягом року зображено на рис. 1 і 2. Ці значення, узяті з бази даних *AERONET*, обчислені згідно із зазначеними вище алгоритмами *AERONET* за спостережними даними рівня 2.0, опрацьованими за алгоритмами версії 3 [8, 11]. Тут використані щомісячно усереднені значення РФ. На жаль, умови спостережень у Києві з листопада по лютий не дозволяють одержувати дані з точністю, достатньою для визначення РФ. Аналізуючи ці дані, також треба зважати на те, що і протягом теплої пори року вони, на жаль, дуже неоднорідні за точністю, оскільки дуже нерівномірно розподілені за часом дані вимірювань, придатні для відтворення наведених вище характеристик аерозолі, за якими обчислюються радіаційні потоки.

Щорічно усереднені значення РФ над Києвом негативні як на верхній, так і на нижній межі атмосфери (рис. 1). Значення РФ на верхній межі атмосфери протягом 2008–2019 рр. змінюються приблизно від  $-14,4 \text{ Вт/м}^2$  у 2012 р. до  $-8,3 \text{ Вт/м}^2$  у 2018 р., а на нижній межі атмосфери приблизно від  $-36,7 \text{ Вт/м}^2$  у 2009 р. до  $-21,1 \text{ Вт/м}^2$  у 2014 р. Різниця ж між РФ на верхній та нижній межах атмосфери, тобто частина потоку сонячного світла, що йде на нагрівання атмосфери, залишається приблизно однаковою протягом року (рис. 2). Тобто загалом аерозоль у нашому регіоні зменшує енергетичний бюджет атмосфери [1, 2], і його вплив полягає у зменшенні різниці між кліматологічними характеристиками у холодну й теплу пори року над Києвом.



**Рис. 1.** Зміни радіаційного форсингу в атмосфері над Києвом на верхній межі атмосфери (угорі) та на нижній (унизу) за вимірюваннями у теплу пору року. Наведені СКВ від усередненого за період спостережень



**Рис. 2.** Зміни радіаційного форсингу на верхній (угорі) та нижній (унизу) межах атмосфери у теплу пору року за спостереженнями із сонячним фотометром у Києві, усереднені протягом усього періоду спостережень. Наведені СКВ від усередненого за період спостережень

Загалом, як зазначено у різних джерелах, наприклад [1, 2], точність сучасних оцінок аерозольного радіаційного форсингу у просторово-часовому масштабі, необхідному для моделювання кліматичних змін, ще доволі низька. Значною мірою це пов'язано з недостатньою кількістю та низькою точністю даних про часовий та просторовий розподіли аерозольних частинок в атмосфері та про їхні характеристики. Зокрема, опубліковані результати оцінювання достовірності радіаційних потоків та форсингу для декількох станцій AERONET, розташованих у різних умовах інсоляції та з переважанням різних типів аерозолів [30, 31]. Із порівняння радіаційних потоків, виміряних зі спеціальним обладнанням (піргеліометри і пірометри), установленим у місцях розташування фотометрів AERONET, із модельними, обчисленими зазначеним вище способом, одержано різниці у межах  $\pm 15 \text{ Вт/м}^2$ , але ці розбіжності істотно залежать від типу аерозолію. Поки що складно оцінити такі похибки для Києва, для цього повинні бути виконані спеціальні дослідження. Наведені на рис. 1, 2 середньоквадратичні відхилення від усередненого за рік та за увесь період спостережень відповідно включають усі можливі похибки, пов'язані як зі спостереженнями, так і з моделюванням РФ. Також слід додати, що точність визначення характеристик аерозольних частинок, а відповідно і похибки оцінювання РФ, залежать і від вмісту частинок у стовпі атмосфери над місцем спостережень [9–11], і вони значні при низькому вмісті аерозолів. А над Києвом, як і практично над усією Європою, вміст аерозолів у атмосфері у середньому доволі низький (аерозольна оптична товщина у візуальній частині спектра порядку 0,1–0,3), й окремі випадки його помітного підвищення пов'язані з особливими подіями, як наприклад тривалі масштабні лісові пожежі у липні – серпні 2010 р. [32].

Порівняння аерозольного РФ (на верхній межі атмосфери) над Києвом з іншими регіонами планети свідчить про те, що кліматологічні ефекти аерозолів у атмосфері над Києвом приблизно такі ж, як і над іншими урбанізованими регіонами Європи, але значно менші, ніж над особливо забрудненою аерозолями атмосферою індустріалізованих регіонів Китаю (рис. 3).

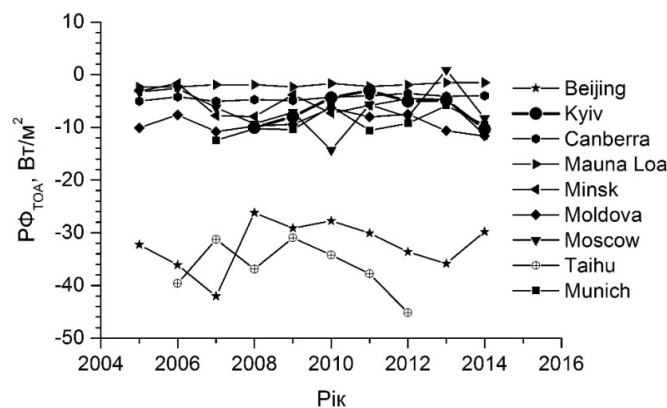


Рис. 3. Зміна РФ (TOA) у різних регіонах світу за даними AERONET

**Висновки.** Аерозольні частинки впливають на енергетичний баланс земної атмосфери двома головними шляхами: по-перше, він безпосередньо змінює прозорість атмосфери для сонячного випромінювання залежно від вмісту в атмосфері та від оптичних і мікрофізичних властивостей аерозольних частинок (прямий ефект), а по-друге, аерозольні частинки в атмосфері за відповідних метеорологічних умов стають ядрами конденсації водяної пари і таким чином впливають на інтенсивність формування хмар (непрямий аерозольний ефект). Особливе значення мають дрібні аерозольні частинки антропогенного походження. Вони мають розміри близько 1 мкм і суттєво впливають на випромінювання у видимому діапазоні. Внесок аерозолів у зміни енергетичного балансу приблизно такі ж, як і у так званих парникових газів, але достовірність його оцінювання ще надто низька, що пов'язано зі значною просторово-часовою змінністю концентрації й характеристик частинок. У середньому за рік над усією земною кулею вплив аерозолію звичайно становить до кількох  $\text{Вт/м}^2$ , будучи від'ємним на поверхні та на верхньому рівні атмосфери і додатним – усередині атмосфери. Однак просторово-часовий розподіл вмісту й фізичних параметрів частинок по планеті дуже нерівномірний, зокрема й через антропогенний вплив.

Одним із найнадійніших засобів спостережень за вмістом та характеристиками аерозолів у всій атмосфері є міжнародна мережа сонячних фотометрів AERONET. Одна з її станцій працює у Києві із 2008 р. За даними спостережень тут установлено, що прямий ефект від аерозолів у атмосфері над Києвом у приповерхневому шарі та на верхній межі атмосфери (BOA, TOA) протягом 2008–2019 рр. оцінюється як негативний, тобто зменшує енергетичний бюджет атмосфери у регіоні, і його вплив полягає у зменшенні різниці між кліматологічними характеристиками у холодну й теплу пору року над Києвом.

**Список використаних джерел**

1. Aerosols, their direct and indirect effects / J.E. Penner, M. Andreae, H. Annegarn et al. // In: Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, eds. J.T. Houghton, Y. Ding, D.J. Griggs et al. – 2001. – Cambridge University Press, Cambridge, UK, and New York, NY, USA. – P. 289–347.
2. Changes in atmospheric constituents and in radiative forcing / P. Forster, V. Ramaswamy, P. Artaxo et al. // In: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, eds. S. Solomon, D. Qin, M. Manning et al. – 2007. – Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA. – P. 129–234.
3. Clouds and Aerosols / O. Boucher, D. Randall, P. Artaxo et al. // In: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner et al. (eds.). – 2013. – Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA. – P. 571–657.
4. Seinfeld J.H. Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change / J.H. Seinfeld, S.N. Pandis. – John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2006. – 1225 p.
5. Barry R.G. Atmosphere. Weather and Climate / R.G. Barry, R.J. Chorley. – 8<sup>th</sup> edition. Taylor & Francis e-Library, 2004. – 460 p.

- 6 AERONET – a federated instrument network and data archive for aerosol characterization / B.N. Holben, T.F. Eck, I. Slutsker et al. // Remote Sensing of Environment, 1998. – Vol. 66. – P. 1–16;
7. PHOTONS/AERONET sunphotometer network overview. Description – Activities – Results / P. Goloub, Z. Li, O. Dubovik et al. // Fourteenth International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics/Atmospheric Physics (eds G.G. Matvienko, V.A. Banakh). Proc. of SPIE, 2008. – Vol. 6936. – P. 69360V-1 – 69360V-15.
8. Advancements in the Aerosol Robotic Network (AERONET) Version 3 database – automated near-real-time quality control algorithm with improved cloud screening for Sun photometer aerosol optical depth (AOD) measurements / D.M. Giles, A. Sinyuk, M.G. Sorokin et al. // Atmos. Meas. Tech., 12, 2019. – P. 169–209.
9. Dubovik O. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements / O. Dubovik, M.D. King // J. Geophys. Res. – 2000. – Vol. 105. – P. 20,673–20,696;
10. Application of spheroid models to account for aerosol particle nonsphericity in remote sensing of desert dust / O. Dubovik, A. Sinyuk, T. Lapyonok et al. // J. Geophys. Res. – 2006. – Vol. 111. – P. D11208.1–D11208.34.
11. Statistically optimized inversion algorithm for enhanced retrieval of aerosol properties from spectral multi-angle polarimetric satellite observations / O. Dubovik, M. Herman, A. Holdak et al. // Atmos. Meas. Tech. – 2011. – Vol. 4. – P. 975–1018.
12. Coakley Jr. J. A. Atmospheric Radiation. A Primer with Illustrative Solutions / J. A. Coakley Jr., P. Yang // Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Boschstr. 12, 69469 Weinheim, Germany, 2014. – 421 p.
13. A solar irradiance climate data record / O. Coddington, J. Lean, P. Pilewskie et al. // Bull. Am. Meteorol. Soc. – 2016. – Vol. 97. – P. 1265–1282.
14. North G.R. Energy Balance Climate Models / G.R. North, K.-Y. Kim // Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. Weinheim, Germany. – 2017. – 370 p.
15. Climate Change 1994. Radiative Forcing of Climate Change and An Evaluation of the IPCC IS92 Emission Scenarios / Edited by J.T. Houghton, L.G. Meira Filho, J. Bruce et al. // University Press, Cambridge, 1995. – 339 p.
16. Berger A. Long-term variations in insolation and their effects on climate, the LLN experiments / A. Berger, M.F. Loutre // Surveys in Geophysics. – 1997. – Vol. 18. – P. 147–161.
17. A long-term numerical solution for the insolation quantities of the Earth / J. Laskar, P. Robutel, F. Joutel et al. // Astron. And Astroph. – 2004. – Vol. 428. – P. 261–285.
18. Smulsky J.J. Fundamental Principles and Results of a New Astronomic Theory of Climate Change / J.J. Smulsky // Advances in Astrophysics. – 2016. – Vol. 1, No. 1. – P. 1–21.
19. Radiative Forcing of Climate Change: Expanding the Concept and Addressing Uncertainties / Committee on Radiative Forcing Effects on Climate, Climate Research Committee, Board on Atmospheric Sciences and Climate, Division on Earth and Life Studies // The National Academies Press, Washington, 2005. – 224 p.
20. Observations: Atmosphere and Surface / D.L. Hartmann, A.M.G. Klein Tank, M. Rusticucci et al. // In: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change; T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner et al. (eds.), 2013. – Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA. – P. 159–254.
21. Shortwave radiative forcing and efficiency of key aerosol types using AERONET data / O.E. Garcia, J.P. Diaz, F.J. Exposito et al. // Atmos. Chem. Phys. – 2012. – Vol. 12. – P. 5129–5145.
22. Comprehensive tool for calculation of radiative fluxes: illustration of shortwave aerosol radiative effect sensitivities to the details in aerosol and underlying surface characteristics / Y. Derimian, O. Dubovik, X. Huang et al. // Atmos. Chem. Phys. – 2016. – Vol. 16 – P. 5763–5780.
23. AERONET Inversion Products (Version 3). AEROSOL ROBOTIC NETWORK (AERONET) document: [https://aeronet.gsfc.nasa.gov/new\\_web/publications.html](https://aeronet.gsfc.nasa.gov/new_web/publications.html)
24. High spectral resolution solar radiative transfer in absorbing and scattering media application to the satellite simulation / P. Dubuisson, J.C. Buriez, Y. Fouquart et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. – 1996. – Vol. 55, No. 1. – P. 103–126.
25. A code to compute the direct solar radiative forcing: application to anthropogenic aerosols during the ESCOMPTE experiment / P. Dubuisson, J.-C. Roger, M. Mallet, O. Dubovik // In: IRS2004: Current problems in atmospheric radiation (Eds. S. Fisher, B.-J. Sohn), 2006. – A. Deepak, Hampton, Va. – P. 127–130.
26. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method for radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media / K. Stamnes, S.-C. Tsay, W. Wiscombe, K. Jayaweera // Appl. Optics. – 1988. – Vol. 27, No. 12. – P. 2502–2509.
27. Lacis A. A. A Description of the Correlated k Distribution Method for Modeling Nongray Gaseous Absorption, Thermal Emission, and Multiple Scattering in Vertically Inhomogeneous Atmospheres / A.A. Lacis, V. Oinas // J. Geoph. Res. – 1991. – Vol. 96, No. D5. – P. 9027–9063.
28. The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database / L.S. Rothman, I.E. Gordon, A. Barbe et al. // Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. – 2009. – Vol. 110. – P. 533–572.
29. Stephens G.L. The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models / G.L. Stephens // Monthly Weather Review. – 1984. – Vol. 112. – P.826–867.
30. Radiative properties of aerosol mixture observed during the dry season 2006 over M'Bour, Senegal (African Monsoon Multidisciplinary Analysis campaign) / Y. Derimian, J.-F. Leon, O. Dubovik et al. // Journal of Geophysical Research. – 2008. – Vol. 113. – P. D00C09-1–D00C09-15.
31. Validation of AERONET estimates of atmospheric solar fluxes and aerosol radiative forcing by ground-based broadband measurements / O.E. Garcia, A.M. Diaz, F.J. Exposito et al. // Journal of Geophysical Research. – 2008. – Vol. 113. – P. D21207-1–D21207-16.
32. Galytska E. Increased aerosol content in the atmosphere over Ukraine during summer 2010 / E. Galytska, V. Danylevsky, R. Hommel, J.P. Burrows // Atmospheric Measurement Techniques. – 2018. – Vol. 11. – P. 2101–2118.

Надійшла до редколегії 18.02.20

**В. Данилевский, канд. физ.-мат. наук**

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

## ОЦЕНКИ ПРЯМОГО РАДИАЦИОННОГО ЭФФЕКТА АЭРОЗОЛЕЙ В АТМОСФЕРЕ НАД КИЕВОМ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ С СОЛНЕЧНЫМ ФОТОМЕТРОМ В 2008–2019 ГОДЫ

*Приведен краткий обзор проблемы влияния аэрозолей на энергетический баланс земной климатической системы в целом, и в частности атмосферы. Проанализированы литературные источники, в которых имеются такие оценки, приведены основные характеристики аэрозолей, необходимые для количественного оценивания климатологических эффектов. Сформулированы основные понятия, используемые при оценивании влияния внешних и внутренних составляющих на ее энергетический баланс. Кратко изложены основные черты алгоритмов для вычисления так называемого радиационного форсинга по данным наблюдений в международной сети солнечных фотометров AERONET. Рассмотрены оценки аэрозольного радиационного форсинга, полученные по наблюдениям с солнечным фотометром AERONET в Киеве, начиная с 2008 г. Приводится сравнение данных для Киева с данными для некоторых других урбанизированных регионов планеты.*

*Ключевые слова:* аэрозоль, радиационный баланс атмосферы, радиационный форсинг, AERONET.

V. Danylevsky, PhD

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## ESTIMATIONS OF THE AEROSOLS DIRECT RADIATIVE EFFECTS IN THE ATMOSPHERE OVER KYIV FROM THE AERONET SUN-PHOTOMETER MEASUREMENTS IN 2008–2019

*The article describes briefly the problem of the aerosols influence on the energetic budget of the Earth whole climate system and of the atmosphere particularly. The literary sources comprising such estimations are analyzed and aerosols basic properties are presented which are necessary to determine the quantitative estimations of the aerosols climatology effects. Basic terms and definitions are stated that are using to estimate the influence of the external and internal agents of the climate system on its energy budget. Basic features of the algorithms used to compute the co-called radiative forcing from data of the sun-photometer international network AERONET briefly described. The estimations of the aerosols radiative forcing obtained from measurements with the sun-photometer at the Kyiv AERONET site starting from 2008 are presented. Also the comparison of the Kyiv aerosol RF data to the aerosol RF data at some others urban regions of the globe are presented.*

*Key words:* aerosol, atmosphere radiation budget, radiative forcing, AERONET.

УДК 524.8

S. Parnovsky, Dr Hab.  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## WARM DARK MATTER AND HUBBLE CONSTANT TENSIONS

*The tensions between the values of Hubble constant obtained from the early and the late Universe could be eliminated if we use the  $\Lambda$ WDM cosmological model with dark energy, baryonic matter and warm dark matter (WDM) with characteristic velocities about 16 % of the speed of light. A pressure of WDM is equal to its energy density multiplied by factor 0.009.*

**Key words:** dark matter, Hubble constant.

**Introduction.** It is known that the rate of expansion of the Universe is characterized by the time-dependant Hubble parameter  $H$ . Its current value is called the Hubble constant and is denoted by  $H_0$ . The value of the Hubble constant is calculated from the Hubble parameter measured in some era. This requires knowledge of both the characteristics of this era, usually its redshift  $z$ , and the cosmological model to relate these values.

Estimations of the Hubble constant obtained by different methods are given in [1]. Most measurements of the Hubble parameter occur at distances, which are small by cosmological standards. They have small redshifts and these measurements relate to the late Universe. However, a few measurements relate to the early Universe, more precisely to the era of recombination (redshift  $z \sim 1000$ ). First of all, these are CMB data from Planck satellite [2] and data from Dark Energy Survey Year 1 clustering combined with data on weak lensing, baryon acoustic oscillations and Big Bang nucleosynthesis [3].

Some tensions between the values of Hubble constant obtained from the early and the late Universe were indicated in the recent paper [1]. I simply note that the estimation  $H_0 = 67.4 \text{ km c}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  obtained from observations in the era of recombination account for about 92% of the average of the estimations based on observations of not very distant objects  $H_0 = 73.3 \text{ km c}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . The corresponding difference is at the level of  $4\sigma$ - $6\sigma$ , which, according to the authors, should be classified as something from a discrepancy or a problem to a crisis. They are robust to exclusion of any one method, team or source.

Naturally, the differences could be explained by measurement errors or by an influence of some poorly accounted factors. That would mean cosmology is not yet an exact science as it pretends to be. For the purposes of this work I choose to ignore possible issues with the measurement data, and consider them to be correct. I am going to show that these differences could be explained by an improvement of the standard  $\Lambda$ CDM cosmological model, which does not contradict other observational data.

**Theory and results.** Within the framework of the flat isotropic homogeneous cosmological model the Hubble parameter change law is described by the first Friedmann equation

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho = \frac{8\pi G}{3} (\rho_m + \rho_{de}) = H_0^2 \left( \frac{\rho_m}{\rho_{m0}} \Omega_{m0} + \frac{\rho_{de}}{\rho_{de0}} \Omega_{de0} \right). \quad (1)$$

Here  $\rho$  and  $\Omega$  are the density and the density parameter, the subscripts  $m$  and  $de$  denote matter and dark energy, the subscript 0 denotes the current value of the corresponding quantity, and  $G$  is the gravitational constant. We assume that the Universe contains only matter and dark energy. This formula can also be obtained in the framework of non-relativistic cosmology [4]. I do not yet specify the dependencies of  $\rho_m$  and  $\rho_{de}$  on  $z$ .

The Hubble constant value for the early Universe is calculated from the Hubble parameter obtained by processing observational data by eq. (1) for the  $\Lambda$ CDM model. It assumes that the dark energy is the pure cosmological constant with constant density and both baryonic and cold dark matter (CDM) are pressureless. For this model I use the standard subscript  $\Lambda$  instead of  $dm$ . Using the dependences of  $\rho_\Lambda = \text{const}$  and  $\rho_m = \rho_{m0}(1+z)^3$  one get

$$H = H_0 \sqrt{\Omega_{\Lambda 0} + (1+z)^3 \Omega_{m0}}. \quad (2)$$

According to the Planck satellite observations, the parameters of cosmological constant and matter density in the modern era are  $\Omega_{\Lambda 0} = 0.68 \pm 0.02$  and  $\Omega_{m0} = 0.32 \pm 0.02$  [2], and their sum is fixed to 1 in the flat model. Note that these quantities are of the same order.

If the real cosmological model differed from the  $\Lambda$ CDM one, but we used Eq. (2) instead of Eq. (1), we would get not the value  $H_0$ , but rather the product  $A(z)H_0$

$$H = H_0 \sqrt{\frac{\rho_m}{\rho_{m0}} \Omega_{m0} + \frac{\rho_{de}}{\rho_{de0}} \Omega_{de0}} = A(z)H_0 \sqrt{\Omega_{\Lambda 0} + (1+z)^3 \Omega_{m0}} \quad (3)$$

with the factor

$$A(z) = \sqrt{\frac{\frac{\rho_m(z)}{\rho_{m0}} \Omega_{m0} + \frac{\rho_{de}(z)}{\rho_{de0}} \Omega_{de0}}{\Omega_{\Lambda 0} + (1+z)^3 \Omega_{m0}}}. \quad (4)$$

If the  $\Lambda$ CDM model is correct we have  $A(z)=1$ . If it is not correct then  $A(z)$  is almost equal to 1 for the late Universe but could differ from 1 for the early one. Let's try to explain the discrepancies in the values of the Hubble constant using Eq (4). To explain the results of the article [1] we need to provide  $A(1000) \approx 0.92$ . It is clear that this means to go beyond the  $\Lambda$ CDM-model.

Let's start with the letter  $\Lambda$  in the name of the model and consider dark energy with variable density instead of the cosmological constant. The CDM part remains the same. We get  $A(1000) < 1$  if  $\rho_{de}(1000) < \rho_{de0}$ , but we can not obtain  $A(1000) = 0.92$ . Indeed,

$$A(z) > \sqrt{\frac{(1+z)^3 \Omega_{m0}}{\Omega_{\Lambda 0} + (1+z)^3 \Omega_{m0}}} \quad (5)$$

but this value is less than 1 by no more than  $10^{-8}$  at  $z = 1000$ . This is caused by the value of the  $(1+z)^3$  factor at large  $z$ . It's a dead end.

Now let's try to abandon the letters CDM in the model title. This is not about the effects of electromagnetic radiation or ultrarelativistic particles and neutrinos. They exist, but their share is so small that even at  $z = 1000$  they do not provide the desired value of  $A(z)$ . So temporarily forget about them and suppose that matter is composed of ordinary matter and dark matter. We know enough about baryonic matter to be sure that it can be considered as pressureless one. But we actually know just a bit about dark matter. Suppose that it has some pressure which can affect the evolution of its density. Consider the simplest form of the equation of state of dark matter

$$p_{dm} = w \rho_{dm} c^2, \quad (6)$$

where the subscript  $dm$  means dark matter,  $c$  is the speed of light and  $w = \text{const}$ . Then the density of matter  $\rho_m$  is equal to the sum of the densities of baryonic  $\rho_b$  and dark  $\rho_{dm}$  matter. They have the different dependences on  $z$ , namely  $\rho_b = \rho_{b0}(1+z)^3$  and  $\rho_{dm} = \rho_{dm0}(1+z)^{3+3w}$ . Substituting this into (4), we obtain the expression for  $A(z)$  at large  $z$  when it is possible to neglect the terms with the subscripts  $de$  and  $\Lambda$

$$A(z) = \sqrt{\frac{\Omega_{m0}}{\Omega_{b0} + (1+z)^{3w} \Omega_{dm0}}}. \quad (7)$$

We use the value  $\Omega_{b0} = 0.16 \Omega_{m0}$  based on the Planck data [2] and get the rough estimation  $w = 0.009$  from the condition  $A(1000) = 0.92$ . We can make a very rough estimate of the error of the obtained  $w$  value, remembering that the deviation from the case  $w = 0$  for the  $\Lambda$ CDM-model is  $4\sigma - 6\sigma$ . A more accurate error estimate requires recalculation of all observational data in the framework of the proposed model, i.e. replacing a standard 6-parameter model with a 7-parameter model with an additional parameter  $w$  for the dark matter.

The CDM particles have characteristic velocities much less than  $c$  and  $w = 0$ , the ultrarelativistic matter like photons or neutrinos has  $w = 1/3$ . The intermediate value  $w = 0.009$  corresponds to so-called warm dark matter (WDM). Typical velocities of the particles or quanta of this WDM are equal to the  $0.16 c$ . I estimated it from the value of  $w = 0.009$  using (6) and Eq. (35.8) from the book [5] for an ideal gas of identical particles of mass  $m$

$$\rho_{dm} = nm \overline{\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}}, \quad p_{dm} = \frac{nm}{3} \overline{\frac{v^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}}. \quad (8)$$

Here  $n$  is the number of WDM particles in a unit volume and an overline indicates averaging over all particles. Gamma-factors of particles with  $v \approx c/6$  are almost 1 and one can get  $\overline{v^2} \approx 3wc^2$ .

Naturally, we could also consider models in which dark matter is a mixture of CDM and WDM of different kinds. In practice this means that CDM should be added to baryonic matter in (7), and the ratio of  $\Omega_{b0}$  and  $\Omega_{m0}$  should be increased accordingly. This would lead to a corresponding increase of the value of  $w$  given by this equation. However, it wouldn't affect the principal result.

**Conclusion.** Thus, within the framework of the cosmological  $\Lambda$ WDM-model with  $w = 0.009$  for WDM we can explain the contradictions in Hubble constant values indicated in the paper [1]. However, it is still possible that tensions are caused by measurement or data processing errors.

Note that the introduction of such a small nonzero parameter  $w$  is not manifested in numerous observations indicating the existence of dark matter. I mean the rotation curves of galaxies, estimates of the virial masses of galaxy clusters, gravitational lensing, the galaxy cluster mergers like the Bullet Cluster (1E 0657-56) and so on. For details see Ch. 4 in [4]. It could affect the results of modelling the growth of a large-scale structure, however.

A hypothetical WDM was introduced earlier by astrophysics to solve some problems associated with clustering on subgalactic scales and formation of halos [6]. In this article we consider cosmological aspects of WDM for explanation of tensions between the early and the late Universe. We see what the introduction of WDM provides the solution to these two different problems.

What kind of particles could form WDM? The most popular candidates are sterile neutrinos [7], gravitinos, non-thermally produced WIMPs and other particles beyond the Standard Model. WDM is often mentioned in explanations of a monochromatic signal around 3.5 keV in the spectrum of X-ray emissions from galaxy clusters like Perseus and Centaurus observed by XMM-Newton [8,9].

The introduction of warm dark matter with the simplest equation of state (6) and  $w = 0.009$  explains the difference in the estimated values of the Hubble constant obtained from high- and low-redshift data and does not contradict other observational data.

## References

1. Verde L. Tensions between the early and late Universe / L. Verde, T. Treu, A. Riess // Nature Astronomy. – 2019. – Vol. 3. – P. 891–895.
2. Planck Collaboration. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters / Aghanim, N., Akrami, Y. et al. // 2018, arXiv:1807.06209
3. Dark Energy Survey Year 1 Results: A Precise  $H_0$  Estimate from DES Y1, BAO, and D/H Data / T.M.C. Abbott, F.B. Abdalla, J. Annis et al. // MNRAS, – 2018, – Vol. 480. – P. 3879–3888.
4. Parnovsky S. How the Universe Works: Introduction to Modern Cosmology / S. Parnovsky, A. Parnowski // World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2018. – ISBN #9789813234956.
5. Landau L.D. The classical theory of fields 1980 / L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Butterworth-Heinemann. 1980.
6. Bode P. Halo formation in warm dark matter models / P. Bode, J.P. Ostriker, N. Turok // Astrophys. J. – 2001. – 556. – P. 93–107.
7. Dolgov A.D. Massive sterile neutrinos as warm dark matter / A.D. Dolgov, S.H. Hansen // Astroparticle Physics. – 2002. – Vol. 16. – P. 339–344.
8. Detection of an Unidentified Emission Line in the Stacked X-Ray Spectrum of Galaxy Clusters / E. Bulbul, M. Markevitch, A. Foster et al. // Astrophys. J. – 2014, – Vol. 789. – id. 13 (23 pp.)
9. Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster / A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, D. Iakubovskiy, J. Franse // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol. 113. – id. 251301.

Надійшла до редколегії 11.02.20

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

**ТЕПЛА ТЕМНА МАТЕРІЯ ТА ПРОТИРІЧЧЯ У ВЕЛИЧИНІ СТАЛОЇ ХАББЛА**

*Протиріччя між значеннями сталої Хаббла, отримані у ранньому та сучасному Всесвіті, можна усунути, якщо використовувати космологічну  $\Lambda$ WDM модель із темною енергією, барионною матерією та теплою темною матерією (WDM) із характерними швидкостями порядку 16 % швидкості світла. Тиск WDM дорівнює 0,009 густини її енергії.*

*Ключові слова: темна матерія, стала Хаббла.*

С. Парновский, д-р физ.-мат. наук  
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

**ТЕПЛАЯ ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ И ПРОТИВОРЕЧИЯ В ВЕЛИЧИНЕ ПОСТОЯННОЙ ХАББЛА**

*Противоречия между значениями постоянной Хаббла, полученные в ранней и современной Вселенной можно устранить, используя космологическую  $\Lambda$ WDM модель с темной энергией, барионной материей и теплой темной материей (WDM) с характерными скоростями порядка 16 % скорости света. Давление WDM равно 0,009 плотности ее энергии.*

*Ключевые слова: темная материя, постоянная Хаббла.*



## ЛЕЙКО УЛЯНА МАКАРІВНА

15 липня 2019 р. померла Уляна Макарівна Лейко, кандидат фізико-математичних наук, колишній науковий співробітник Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка.



Народилась Уляна Макарівна 23 грудня 1954 р. у с. Дейкалівка Зіньківського району Полтавської області. В 1972 р. вона закінчила середню школу і вступила до Київського державного університету ім. Т.Г. Шевченка, який закінчила у 1977 р. за спеціальністю "Астрофізика". Усе життя Уляни Макарівни Лейко тісно пов'язане з роботою в Астрономічній обсерваторії університету. Вона в обсерваторії працювала з 1977 до 2015 р. на посадах інженера, старшого інженера, молодшого наукового і наукового співробітника відділу сонячної активності та сонячно-земних зв'язків. Основний напрямок її наукової роботи – дослідження варіацій глобального сонячного магнетизму. Брала участь у спостереженнях фотосфери Сонця в межах міжнародної програми "Служба Сонця", у роботі групи обчислювальних та фотометричних робіт Астрономічної обсерваторії Київського університету. У 2004 р. захистила кандидатську дисертацію "Варіації великомасштабних магнітних полів на Сонці та в геліосфері". Більше 10 років працювала в Українській астрономічній асоціації. Член Міжнародного астрономічного союзу. Автор та співавтор більше ніж 50-ти наукових публікацій. Основні праці: Observations of magnetic field evolution in a solar flare // Solar Physics. – 2000. – Vol. 191. No.1; О вращении солнечных крупномасштабных магнитных полей противоположной полярности // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2004. Т. 20, № 1; Вращения секторных структур системы Солнце–гелиосфера // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2004. – Т. 20, № 4; О цикличности магнитных полей Солнца в 21–23 циклах // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2012. – Т. 28, № 3; Двойственные хромосферные потоки в окрестности солнечной поры // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2017. – Т. 33, № 3.

сних тіл. – 2012. – Т. 28, № 3; Двойственные хромосферные потоки в окрестности солнечной поры // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2017. – Т. 33, № 3.

*В. М. Єфіменко*

Наукове видання



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

**АСТРОНОМІЯ**

**Випуск 2(60)**

**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>1/8</sup>. Ум. друк. арк. 5,8. Наклад 300. Зам. № 220-9668.  
Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А2.  
Підписано до друку 14.05.20

Видавець і виготовлювач  
ВПЦ "Київський університет"  
Б-р Тараса Шевченка 14, м. Київ, 01030  
☎ (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.univ.kiev.ua  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02