

Викладено результати оригінальних досліджень з питань релятивістської астрофізики, фізики Сонця, астрометрії, метеорної астрономії, дослідження полярних сяйв.

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

The Herald includes results of original investigations on relativistic astrophysics, solar physics, astrometry, meteor astronomy, investigation of auroras.

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

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	Б.І. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	С.Л. Парновський, д-р фіз.-мат. наук (заст. відп. Ред.); М.І. Пішало, канд. фіз.-мат. наук (відп. секр.); <u>М.І. Дзюбенко</u> , д-р фіз.-мат. наук; Д.П. Дума, д-р фіз.-мат. наук; В.М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук; В.І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук; В.М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук; В.Ю. Караченцева, д-р фіз.-мат. наук; Р.І. Костик, чл.-кор. НАН України, д-р фіз.-мат. наук; В.Г. Кручиненко, д-р фіз.-мат. наук; Л.М. Курочка, д-р фіз.-мат. наук; <u>В.В. Тельнюк-Адамчук</u> , д-р фіз.-мат. наук; К.І. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук
Адреса редколегії	04053, Київ-53, вул. Обсерваторна, 3, Астрономічна обсерваторія, ☎ (38044) 216 2691, 216 0906, адреса електронної пошти: pish@observ.univ.kiev.ua
Затверджено	Вченою радою Астрономічної обсерваторії від 03. 06. 04 (протокол № 7)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/9 від 08.09.99
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про Державну реєстрацію КІ № 251 від 31.10.97
Засновник та видавець	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
Адреса видавця	01601, Київ-601, 6-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43 ☎ (38044) 239 3172, 239 3222; факс 239 3128

ЗМІСТ

ВИПУСК 41

Криводубський В.Н. Роль механізмів магнітної антиплавучості у формуванні "королівської зони" сонячних плям	4
Лозицький В.Г., Лозицький В.В. Спектрально-поляризаційні вимірювання магнітних полів у сонячних спалахах методом відношення ліній	10
Пішкало М.І. Кореляція між числами Вольфа й нахилом геліосферного струмового шару у 21–23 циклах активності	14
Елійв А.А., Гнатик Б.І. Пошук рекурентних джерел коротких гамма-спалахів	17
Марченко В.В., Гнатик Б.І. Гідродинамічна колімація релятивістських струменів при спалахах гіпернових зір	21
Масняк І.С., Гнатик Б.І., Жданов В.І. Гравітаційне лінзування петлями космічних струн	24
Ізотова І.Ю. Супутник IRAS: спостереження галактик різних морфологічних типів у далекому інфрачервоному діапазоні	29
Кудря Ю.М. Колективний рух плоских галактик за даними 2MASS-фотометрії з використанням оберненої залежності Таллі – Фішера	43
Федорова О.В., Александров О.М., Жданов В.І. Події мікролінзування із значним підсиленням та структура джерела випромінювання у ГЛС Q2237+030	49
Буромський М.І., Осипов О.К., Мазур В.Й., Скорітченко Б.М. Результати спостережень дотичних покрить зір місяцем у 1988, 2000–2002 роках	55
Андрієнко Д.П., Міщишина І.Г. Рух крупних пилових частинок у приповерхневому шарі кометного ядра	57
Тарануха Ю.Г., Рожило О.О., Козак П.М. Дослідження спектральної характеристики телевізійної системи для спостережень метеорів	61
Грицай А.В., Євтушевський О.М., Міліневський Г.П. Планетарні хвилі в озоновому шарі над Антарктичним півостровом у 1999 і 2002 роках	63

ВИПУСК 42

Слюс Д., Сюрдеж Ж., Ж.Ф. Клескенс, Утсемекер Д., Жан К., Курбен Ф., Накос Т., Біллер М., Хміль С.В. Нова квадрупольна гравітаційна лінза 1RXS J113155.4123155 з оптичним кільцем Ейнштейна	68
Александров О.М., Вавилова І.Б., Жданов В.І. Неметричні узагальнення релятивістської теорії гравітації. Вихідні положення та проблема інтерпретації спостережних даних	72
Кришталь О.Н., Герасименко С.В. Генерація магнітно-акустичних хвиль у передспалаховій плазмі активних областей	77
Пішкало М.І., Бабій В.П., Іванчук В.Г. Північно-південна асиметрія сонячної активності та переполюсовки глобального магнітного поля Сонця у 21–23 циклах активності	86
Мусатенко С.І., Чолій В.Я., Курочка Є.В., Сліпченко О.С. Сонячні затемнення 04.12.2002 і 31.05.2003 у мікросплесках радіошумів іоносфери	91
Чурюмов К.І., Лук'яник І.В., Клецонок В.В., Бережной А.А., Чавушян В.Г., Сандовал Л., Пальма А., Чубко Л.С. Фізичні параметри атмосфери комети C/2002 C1 (Ikeya-Zhang)	95
Клецонок В.В., Буромський М.І. Перші результати спостережень з астрономічним телевізійним комплексом "Спалах" для реєстрації швидкоплинних процесів	99
Погорельцев М.Т. Склотека астронегативів Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка	101
Світлій пам'яті Олександра Кузьмича Осипова (22.08.1920–4.10.2004) (Єфіменко В.М.)	103
Дзюбенко Микола Іванович (29.10.1933–9.11.2004) (Івченко В.М., Булава Ю.І., Єфіменко В.М.)	104
Тельнюк-Адамчук Володимир Володимирович (28.10.1936–17.12.2003) (Осипов О.К., Буромський М.І.)	106

CONTENTS

ISSUE 41

Kryvodubskiy V.N. The role of the mechanisms of "magnetic antibuoyancy" in the formation of the sunspot "king's zone".....	4
Lozitsky V.G., Lozitsky V.V. Magnetic field spectral-polarized measurements in solar flares using the line-ratio method.....	10
Pishkalo M.I. Correlation between Wolf numbers and tilts of the heliospheric current sheet in 21-23 activity cycles.....	14
Elyjiw A., Hnatyk B. Search for recurrent sources of the short gamma-ray bursts	17
Hnatyk B.I., Marchenko V.V. Hydrodynamical collimation of ultrarelativistic jets in Hypernova stars.....	21
Masnyak I.S., Hnatyk B.I., Zhdanov V.I. Gravitational lensing by loops of cosmic strings	24
Izotova I.Yu. IRAS: observations of galaxies of different morphological classes in the far infrared range.	29
Kudrya Yu.N. The bulk motion of flat galaxies based on 2MASS photometry with use the inverse Tully-Fisher relation	43
Fedorova O.V., Alexandrov A.N., Zhdanov V.I. High amplification microlensing events and source structure in Q2237+030.....	49
Buromsky N.I., Osipov O.K., Mazur V.I., Scoritchenko B.M. The results of observations of grazing stars occultations by the Moon in 1988 and 2000–2002	55
Andrienko D.A., Mishchishina I.I. Motion of the coarse dust particles in boundary layer of a comet nucleus.....	57
Taranukha Yu.G., Pozhilo O.O., Kozak P.M. Investigation of spectral characteristics of a TV system for meteor observations.....	61
Grytsai A.V., Evtushevsky O.M., Milinevsky G.P. Planetary waves in ozone layer over Antarctic Peninsula in 1999 and 2002	63

ISSUE 42

Sluse D., Surdej J., Claeskens J.-F., Hutsemékers D., Jean C., Courbin F., Nakos T., Billeres M., Khmil S.V. 1RXS J113155.4-123155: a new quadruple gravitational lens with an optical Einstein ring	68
Alexandrov A.N., Vavilova I.B., Zhdanov V.I. Nonmetric generalisations of relativistic gravitational theory. Basic assumptions and the problem of observed data interpretation.....	72
Kryshtal A.N., Gerasimenko S.V. Magnetoacoustic wave generation in preflare plasma of solar active regions	77
Pishkalo M.I., Babij V.P., Ivanchuk V.G. North-south asymmetry of solar activity and Sun's global magnetic field reversals during 21, 22 and 23 cycles of activity	86
Musatenko S.I., Choliy V.Y., Kurochka E.V., Slipchenko O.S. The 04.12.2002 and 31.05.2003 solar eclipses in the micro bursts of the ionosphere radio noises.....	91
Churyumov K.I., Lukýanyk I.V., Kleshchonok V.V., Berezhnoy A.A., Chavushyan V.H., Sandoval L., Palma A., Chubko L.S. Physical parameters of the comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) atmosphere	95
Kleshchonok V.V., Buromsky M.I. First results of observations with astronomical television complex "Spalah" for fast processes registrations	99
Pogoreltsev M.T. Astroplate database of Astronomical observatory of Kyiv Taras Shevchenko National University	101
Osipov Oleksandr Kuz'mych (22.08.1920 – 4.10.2004) (Efimenko V.M.)	103
Dzyubenko Mykola Ivanovych (29.10.1933 – 9.11.2004) (Ivchenko V.M., Bulava Yu.I., Efimenko V.M.)	104
Tel'nyuk-Adamchuk Volodymyr Volodymyrovych (28.10.1936 – 17.12.2003) (Osipov O.K., Buromsky M.I.)	106

РОЛЬ МЕХАНІЗМІВ МАГНІТНОЇ АНТИПЛАВУЧОСТІ У ФОРМУВАННІ "КОРОЛІВСЬКОЇ ЗОНИ" СОНЯЧНИХ ПЛЯМ

Для компенсації зумовлених магнітною плавучістю втрат полів у зоні динамопроцесу залучено два механізми магнітної антиплавучості: турбулентний діамagnetизм (γ -ефект) і магнітний потік, обумовлений вертикальною неоднорідністю густини плазми ρ у конвективній зоні ($\nabla\rho$ -ефект). Це дозволяє зняти обмеження на величину поля, збуджуваного Ω -ефектом поблизу тахокліна. Ураховано обертання Сонця, що наділяє $\nabla\rho$ -ефект новими властивостями. Показано, що на високих геліоширотах магнітні поля заблоковані ефектами антиплавучості поблизу дна сонячної конвективної зони. Водночас на низьких широтах модифікований обертанням $\nabla\rho$ -ефект сприяє прориву потужних полів ($B \approx 3000\text{--}4000$ Гс) до поверхні, де вони з'являються в "королівській зоні" у вигляді біполярних груп сонячних плям.

Two "magnetic antibuoyancy" mechanisms: turbulent diamagnetism (γ -effect) and magnetic flux caused by vertical inhomogeneity of plasma density in convection zone ($\nabla\rho$ -effect), have been attracted for compensation of the fields losses owing to the magnetic buoyancy in the dynamo process zone. It had enabled to cancel constraint on the magnitude of the magnetic field excited by Ω -effect near the tachocline. The Sun's rotation which yields $\nabla\rho$ -effect with new properties is taken into account. It is shown that at high latitudes the magnetic fields are blocked by antibuoyancy effects near the bottom of the solar convection zone. Simultaneously at low latitudes the $\nabla\rho$ -effect, modified by rotation, promotes to penetration of power magnetic fields ($B \approx 3000\text{--}4000$ G) to surface where they arise in the "royal zone" as the sunspots bipolar groups.

Вступ. Згідно із сучасними уявленнями аксіально-симетричне глобальне магнітне поле Сонця B складається з двох компонент: глибинного сильного тороїдального (азимутального) поля B_t , яке, прориваючись на сонячну поверхню завдяки магнітній плавучості, визначає інтенсивність плямоутворення, і слабого полоїдального (меридіонального) поля B_p , силові лінії якого, пересікаючи поверхню, очевидно, формують фонові поля [1, 2]. Оскільки тороїдальне поле сховане під сонячною поверхнею, то при спостереженнях можна бачити тільки спричинені магнітною плавучістю випадкові локальні опуклості тороїдальних трубок, що проявляються на поверхні у вигляді біполярних груп сонячних плям. Як відомо, групи плям виникають не на всьому диску, а тільки в королівських зонах, розміщених на відстані приблизно до 40° по обидва боки від сонячного екватора. На початку кожного нового циклу плями з'являються переважно на середніх, а пізніше – на все нижчих і нижчих геліоширотах, наближаючись до екватора. Широтний дрейф плям до екватора (закон Шперера) добре помітний на побудованій Маундером діаграмі розподілу плям за широтами у функції часу ("діаграмі метеликів", рис. 1). Після встановлення магнітної природи плям стало ясно, що "діаграма метеликів" відображає місця концентрації тороїдального поля під фотосферою й визначає швидкість його міграції до екватора [1, 3].

Не становить особливих труднощів описати фізичні процеси, що ведуть до появи плям на сонячній поверхні. Силові лінії меридіонального поля B_p в умовах вимороженості їх у плазму під впливом радіального градієнта кутової швидкості $\partial\Omega / \partial r$ у глибоких шарах сонячної конвективної зони (СКЗ) спочатку витягуються в петлі, які, закручуючись навколо Сонця, поступово орієнтуються вздовж паралелей обабіч екватора і таким чином перетворюються на азимутальне поле B_t [4]. Після досягнення певного критичного значення індукції азимутальні силові трубки, завдяки паркерівській нестійкості, утворюють вигнуті дуги магнітні арки, що спливають на поверхню на середніх широтах, формуючи біполярні групи плям нового циклу [5].

Проте в описаній схемі залишається кілька серйозних проблем, суть яких полягає у відсутності до недавнього часу надійних теоретичних чи експериментальних даних про радіальний градієнт кутової швидкості $\partial\Omega / \partial r$ і в незнанні глибини, з якої поле спливає на поверхню, щоб сформувати біполярні магнітні ділянки. Свого часу дослідники припускали, що біполярні структури на поверхні відображають стан тороїдального поля в неглибоких шарах [6]. Однак у верхній частині СКЗ сильні поля внаслідок магнітної плавучості швидко спливають, і тільки в глибинах вони можуть утримуватись довгий час. Тому на сьогодні сприятливими для локалізації потужних полів вважаються глибинні шари поблизу дна СКЗ [1] (детальніше див. далі). Яку ж тоді роль відіграє верхня частина СКЗ? Які шари відповідальні за спостережену картину просторово-часової локалізації біполярних груп плям упродовж циклу ("метелики" Маундера)? Чому не з'являються плями в полярних ділянках? До сих пір відповіді на ці питання не отримали достатнього теоретичного обґрунтування. У даній роботі зроблено спробу підійти до вирішення зазначених проблем на основі моделі $\alpha\Omega$ -динамо із залученням результатів новітніх геліосейсмічних вимірювань внутрішнього обертання Сонця й турбулентних механізмів перенесення великомасштабних полів.

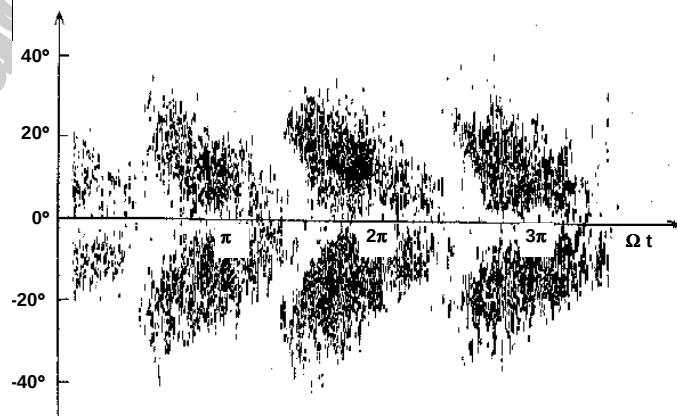


Рис. 1. "Діаграма метеликів" Маундера, відповідно до спостережень з 1874 по 1913 рр., що показує зону локалізації сонячних плям залежно від геліографічної широти й фази сонячного циклу, Ωt

Сонячний динамо-цикл і внутрішнє обертання Сонця. Найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що спостережений цикл сонячних плям має магнітну природу й задається механізмом турбулентного динамо. Диференційне обертання, діючи на полоїдальне поле $\mathbf{B}_p$, збуджує тороїдальну компоненту $\mathbf{B}_t$ (Ω -ефект), тоді як спіральна турбулентність регенерує із цього поля полоїдальну компоненту $\mathbf{B}_p$ (α -ефект). У випадку, коли генерація й дисипація магнітних потоків урівноважені, отримують циклічну модель $\alpha\Omega$ -динамо [1–3]:

$$\partial \mathbf{B}_t / \partial t = r \sin \theta (\mathbf{B}_p \nabla) \Omega \mathbf{i}_\phi + D_T \Delta \mathbf{B}_t, \quad (1)$$

$$\partial \mathbf{A} / \partial t = \alpha \mathbf{B}_t + D_T \Delta \mathbf{A}. \quad (2)$$

Тут r , θ і $\mathbf{i}_\phi$ – відповідно радіус, полярний кут (коширота) і азимутальний одиничний вектор у сферичних координатах, $\nabla \equiv \partial/\partial r$ – радіальний градієнт, $\mathbf{A}$ – тороїдальний векторний потенціал ($\mathbf{B}_p = \text{rot } \mathbf{A}$), α – параметр спіральності турбулентних рухів, D_T – коефіцієнт турбулентної магнітної дифузії. Перше рівняння системи описує Ω -ефект, а друге – α -ефект, який дозволяє здійснити зворотний зв'язок азимутального поля з меридіональним і досить просто замкнути сонячний динамо-цикл. Згідно з Є. Паркером [1], розв'язок системи рівнянь (1)–(2) можна подати у вигляді мігруючих у меридіональному напрямку динамо-хвиль. Напрямок меридіональної міграції магнітних хвиль (до екватора чи до полюсів) залежить від знаку (негативного чи позитивного) добутку $\alpha \partial \Omega / \partial r$.

Згідно з результатами останніх геліосейсмологічних експериментів [7, 8], поле кутової швидкості $\Omega(r, \theta)$ у СКЗ природно розділене на домени швидкого й повільного обертання з протилежними знаками радіального градієнта кутової швидкості (рис. 2). У *низькоширотному домені* (НШД) швидкого обертання кутова швидкість Ω в основному зменшується з глибиною (тобто збільшується зі зростанням радіуса – $\partial \Omega / \partial r > 0$), тоді як у *високоширотних доменах* (ВШД) повільного обертання вона, навпаки, зростає всередину Сонця ($\partial \Omega / \partial r < 0$). Безпосередньо під нижньою основою СКЗ у так званому *тахокліні* відбувається різкий перехід від широтного диференційного обертання до майже жорсткого обертання радіативної зони. Вузька широтна смуга сталої кутової швидкості вздовж радіуса, локалізована приблизно в інтервалі широт від 40 до 50° (так звана смуга коротації), поділяє СКЗ у кожній півкулі на вказані два просторові домени швидкого й повільного обертання з протилежними знаками $\partial \Omega / \partial r$.

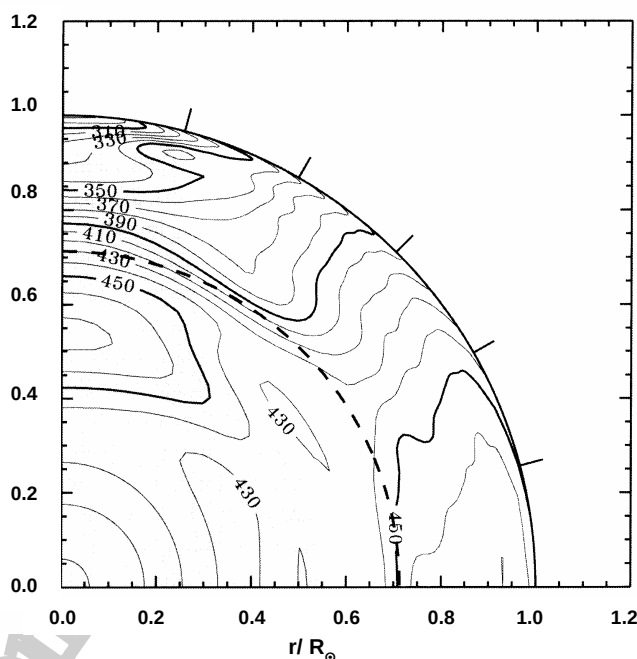


Рис. 2. Картина внутрішнього обертання Сонця, побудована на основі даних геліосейсмічних вимірювань, отриманих за допомогою інструмента Michelson Doppler Imager на борту космічної станції SOHO [7]. Цифрами біля контурів постійної кутової швидкості позначено величину Ω у наногерцах. Величина кутової швидкості на поверхні Сонця на екваторі становить 450 нГц. Пунктирна лінія відповідає нижній основі СКЗ ($r \approx 0,71 R_\odot$, $R_\odot$ – радіус Сонця), глибше якої знаходиться тахоклін

У зв'язку з проблемою магнітної плавучості особливу увагу дослідників привертає ділянка на межі СКЗ і радіативних надр. Завдяки перколяції турбулентна конвекція проникає на деяку відстань у стабільну радіативну зону. У результаті нижче турбулентної активної СКЗ формується перехідний шар своєрідної пасивної конвекції. Інтенсивність пульсацій у цьому шарі при заглибленні в радіативні надра плавно зменшується до нуля. Така структура, усередину якої енергія переноситься конвекцією, а ззовні – виноситься радіацією, у літературі отримала назву *шару проникаючої конвекції* (англ. convective overshoot layer) [9]. Саме стабільно стратифікований шар проникаючої конвекції виглядає особливо привабливим місцем для розміщення там динамо [10], оскільки в цій ділянці стратифікація речовини слабо субадіабатична, що необхідно для протидії магнітній плавучості. Проте цей шар, імовірно, дуже тонкий. Згідно з геліосейсмологічними вимірюваннями [11] і модельними розрахунками реальної фізичної стратифікації сонячних надр [12], товщина overshoot-шару становить усього 0,004–0,005 $R_\odot$ (≈ 3000 – 3500 км). Тому дослідники припускають, що ділянка динамо поширюється глибше й захоплює також радіативний тахоклін товщиною близько 25 тис. км [13]. Саме тут під впливом $\partial \Omega / \partial r$ слабе меридіональне поле $\mathbf{B}_p$ перетворюється на значно потужніше азимутальне поле $\mathbf{B}_t$, яке, спливаючи на поверхню, задає цикли сонячних плям.

Спливання тороїдального поля. Для ефективного Ω -процесу необхідно, щоб *магнітні силові трубки* (МСТ) довго залишалися в ділянці збудження поблизу дна СКЗ. Проте внаслідок спливання важко утримувати сильне поле в глибоких шарах упродовж часу, порівняного з тривалістю циклу. Це призводить до обмеження інтенсивності азимутального поля, збуджуваного Ω -ефектом. Тому виникає потреба пошуку механізмів магнітної антиплавучості (спрямованої вниз магнітної накачки), що здатні компенсувати зумовлені плавучістю втрати полів у зоні генерації. Запропоновано кілька механізмів, спроможних виконувати таку роль [14]. Основні з них – турбулентний діамagnetизм (γ -ефект) і магнітний потік, обумовлений вертикальною неоднорідністю густини плазми ρ у турбулентній конвективній зоні ($\nabla\rho$ -ефект).

За умови, коли виштовхуюча сила плавучості тонкої горизонтальної МСТ у спокійній атмосфері зрівноважується аеродинамічною силою опору, Є. Паркер [1] визначив граничну величину швидкості магнітного спливання V_B . Вона виявилася порівняною з альвенівською швидкістю

$$V_B(B) \equiv c_a = B/(4\pi\rho)^{1/2}. \quad (3)$$

Ясно, що швидкість спливання найбільша поблизу сонячної поверхні, де ще мала густина плазми ρ , і значно менша в щільних глибоких шарах. Саме це служить однією з основних причин, чому дослідники вважають щільні шари поблизу дна СКЗ найбільш сприятливим місцем для динамопроцесу. З іншого боку, магнітне спливання тим ефективніше, чим сильніше поле. Унаслідок швидкої евакуації сильних полів із зони генерації важко забезпечити значне їх підсилення. Навіть на глибині 100 тис. км величина швидкості піднімання для поля 100 Гс становить $\approx 10^2$ см/с. Це приводить до спливання поля на поверхню всього за 3 роки, що значно менше тривалості циклу. Припустивши, що спливання МСТ гальмується турбулентною в'язкістю, У. Унно і Е. Рібе [15] отримали трохи меншу швидкість спливання $V_B \equiv c_a^2/v$ (v – ефективна швидкість турбулентних пульсацій), але цього замало, щоб подолати породжувані плавучістю труднощі.

Обмеження на моделі динамо були значною мірою зняті після розрахунку Л. Кичатиновим і В. Піпіним [16] ефекту магнітної плавучості в межах теорії усередненого магнітного поля. Вони знайшли, що спливання згладженого поля характеризується приблизно на порядок меншими швидкостями V_B^* порівняно з їх паркерівськими значеннями V_B для дискретних МСТ. У наближенні слабких полів ($\beta^2 \ll 1$), характерних для глибоких шарів СКЗ, вираз для швидкості спливання набуває вигляду

$$V_B^*(\beta) \equiv \left(\frac{l}{H_P} \right) \left(\frac{v}{\gamma} \right) \frac{\beta^2}{15} \quad (4)$$

($\beta = c_a/v = B/B_{eq}$ – параметр нормалізованого магнітного поля, що характеризує потужність усередненого поля відносно енергії турбулентних рухів, $B_{eq} = (4\pi\rho)^{1/2} v$ – величина рівнорозподіленої магнітної індукції, H_P – локальна шкала висот за тиском, $\gamma = 5/3$ – показник адіабати). Якщо для конвективних рухів взяти характерне для глибинних шарів значення швидкостей $v \approx 4 \cdot 10^3$ см/с, то для поля величиною ≈ 5000 Гс розрахований час його спливання через СКЗ товщиною $2 \cdot 10^{10}$ см становить близько 6 років [16], що за порядком величини вже наближається до тривалості циклу сонячних плям. Проте механізм формування *королівської зони* плям усе ще залишається неясним. Узявши до уваги процеси спрямованої донизу магнітної накачки, ми накреслили схему вертикального перенесення поля, яка відкриває шлях до пояснення локалізації сонячних плям у приекваторіальній зоні.

Турбулентні механізми перенесення глобального поля. Фізичний сенс турбулентного (макроскопічного) діамagnetизму полягає у витісненні великомасштабного поля вздовж градієнта турбулентної в'язкості ∇V_T (у напрямку її зменшення) [2]. У кінематичному наближенні величина ефективної швидкості перенесення поля становить

$$V_\mu = -\nabla V_T/2, \quad (5)$$

($V_T \equiv (1/3) v l \equiv (1/3) \tau v^2$ – турбулентна в'язкість, τ – характерний час маломасштабних пульсацій). У нелінійному режимі маломасштабні магнітні пульсації $\mathbf{b}$, що збуджуються турбулентністю в присутності глобального поля $\mathbf{B}$, викликають протилежний діамagnetизму парамагнітний ефект [18], зменшуючи тим самим сумарний гамма-ефект. Ввівши функцію магнітного пригнічення $\Psi_D(\beta)$, величину швидкості магнітного перенесення з урахуванням поля $\mathbf{B}$ можна описати виразом [19]

$$V_D(\beta) = 6 V_\mu \Psi_D(\beta). \quad (6)$$

Функція пригнічення нормалізована на $1/6$ при $\beta = 0$ і в наближенні слабого поля становить $\Psi_D(\beta < 1) \equiv (1/6 - \beta^2/5)$.

Що ж дають фізичні умови у СКЗ? Надзвичайно важливо, що розрахований у наближенні теорії довжини змішування за даними моделі СКЗ [20] параметр $v_T(r)$ є гладкою опуклою функцією, максимум якої ($\approx 2 \cdot 10^{13}$ см²/с) локалізований у нижній частині СКЗ на глибині $z \approx 130$ тис. км [21, 22]. Радіальна неоднорідність v_T викликає суттєве вертикальне перенесення горизонтального магнітного поля. У нижній частині СКЗ турбулентний діамagnetизм діє проти магнітної плавучості – витісняє горизонтальні поля донизу, а у верхній, навпаки, сприяє плавучості, переносячи поля догори. У кінематичному наближенні швидкість діамagnetизму заганяння поля в глибинних шарах становить $V_\mu \approx 4 \cdot 10^3$ см/с [21]. Збуджуване Ω -ефектом поблизу дна СКЗ потужне тороїдальне поле $B_T \approx 3000$ – 4000 Гс (див. нижче) значною мірою пригнічує діамagnetизм, тому розрахована в нелінійному режимі величина швидкості опускання поля суттєво зменшується – $V_D \approx 3 \cdot 10^2$ см/с [22]. У верхній половині СКЗ, де умови для генерації сильних полів несприятливі, діамagnetизм винесення поля до поверхні пригнічується трохи менше ($V_D \approx 4 \cdot 10^2$ см/с на глибинах 20–30 тис. км).

У неоднорідній за густиною ρ турбулізованій плазмі виникає ще один перерозподіл глобального магнетизму, який еквівалентний просторовому перенесенню поля $\mathbf{B}$ уздовж градієнта густини ($\nabla\rho$ -ефект) [18, 23]. Амплітуда магнітних флуктуацій $\mathbf{b}$, породжуваних турбулентними пульсаціями $\mathbf{v}$, у неоднорідній плазмі збільшується в напрямку зростання густини ($b^2 \approx 4\pi\rho v^2$). Разом з нею збільшується в цьому напрямку й амплітуда флуктуаційних струмів $\mathbf{j} = (c/4\pi) \text{rot } \mathbf{b}$, які в присутності поля $\mathbf{B}$ викликають зміну розподілу глобального магнетизму в просторі. У нелінійному режимі результуючий перерозподіл поля еквівалентний його перенесенню в напрямку зростання ρ з ефективною швидкістю [24]

$$V_\rho \equiv (1/6) \tau b^2 / 4\pi\rho^2 \cdot \nabla\rho \equiv (1/6) \cdot \tau v^2 \nabla\rho/\rho. \quad (7)$$

Оскільки на вертикальному протягу СКЗ густина плазми ρ змінюється на 5–6 порядків величини, то виникає спрямоване донизу суттєве перенесення горизонтального поля. Згідно з модельними розрахунками [25], значення швидкості магнітної накачки знаходиться в діапазоні від $\approx 10^4$ см/с біля сонячної поверхні до $\approx 2 \cdot 10^3$ см/с поблизу дна зони.

Вплив обертання на $\nabla\rho$ -ефект. Л. Кичатинов [26] показав, що обертання наділяє магнітну накачку на Сонці новими властивостями. Як відомо, вплив обертання приводить до анізотропії турбулентної конвекції – відносного збільшення масштабів конвективних рухів уздовж осі обертання (валикова конвекція). Степінь збурення конвекції обертанням визначається числом Коріоліса $\omega = 2\tau\Omega$ ($\omega = \text{Ro}^{-1}$ – обернене число Россбі), величина якого залежить від глибини z у СКЗ. При врахуванні обертання з'являються додаткові складові магнітної накачки $V_{\rho}^{\circ}(\omega)$ і $V_{\rho}^{*}(\omega)$, спрямовані за нормаллю до осі обертання. Кожну з них можна розкласти на радіальну й меридіональну компоненти в напрямках одиничних векторів $\mathbf{i}_r$ і $\mathbf{i}_{\theta}$. Взаємна орієнтація осі обертання (уздовж якої витягнуті конвективні комірки) і радіального градієнта густини плазми $\nabla\rho$ задається полярним кутом θ . Тому трансформація $\nabla\rho$ -ефекту, очевидно, має залежати від глибини й широти (кута θ). Найсильніша зміна відбувається при помітному обертанні ($\omega \approx 1 - 10$), позаяк дуже швидке обертання пригнічує саму конвекцію, а з нею й ефект перенесення поля. Що ж до широтної залежності, то найбільш важлива модифікація, як буде продемонстровано далі модельними розрахунками, відбувається в приєкваторіальній смузі, де напрямок $\nabla\rho$ по мірі наближення до екватора поступово стає перпендикулярним до осі обертання.

Отже, в умовах обертання Сонця $\nabla\rho$ -ефект здійснює *селекцію полів*, у результаті якої азимутальна й меридіональна компоненти полів переносяться в радіальному й меридіональному напрямках незалежно, з різними (за величиною й знаком) швидкостями [26]. Нас цікавитиме радіальний магнітний потік азимутального поля B_T , за участю якого формуються магнітні структури на поверхні. Величина швидкості цього потоку визначається виразом [27, 28]

$$V_{\rho r}^T \approx \tau v^2 (\nabla\rho/\rho) \{ \varphi_2[\omega(z)] - \sin^2\theta \varphi_1[\omega(z)] \} = 6 \{ \varphi_2[\omega(z)] - \sin^2\theta \varphi_1[\omega(z)] \} V_{\rho}. \quad (8)$$

Функції числа Коріоліса $\varphi_1[\omega(z)]$ і $\varphi_2[\omega(z)]$ описують вплив обертання на турбулентну конвекцію. Видно, що залежно від знаку множника $(\varphi_2[\omega(z)] - \sin^2\theta \varphi_1[\omega(z)])$ магнітна накачка може бути спрямована як донизу (коли він позитивний), так і догори (у протилежному випадку).

Дійсно, модельні розрахунки показали [27, 28], що поле швидкості $V_{\rho r}^T$ характеризується складним розподілом за широтою й глибиною (рис. 3). Відносно проста картина спостерігається у ВШД, де на всьому вертикальному протягу СКЗ виконується умова $\varphi_2[\omega(z)] > \sin^2\theta \varphi_1[\omega(z)]$. Тому тут, як і за відсутності обертання, магнітний потік спрямований донизу, а вплив обертання полягає тільки у зменшенні швидкості потоку відносно величини V_{ρ} . Поблизу дна конвективної зони його інтенсивність порівняна з ефективністю розглянутого вище діамagnetизму: $V_{\rho r}^T \approx 10^2$ см/с. У верхній частині СКЗ швидкість магнітної накачки зростає приблизно на порядок величини, досягаючи на глибинах 30–50 тис. км значення $\approx 6 \cdot 10^2 - 10^3$ см/с.

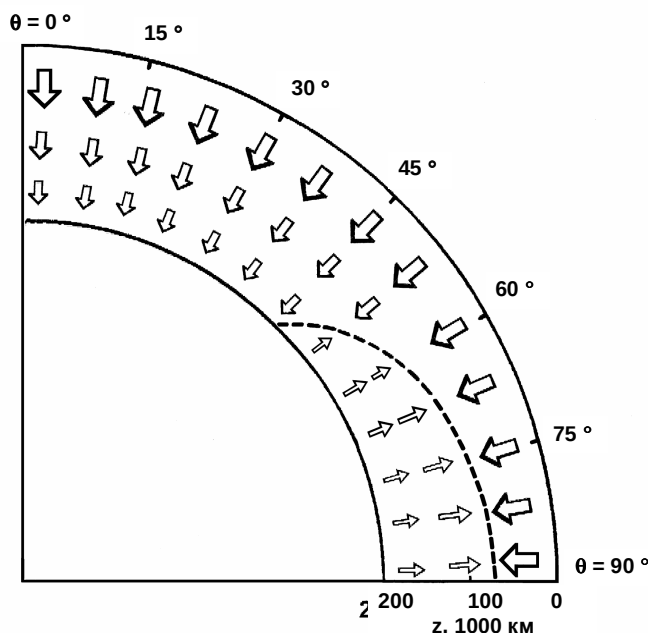


Рис. 3. Схема розподілу в конвективній зоні радіальної складової швидкості перенесення тороїдального магнітного поля $V_{\rho r}^T(z, \theta)$. Штрихова крива відповідає ізолінії нульової швидкості $V_{\rho r}^T(z, \theta) = 0$, де відбувається зміна напрямку магнітної накачки

У приєкваторіальному домені картина перенесення поля складніша. Найважливіша модифікація $\nabla\rho$ -ефекту, яка відіграє ключову роль у схемі перебудови азимутального поля, відбувається в нижній половині СКЗ. Тут за помірної анізотропії конвекції ($\omega \approx 5 - 20$) задовольняється умова $\varphi_2[\omega(z)] < \sin^2\theta \varphi_1[\omega(z)]$, у результаті чого магнітна накачка спрямована догори, що сприяє магнітній плавучості. Величина швидкості накачки $V_{\rho r}^T$ у глибоких шарах ($z \approx 175$ тис. км, $\theta = 70^\circ$) дорівнює $\approx 7 \cdot 10^1$ см/с і збільшується до $\approx 10^2$ см/с поблизу середини вертикальної протяжності СКЗ ($z \approx 100$ тис. км). При подальшому зміщенні в поверхневі шари інтенсивність накачки спадає. Ще ближче до поверхні анізотропія конвекції суттєво зменшується ($\omega \approx 0,01 - 0,5$), що приводить до позитивного знаку множника $(\varphi_2[\omega(z)] -$

$\sin^2 \theta \varphi_1(\omega(z))$). Напрямок накачки змінюється на протилежний – донизу (проти магнітної плавучості). З умови нульової швидкості $V_{\rho r}^T(z, \theta) = 0$ можна визначити полярний кут $\theta^*(z) = \arcsin [\varphi_2(z)/\varphi_1(z)]^{1/2}$, при якому відбувається реверсація напрямку перенесення. У тих місцях, де $\theta(z) > \theta^*(z)$, азимутальне поле переноситься до поверхні, у решті ділянок – вглиб. Розрахунки показують, що найменше значення кута реверсації θ^* досягається біля дна СКЗ, де він становить $\approx 45^\circ$. Відзначимо, що найбільше значення відповідної геліошироти $\theta'' = 90^\circ - \theta^* \approx 45^\circ$ приблизно збігається зі смугою коротації й верхньою широтною границею *королівської зони*. При зміщенні до поверхні ізолінія нульової швидкості переходить у ділянку нижчих широт, досягаючи екватора на глибині близько 70 тис. км. Близько поверхні швидкість спрямованого донизу потоку, як і в полярних ділянках, становить $\approx 6 \cdot 10^2 - 10^3$ см/с. Тому можна сподіватися, що верхня половина СКЗ відіграватиме певну роль у компенсації магнітної плавучості.

Перебудова азимутального (тороїдального) поля у СКЗ. Оскільки радіальний магнітний потік суттєво залежить від широти, то розглянемо реконструкцію глобального магнетизму окремо для ВШД і НШД. При аналізі напрямки перенесення поля догори й донизу для наочності позначимо вертикальними стрілками, відповідно $\uparrow$ і $\downarrow$.

1. Біляполюсні домени. На високих широтах γ і $\nabla\rho$ -ефекти в глибоких шарах діють проти магнітної плавучості. Проаналізуємо спочатку внесок турбулентного діамagnetизму в перебудову. З якісної умови рівноваги процесів спливання й діамagnetизму опускання

$$\uparrow V_B^*(\beta) + \downarrow V_D(\beta) = 0 \quad (9)$$

можна визначити величину рівноважного поля B_0 , спливання якого компенсується діамagnetизмом. Використавши вирази для швидкостей спливання (4) і діамagnetизного перенесення (6), знаходимо спочатку параметр нормалізованого рівноважного поля $\beta_0 \equiv \{5V_\mu / [(I_V / 3\gamma H_P) + 6V_\mu]\}^{1/2}$, а потім відповідну до нього амплітуду поля $B_0 \equiv \beta_0 B_{eq}$. Фізичні характеристики поблизу дна СКЗ [20] приводять до таких оцінок: $V_\mu \approx 4 \cdot 10^3$ см/с; $\beta_0 \approx 0,5-0,8$; $\Psi_D(\beta_0) \equiv (1/6 - \beta_0^2/5) \approx 0,04-0,1$; $V_D(\beta_0) = 6V_\mu \Psi_D(\beta_0) \approx 3 \cdot 10^2$ см/с; $B_{eq} \approx 3500-6000$ Гс; $B_0 \equiv \beta_0 B_{eq} \approx 3000-4000$ Гс [22]. Таким чином, спрямований донизу магнітний потік $\downarrow V_D(\beta)$ здатний утримувати в зоні генерації досить потужні магнітні поля B_0 .

А що дає $\nabla\rho$ -ефект? Згідно з проведеними вище оцінками величина швидкості спрямованої донизу магнітної накачки $\downarrow V_{\rho r}^T$ поблизу дна СКЗ становить близько 10^2 см/с [27, 28], що можна порівняти з ефективністю витіснення поля донизу турбулентним діамagnetизмом. Тому умова рівноваги двох протилежно спрямованих ефектів

$$\uparrow V_B^*(\beta) + \downarrow V_{\rho r}^T = 0 \quad (10)$$

дає приблизно таку ж саму, як і при врахуванні діамagnetизму, оцінку поля $B_0 \approx 3000 - 3500$ Гс, заблокованого в глибоких шарах. Таким чином, урахування двох механізмів *антиплавучості* у схемі вертикальних магнітних потоків $\uparrow V_B^*$, $\downarrow V_D$, $\downarrow V_{\rho r}^T$ забезпечує збудження Ω -ефектом поблизу тахокліна досить потужних полів.

У верхній половині СКЗ діамagnetизне перенесення (γ -ефект) набуває протилежного спрямування (на глибині $z \approx 50$ тис. км $\uparrow V_D \approx 4 \cdot 10^2$ см/с), але суттєво зростає швидкість спрямованої донизу накачки, зумовленої $\nabla\rho$ -ефектом ($\downarrow V_{\rho r}^T \approx 6 \cdot 10^2 - 10^3$ см/с). Інтенсивність останньої достатня, щоб у комбінації магнітних потоків ($\uparrow V_B^*$, $\uparrow V_D$, $\downarrow V_{\rho r}^T$) скомпенсувати як спрямоване догори діамagnetизне перенесення $\uparrow V_D$, так і плавучість ($\uparrow V_B^* \approx 2 \cdot 10^2$ см/с). Оскільки збуджуване поблизу тахокліна поле ($B \approx 3000-4000$ Гс) уже заблоковане ефектами антиплавучості, то мабуть, саме тому воно не може виявити себе на поверхні у високоширотних зонах у вигляді структур типу сонячних плям.

2. Приекваторіальний домен. Інша ситуація створюється на середніх і низьких широтах. У глибоких шарах тільки діамagnetизм протистоїть магнітній плавучості та $\nabla\rho$ -ефекту (схема потоків набуває вигляду $\uparrow V_B^*$, $\downarrow V_D$, $\uparrow V_{\rho r}^T$). За таких умов йому важко затримати евакуацію поля із зони генерації в напрямку поверхні: γ -ефект ($\downarrow V_D$) нейтралізує магнітну плавучість ($\uparrow V_B^*$), але $\nabla\rho$ -ефект ($\uparrow V_{\rho r}^T \approx 7 \cdot 10^1$ см/с) виносить поля із глибин. Час виносу поля з глибини $z \approx 175$ тис. км до точки реверсації $\nabla\rho$ -ефекту ($z \approx 75$ тис. км, $\theta = 70^\circ$) становить $T = \Delta z / V_{\rho r}^T \approx 100$ тис. км / $7 \cdot 10^1$ см/с близько 4,5 років.

У верхній частині СКЗ γ і $\nabla\rho$ -ефекти міняються ролями ($\uparrow V_B^*$, $\uparrow V_D$, $\downarrow V_{\rho r}^T$). Тепер уже тільки $\nabla\rho$ -ефекту ($\downarrow V_{\rho r}^T$) доводиться боротися з плавучістю ($\uparrow V_B^*$) і діамagnetизмом ($\uparrow V_D$). Слід пам'ятати, що при наближенні до поверхні внаслідок падіння густини плазми зростає ефективність магнітного спливання. Фізичні умови в цій ділянці дозволяють $\nabla\rho$ -ефекту скомпенсувати спливання тільки помірних за інтенсивністю полів. Якщо взяти до уваги отримані вище оцінки швидкості спрямованого донизу потоку $\downarrow V_{\rho r}^T \approx 6 \cdot 10^2$ см/с і швидкості діамagnetизного винесення поля до поверхні $\uparrow V_D \approx 4 \cdot 10^2$ см/с ($z \approx 20 - 30$ тис. км), то з умови балансу трьох ефектів

$$\uparrow V_B^*(\beta) + \uparrow V_D(\beta) + \downarrow V_{\rho r}^T = 0 \quad (11)$$

можна знайти, що на цих глибинах верхня межа інтенсивності полів B_0 , спливання яких ще можна скомпенсувати накачкою, становить ≈ 1000 Гс. Сильніші поля будуть спливати на поверхню. Поле $B \approx 3000$ Гс, для якого $V_B^* \approx 10^2$ см/с, із глибини $z \approx 75$ тис. км до поверхні спливає за час $T = \Delta z / V_B^*$ близько трьох років. Отже, верхня частина СКЗ відіграє роль своєрідного фільтра, який блокує винесення відносно слабких магнітних полів, але не в змозі затримати спливання сильних ($B > B_0$), які на фотосферному рівні породжують біполярні групи плям. З урахуванням часу виносу полів $\nabla\rho$ -ефектом із глибоких шарів до середини СКЗ ($\approx 4,5$ років) загальний час евакуації полів із зони генерації до поверхні становить близько 7,5 років, що за порядком величини узгоджується із середнім періодом сонячного циклу. У моделі сонячного динамо-циклу відносно згинання магнітних силових ліній меридіонального поля під впливом $\partial\Omega / \partial r$ на початку циклу найсильніше на середніх широтах. Згодом ефект накручування силових ліній, у результаті якого меридіональне поле трансформується

в азимутальне, виявляється на все нижчих широтах. Тому й сонячні плями, що формуються внаслідок спливання тороїдальних МСТ, з'являються спочатку на середніх широтах і, з наростанням фази циклу, наближаються до екватора. Згідно з модельними розрахунками [29] параметр спіральної турбулентності в глибинних шарах має негативний знак ($\alpha < 0$), тому динамо-хвиля спливаючого тороїдального поля, що збуджується поблизу дна СКЗ, мігрує до екватора (оскільки добуток $\alpha \partial \Omega / \partial r < 0$). Нагадаємо, що максимальна широта θ'' , на якій модифікований обертанням ∇r -ефект допомагає магнітній плавучості виносити поля догори, поблизу дна СКЗ становить $\approx 45^\circ$.

Дискусія й висновки. Механізми магнітної антиплавучості, компенсуючи втрати полів у зоні генерації, забезпечують збудження Ω -ефектом поблизу тахокліна потужного азимутального поля $B_T \approx 3000\text{--}4000$ Гс. Це поле впродовж сонячного циклу зазнає у всьому об'ємі СКЗ доволі складного впливу кількох механізмів його перебудови: магнітної плавучості, турбулентного діамagnetизму і ∇r -ефекту. В умовах обертання внесок модифікованого ∇r -ефекту в перебудову поля залежить від широти.

На високих широтах поле B_T заблоковане тандемом механізмів антиплавучості (турбулентним діамagnetизмом і ∇r -ефектом) у глибинах СКЗ ($\uparrow \mathbf{V}_B, \downarrow \mathbf{V}_D, \downarrow \mathbf{V}_r^T$), тому воно не може виявити себе на поверхні у вигляді структур типу сонячних плям. Якби надзвичайно потужним полям все-таки вдалося б прорватися в деяких місцях на поверхню, то вони мали б зміщуватися до полюсів ($\alpha \partial \Omega / \partial r > 0$).

Зовсім інша картина вимальовується в приекваторіальному домені. У нижній половині СКЗ плавучість і ∇r -ефект, завдяки їх спільній дії, нейтралізують і навіть переважають спрямоване донизу діамagnetизмне витіснення поля ($\uparrow \mathbf{V}_B, \downarrow \mathbf{V}_D, \uparrow \mathbf{V}_r^T$). У результаті азимутальне поле мігрує догори, досягаючи дільниці, де ∇r -ефект змінює свій знак на

протилежний і починає діяти як проти плавучості, так і проти діамagnetизму ($\uparrow \mathbf{V}_B, \uparrow \mathbf{V}_D, \downarrow \mathbf{V}_r^T$). Оскільки при наближенні до поверхні зростає ефективність магнітної плавучості, то ∇r -ефект здатний тільки частково скомпенсувати перенесення догори помірних за величиною полів. Однак ніщо не може завадити підйому сильних полів ($B_T \geq 1000$ Гс), які, прориваючись до поверхні, з'являються в деяких місцях на фотосферному рівні у вигляді біполярних магнітних структур. Максимальна широта поблизу тахокліна (паралель $\approx 45^\circ$), де ∇r -ефект допомагає плавучості, приблизно збігається з верхньою широтною границею *королівської зони* та смугою коротації. Безперечно, ця обставина заслуговує окремого вивчення в майбутньому.

Таким чином, у результаті проведеного аналізу турбулентної перебудови азимутального (тороїдального) поля встановлено, що врахування механізмів магнітної антиплавучості дозволяє зняти обмеження на величину поля, збуджуваного Ω -ефектом поблизу тахокліна. Проте на високих широтах це поле не може виявити себе на поверхні, оскільки воно заблоковане у глибоких шарах ефектами антиплавучості. Водночас на низьких широтах модифікований під впливом обертання ∇r -ефект сприяє прориву потужних полів до поверхні, де вони з'являються на фотосферному рівні у вигляді груп плям. Накреслена схема еволюції азимутального поля надалі може стати основою детальної моделі спостереженої впродовж сонячного циклу картини виникнення плям у *королівській зоні*.

1. Паркер Е. Космические магнитные поля: в 2-х ч. – М., 1982.
2. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. – М., 1980.
3. Краузе Ф., Рэдлер К.Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. – М., 1984.
4. Elsasser W.M. Induction effects in terrestrial magnetism // Phys. Rev. – 1946. – Vol. 69. – P. 106–116.
5. Parker E.N. The formation of sunspots from the solar toroidal field // Astrophys. J. – 1955. – Vol. 121. – P. 491–507.
6. Leighton R.B. A magnetokinetic model of the solar cycle // Astrophys. J. – 1969. – Vol. 156. – P. 1–26.
7. Schou J., Antia H.M., Basu S. et al. Helioseismic studies of differential rotation in the solar envelope by the Solar Oscillations Investigation using the Michelson Doppler Imager // Astrophys. J. – 1998. – Vol. 505. – P. 390–417.
8. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al. Dynamic variations at the base of the solar convection zone // Science. – 2000. – Vol. 287. – P. 2456–2460.
9. Roxburgh I.W. Convection and solar structure // Astron. Astrophys. – 1978. – Vol. 65. – P. 281–285.
10. Charbonneau P., MacGregor K.B. Solar interface dynamo. II. Linear, cinematic models in spherical geometry // Astrophys. J. – 1997. – Vol. 486. – P. 502–520.
11. Basu S. Seismology of the base of the solar convection zone // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 1997. – Vol. 288. – P. 572–584.
12. Marik D., Petrovay K. A new model for the lower overshoot layer in the Sun // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 396. – P. 1011–1014.
13. Charbonneau P., Christensen-Dalsgaard J., Henning R. et al. Helioseismic constraints on the structure of solar tachocline // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 527. – P. 445–460.
14. Parker E.N. Magnetic buoyancy and the escape of magnetic fields from stars // Astrophys. J. – 1984. – Vol. 281. – P. 839–845.
15. Unno W., Ribes E. On magnetic buoyancy in the convective zone // Astrophys. J. – 1976. – Vol. 208. – P. 222–232.
16. Кичатинов Л.Л., Пилин В.В. Плавучесть среднего магнитного поля в турбулентной среде // Письма в Астрон. журн. – 1993. – Т. 19, № 6. – С. 557–563.
17. Kitchatinov L.L. Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle // Astron. Astrophys. – 1991. – Vol. 243, № 2. – P. 483–491.
18. Вайнштейн С.И. Магнитные поля в космосе. – М., 1983.
19. Kitchatinov L.L., Rüdiger G. Magnetic field advection in inhomogeneous turbulence // Astron. Astrophys. – 1992. – Vol. 260. – P. 494–498.
20. Stix M. The Sun. – Berlin, 1989. – P. 200.
21. Криводубский В.Н. О переносе магнитных полей в турбулентной оболочке Солнца // Астрон. журн. – 1984. – Т. 61, № 2. – С. 354–365.
22. Криводубский В.Н., Рüdiger G., Kitchatinov L.L. Nonlinear diamagnetic transfer and magnetic buoyancy of largescale magnetic field in the convective zone of the Sun // Бюл. Київ. ун-ту: Астрономія. – 1994. – № 33. – С. 55–58.
23. Drobyshevskij E.M. Magnetic field transfer by twodimensional convection and solar 'semidynamo' // Astrophys. Space Sci. – 1977. – Vol. 46. – P. 41–49.
24. Кичатинов Л.Л. О магнитной гидродинамике средних полей в неоднородной турбулентной среде // Магнит. гидродинамика. – 1982. – № 3. – С. 67–73.
25. Криводубский В.Н. Перенос крупномасштабного магнитного поля Солнца, обусловленный неоднородностью плотности вещества конвективной зоны // Письма в Астрон. журн. – 1987. – Т. 13, № 9. – С. 803–810.
26. Kitchatinov L.L. Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle // Astron. Astrophys. – 1991. – Vol. 243, № 2. – P. 483–491.
27. Криводубский В.Н. Турбулентный перенос крупномасштабного магнитного поля во вращающейся конвективной зоне Солнца // Астрон. журн. – 1992. – Т. 69. – № 4. – С. 842–849.
28. Кичатинов Л.Л., Криводубский В.Н. Влияние обертання Сонця на турбулентне перенесення великомасштабного магнітного поля у конвективній зоні // Кінематика і фізика небес. тел. – 1991. – Т. 7. – № 6. – С. 30–39.
29. Криводубский В.Н. О структуре глобального магнитного поля Солнца, возбуждаемого механизмом турбулентного динамо // Астрон. журн. – 2001. – Т. 78. – № 9. – С. 649–658.

УДК 523.985

В.Г. Лозицький, В.В. Лозицький

СПЕКТРАЛЬНО-ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ВИМІРЮВАННЯ МАГНІТНИХ ПОЛІВ У СОНЯЧНИХ СПАЛАХАХ МЕТОДОМ ВІДНОШЕННЯ ЛІНІЙ

Досліджено три сонячні спалахи: 25 липня 1981 р., 29 березня 2001 р. та 29 липня 2002 р. балів 2n, X1.7/1b та M4.7/2n відповідно. Ешелісні зєсман-спектрограми спалахів отримано на горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. У всіх трьох спалахах знайдено місця, де виміряне магнітне поле B_{obs} достовірно відрізнялось за лініями FeI 630.15 та 630.25. Виявлено випадки, коли у спалахах спостерігалось співвідношення $B_{\text{obs}}(630.25) > B_{\text{obs}}(630.15)$, що є протилежним до звичайного $B_{\text{obs}}(630.25) < B_{\text{obs}}(630.15)$, зареєстрованого за межами плям та спалахів при помірних вимірних полях ($B_{\text{obs}} < 100$ мТл). Дослідження профілів Стокса V лінії FeI 617.33 нм показало, що вказане вище нетипове співвідношення вимірних полів імовірно обумовлене дуже сильними субтелескопічними магнітними полями протилежної полярності.

Three solar flares of 25 July 1981, 29 March 2001 and 29 July 2002 of importance 2n, X1.7/1b and M4.7/2n were studied. Echelle Zeeman-spectrograms of flares were obtained with horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of Kyiv Shevchenko National University. For three named flares such places were discovered where the observed magnetic field B_{obs} was for certain different by FeI 630.15 and 630.25 lines. The interesting cases were discovered when the inequality $B_{\text{obs}}(630.25) > B_{\text{obs}}(630.15)$ has been existed, which is opposite to ordinary one $B_{\text{obs}}(630.25) < B_{\text{obs}}(630.15)$, measured for non-spot and non-flare regions in places of subkilogauss fields ($B_{\text{obs}} < 100$ mT). Detailed study of FeI 617.33 nm line shows that named nontypical inequality causes likely by very strong subtelescopic magnetic fields of opposite polarity.

Вступ. Перші важливі результати стосовно магнітних полів в області сонячних спалахів були отримані у Кримській астрофізичній обсерваторії (КрАО) під керівництвом акад. А.Б. Сєверного [17]. У цих роботах, а також у дослідженнях інших авторів, було встановлено ряд важливих особливостей таких полів, зокрема, розташування спалахових вузлів переважно біля нейтральної лінії поздовжнього магнітного поля та в місцях різкого повороту вектора трансверсального поля, спрощення структури магнітного поля після спалаху, зменшення його горизонтальних градієнтів тощо. Усі ці особливості, однак, більше стосувались навколишніх ділянок поблизу спалахів і спостерігались лише в найпотужніших спалахах. У самому ж спалаху надійно виміряти поле звичайними методами досить складно внаслідок суттєвих немагнітних змін спектральних ліній [3]. Тому з методичних причин тривалий час залишались нез'ясованими як дійсний характер короточасних змін магнітного поля у спалахах, так і його величина та структура в субтелескопічних масштабах.

Нові дані про структуру та еволюцію магнітних полів у спалахах були отримані спектрально-поляризаційним методом. Зокрема, у роботах [21, 22] на основі детального аналізу профілів Стокса $I \pm V$ магніточутливих ліній FeI 524.71 та 525.02 у спалаху 16 червня 1989 р. балу 2b показано, що структура магнітного поля у ньому була, у першому наближенні, двокомпонентною й містила маломасштабні силові трубки та фонове знакозмінне поле. Модуль індукції магнітного поля в силових трубках B_T змінювався немонотонно, досягаючи максимуму (155 мТл) у максимумі спалаху, тоді як величина фонового поля B_b залишалась незмінною (± 90 мТл) принаймні впродовж 30 хв спалаху. Фактор заповнення α силових трубок монотонно зменшувався з розвитком спалаху, що може вказувати на поступове вигорання маломасштабної компоненти в процесі спалаху. Зменшення магнітної енергії в цьому спалаху становить 6×10^{21} Дж, що добре узгоджується з оцінками енергій оптичних сонячних спалахів за даними інших авторів.

Вивчення еволюційних змін у чотирьох інших спалахах (як із флеш-фазою, так і без неї) показало [13], що в цілому протягом спалахів відбуваються зміни магнітного поля двох типів: а) поступове зменшення величини магнітного поля від початку спалаху до його кінця, пов'язане, очевидно, з очікуваною теоретично дисипацією магнітної енергії в процесі спалаху; б) різке зростання його величини (до 155–180 мТл) протягом кількох хвилин максимальної фази спалаху. Процес типу б) спостерігається як в області фотосфери за межами плям, так і у плямах, і поки що не має задовільного пояснення в теорії спалахів.

Вимірюваннями поздовжнього магнітного поля $B_{\parallel}$ у багатьох лініях металів, що знаходяться в крилах сильних ліній бальмерівської серії (передусім H_{β} , а також H_{γ} та H_{δ}) і тому мають суттєво рознесені за висотою області формування, показано, що величина $B_{\parallel}$ у спалаху 25 липня 1981 р. балу 2n змінювалась із глибиною немонотонно, з кількома максимумами та мінімумами [12]. При цьому висотний градієнт $\partial B_{\parallel} / \partial z$ принаймні 2–3 рази змінював свій знак, досягаючи значень 0.5 мТл/км (за абсолютною величиною). Амплітуда відповідного хвилеподібного збурення $B_{\parallel}$ у максимумі спалаху була приблизно у 2 рази більша, ніж у його кінці. Це, найімовірніше, свідчить про значні деформації магнітного поля типу зсуву ("ширу") під час спалаху, що поступово ослаблювались у процесі спалахового енерговиділення. Окрім ширових деформацій, у цьому ж спалаху зареєстровані ознаки щільного (субтелескопічного) контакту маломасштабних полів протилежної полярності [23].

Свідчення спостерігачів щодо існування таких полів були отримані раніше й у неспалахових областях. Уперше на можливе існування різнополярних полів у маломасштабних утвореннях поза плямами вказали автори роботи [19]. На основі вимірювань додаткового розширення профілів лінії FeI 525.02 нм вони зробили висновок, що в дрібних фотосферних магнітних утвореннях (типу *магнітних вузлів*) існує щільний контакт полів протилежного знаку величиною зазвичай ± 50 мТл. Пізніше цей висновок було підтверджено в роботі [8]. Було показано, що в активних областях за межами плям існують дві субтелескопічні компоненти магнітного поля, а саме квазіоднорідна поздовжня (вертикальна до поверхні) з індукцією приблизно до 1 Тл, а також мультиполярна з $B \leq 0.1$ Тл. Сумарні магнітні потоки цих компонент є близькими між собою.

Субтелескопічна мультиполярність магнітного поля була виявлена й у спалахах [4, 8, 10, 23]. З найбільшою очевидністю це було показано в [16] на основі порівняння тонких деталей у крилах стоксових профілів I та V і градієнта інтенсивності $\partial I / \partial \lambda$. У цій же роботі вперше вказано на простий спостережний критерій наявності сильних магнітних полів протилежної полярності: на такі поля може вказувати нетипове співвідношення вимірних напруженостей за лініями FeI 630.15 та 630.25 нм, яке детальніше буде викладено й обговорено нижче в оригінальній частині роботи. Ця особливість, виявлена в роботі [16] лише для одного сонячного спалаху, у даній роботі вивчається на матеріалі трьох спалахів.

Матеріал спостережень. У роботі аналізуються зєсман-спектрограми трьох сонячних спалахів (табл. 1). Спектрограми всіх спалахів отримані на ешеліному спектрографі горизонтального сонячного телескопа Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (ГСТ АО КНУ) [2]. Інструментальний профіль ешеліного спектрографа є близьким до теоретичного й має повну ширину 3 нм у зеленій області спектра та 5 нм – у червоній. Слід зауважити, що діюча в системі ГСТ АО КНУ ешеліна ґратка з 50 штр/мм і кутом дифракції 30° має відносно невисокий рівень інструментальної поляризації, високу концентрацію світла в робочих порядках і цілком достатню спектральну роздільну здатність ($\lambda / \Delta\lambda \approx 200000$). Це дозволяє використовувати відносно короткі експозиції й розділяти досить вузькі спектральні особливості.

У всіх випадках при фотографуванні спектрів перед вхідною щілиною встановлювалась пластинка $\lambda/4$, а за вхідною щілиною – призма-розщеплювач з ісландського шпату, що давало змогу реєструвати $I \pm V$ профілі Стокса. Спектри були отримані на фотопластинках ORWO WP3 при експозиціях від 5 до 30 с і профотометровані на мікрофотометрі МФ4.

Таблиця 1. Деякі характеристики досліджених спалахів

№ п/п	Дата	Координати або акт. область	Бал	Момент максимуму (UT)	Кількість отрим. зєсманспектрограм
1	25.07.1981	11°S, 36°E	2n	12:48	3
2	29.03.2001	17°N, 09°W	X1.7/1b	10:06	6
3	29.07.2002	HR 7290	M4.7/2n	10:44	9

Виміряне магнітне поле. Для кожного спалаху були вивчені місця найбільш яскравої емісії в H α , де виміряне магнітне поле B_{obs} було в межах 30–75 мТл. При типових абсолютних похибках вимірювань фотографічним методом $\pm(5-7)$ мТл для вказаних вище магніточутливих ліній (що мають досить високі фактори Ланде) це давало відносні похибки на рівні $\approx 10\%$, цілком достатні для статистичного порівняння магнітних полів за різними спектральними лініями.

Пара ліній 816-го мультиплету FeI з довжинами хвиль 630.15 та 630.25 нм особливо зручна для діагностики маломасштабних магнітних полів одразу в кількох відношеннях [10]. Ці лінії мають майже однакову глибину залягання в атмосфері Сонця та температурну чутливість, але суттєво відрізняються факторами Ланде (1.67 та 2.49, відповідно). Теоретично при однорідному магнітному полі має виконуватись рівність $B_{obs}(630.25) \approx B_{obs}(630.15)$. Аналогічний результат порівняння вимірювань можна очікувати й при неоднорідному (у картинній площині) магнітному полі, величина якого не перевищує 100 мТл [11]. Якщо ж виявляється будь-яка достовірна відмінність у полях за цією парою ліній, то це може бути ознакою присутності сильних (> 100 мТл) субтелескопічних магнітних полів.

Зазначені вище лінії зручні для магнітних вимірювань ще й тим, що знаходяться по сусідству з вузькими телуричними лініями O $_2$, які можна використовувати як спектральні репери. Утім, близьке розташування цих ліній є певною завадою в тому випадку, коли слід аналізувати спектральні прояви, що відповідають особливо сильним полям (> 400 мТл).

При спектрофотометричному вивченні матеріалу спостережень було виявлено низку випадків, коли магнітне поле за лініями FeI 630.15 та 630.25 нм було реально відмінним (рис. 1). Отримана в роботі попередня статистика відношення $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25)$ для досліджених спалахів подана на рис. 2. Видно, що розподіл відношення $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25)$ для спалахів у цілому зсунутий в область менших значень (< 1.1), ніж аналогічний розподіл для неспалахових областей.

Слід зауважити, що знайдене нами співвідношення $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25) < 1$ є ніби "подвійним порушенням" таких двох закономірностей. Передусім, ще 30 р. тому спершу магнітографічно [20], а потім і спектральним методом [5, 6] було виявлено залежність величин відносних напруженостей для слабких і помірних полів, що зводиться до ось чого: виміряне магнітне поле в середньому тим сильніше, чим менший фактор магнітної чутливості $g\lambda^2$ лінії. Якісно аналогічна залежність отримана як для Баштового сонячного телескопа КрАО, так і для горизонтального сонячного телескопа АО КНУ. З цього треба були б очікувати, що буде $B_{obs}(630.15) > B_{obs}(630.25)$, а не навпаки.

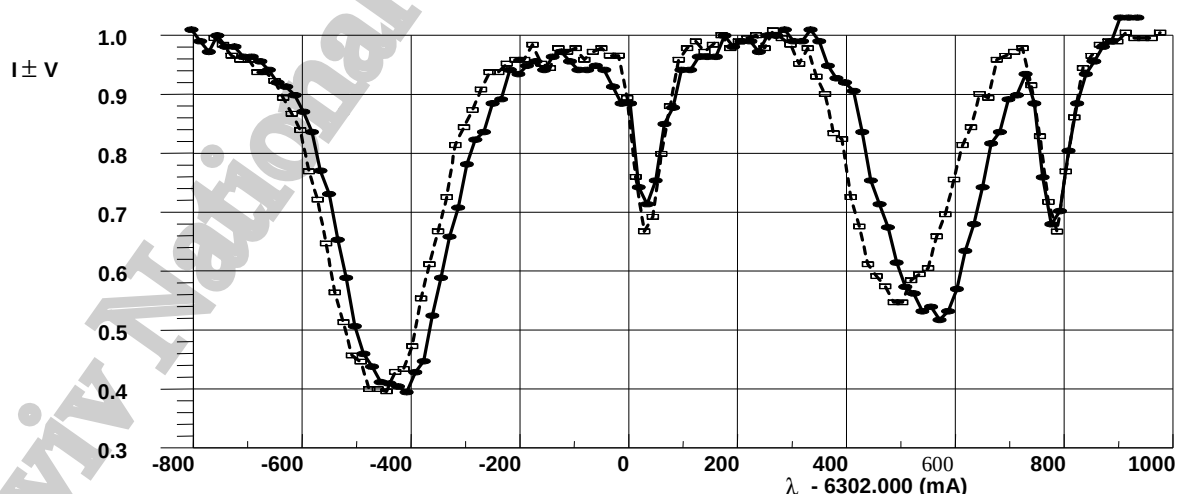


Рис. 1. Стоксові $I \pm V$ профілі ліній FeI 630.15 (зліва) та 630.25 нм (передостання справа) у сонячному спалаху 29.07.2002. Крім розщеплених сонячних ліній, видно також нерозщеплені телуричні лінії O $_2$, розташування яких добре збігається у спектрах ортогональних кругових поляризацій. У даному випадку $B_{obs}(630.25) = 56.5$ мТл, $B_{obs}(630.15) = 41.5$ мТл, $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25) = 0.73 \neq 1.0$

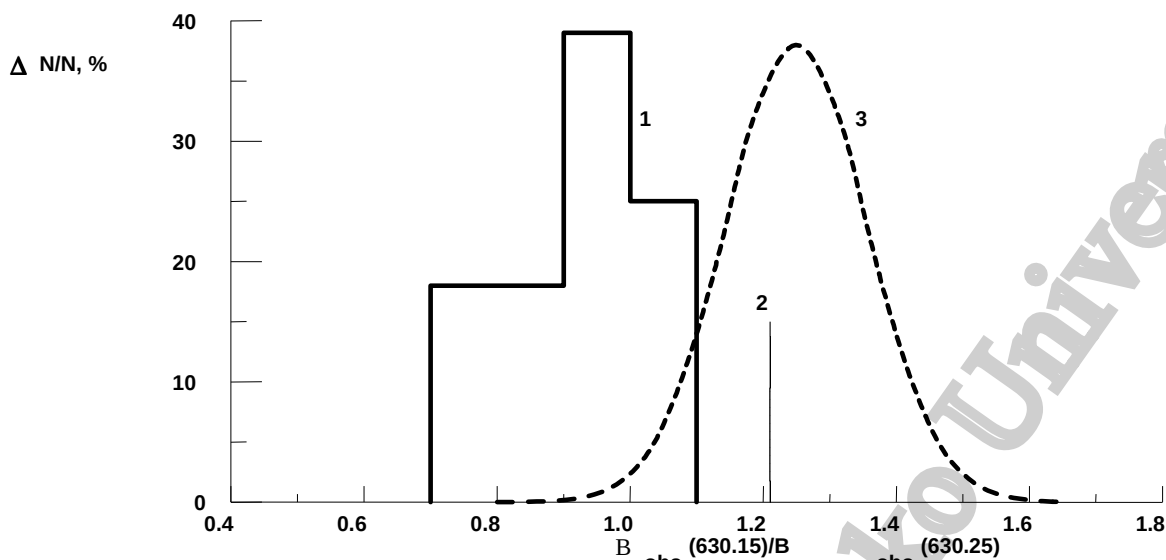


Рис. 2. Попередня статистика відношення $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25)$ для досліджених спалахів (гістограма 1) порівняно з даними для області фотосфери за межами плям та спалахів 2 (вимірювання авторів статті), а також для міжсвіткових магнітних полів 3 [18]. Видно, що для даних по спалахах маємо відношення $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25)$ у межах 0.7–1.1, тоді як для інших місць на Сонці – у цілому вищі значення

З виконаних раніше теоретичних розрахунків [11] випливає, що при однаковій полярності фоновому та маломасштабного полів виконується нерівність $B_{obs}(630.15) > B_{obs}(630.25)$. Ці розрахунки виконувались як для прямокутного профілю магнітного поля в субтелескопічних силових трубках $H(x) = \text{const}$, так і для гауссового профілю $B(x) = B_0 \exp(-x^2)$, де x – відносна віддалі від осі силової трубки. Розглянуто лінії з півшириною 10 пм, тобто подібні до FeI 630.15 та 630.25. З'ясовано, що близька до емпіричної [5, 6, 20] залежність виникає при дуже сильних полях, а саме: $B_0 = 0.8\text{--}1.2$ Тл.

З наведених у роботі [10] даних для ГСТ АО КНУ випливає, що для ділянки активної області за межами спалахів $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25) \approx 1.4$, що добре узгоджується з даними для міжсвіткових магнітних полів спокійних областей [18]. При гауссовому профілі магнітного поля ймовірна індукція в субтелескопічних елементах дорівнює 0.3 Тл. Утім, у даному випадку цим методом визначається лише деяке ефективне поле в маломасштабних магнітних елементах. Детальніший розгляд [7, 10] методом аналізу вимірюного розщеплення $\Delta\lambda_B$ бісекторів $I+V$ та I/V профілів залежно від нормованої віддалі $\Delta\lambda/g\lambda^2$ від центрів магнітотчувливих ліній показав, що в цій активній області існував дискретний набір індукції магнітного поля: 0.3–0.4, 0.7 і 1.3 Тл.

Інше порушення випливає з розгляду знайдених величин B_{obs} від еквівалентної ширини D ліній. Раніше для неспалахових областей на Сонці неодноразово відмічалось, що величина B_{obs} у цілому тим більша, чим більший параметр D [1, 15, 24]. Позаяк лінія FeI 630.25 має меншу еквівалентну ширину ($D = 8.3$ пм) ніж лінія FeI 630.15 ($D = 12.7$ пм), то можна очікувати, що $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25) > 1$.

Еволюційні зміни відношення $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25)$. У досліджених спалахах виявлено в цілому різний характер зміни відношення $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25)$ із часом. Так, у спалаху 29 березня 2001 р. протягом 8 хв відмічалась майже постійна відмінність величин $B_{obs}(630.15)$ та $B_{obs}(630.25)$ [16]. У спалаху ж 29 липня 2002 р. магнітне поле відрізнялось за цими лініями FeI лише до моменту його максимуму (точніше за 2.5 хв до максимуму інтенсивності рентгенівського випромінювання спалаху, 10:44 UT), тоді як після максимуму магнітні поля по обох лініях були вже однаковими. Нарешті, у найбільш яскравих місцях спалаху 25 липня 1981 р. реєструвався випадок $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25) \approx 1$, що є вказівкою на відсутність маломасштабних структур з високими напруженостями. Утім, такий висновок не є цілком однозначним. Зокрема, якщо у спалаху існують дуже розріджені силові магнітні трубки, то їх оптична товща може бути практично нульовою, а спектральна видимість відповідних особливостей – дуже низькою. Як уже відмічалось у роботі [9], маломасштабні магнітні поля з високими напруженостями є фактично своєрідними "полями-невидимками", які виявити зі спостережень дуже непросто.

Тонкі особливості в профілях лінії FeI 617.33. Позаяк лінії FeI 630.15 та 630.25 мають телуричні лінії-сусіди в їх крилах (бленди), то для безпосереднього виявлення можливої присутності спектральних вкладів від субтелескопічних магнітних полів з високими напруженостями слід використати більш "чисту" лінію, яка має великий фактор Ланде. Саме такою лінією є добре відома лінія FeI 617.33 ($g = 2.5$). Ця лінія була детально досліджена в тих же місцях спектрів, що й дві попередні лінії FeI .

У результаті такого дослідження виявилась вельми цікава закономірність. У тих випадках, коли відношення $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25)$ було суттєво меншим від одиниці, у далеких крилах лінії FeI 617.33 та в прилягаючому континуумі реєструвалась додаткова кругова поляризація, знак якої виявлявся протилежним до знаку поляризації в основній "хвилі" параметра Стокса V (рис. 3).

Навпаки, коли вимірювалось $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25) \approx 1.0$, помітної кругової поляризації у крилах лінії FeI 617.33 не було (рис. 4). Звідси можна зробити висновок, що саме ця протилежна за знаком поляризація і є причиною зафіксованих розбіжностей у полях за лініями FeI 630.15 та 630.25. Дійсно, якщо ця поляризація має магнітну природу, тобто обумовлена присутністю у спектрі слабких зєсманівських σ -компонент, що відповідають магнітному розщепленню $\Delta\lambda_H$ величиною 250–550 мÅ = 25–55 пм (рис. 3), то саме така її віддалі від центра буде лише для ліній з високими факторами Ланде – у даному випадку $g = 2.5$, як у лінії FeI 617.33 та 630.25. Однак для ліній з меншими факторами Ланде, наприклад, лінії FeI 630.15 ($g=1.67$), уся ця кругова поляризація протилежного знаку буде розташована вже ближче до ядра лінії і, накладаючись на основну "хвилю" параметра Стокса V , зменшить його ампліту-

ду, а отже, і вимірне поле B_{obs} . Якщо ця інтерпретація є вірною, то ми маємо припустити існування в спалахах дуже сильних (надпотужних [9]) магнітних полів величиною 0.55–1.0 Тл (5.5–10 кГс), подібних до виявлених раніше в роботах [6–11] іншими методами. Порівняно з попередніми роботами, новим у нашому дослідженні є те, що виявлені надпотужні поля мають полярність, протилежну основному (фоновому) полю. Зокрема, при розрахунку теоретичних залежностей у роботі [11] припускалось, що полярності фоновому й маломасштабного поля збігаються. Якби вони не збігалися, то відповідні теоретичні залежності давали б не більші вимірні поля при менших факторах $g\lambda^2$, а менші, як і відмічено нами в цій роботі при спостереженнях магнітних полів у спалахах.

Можливо, існування таких полів протилежної полярності взагалі є чимось характерним для розвитку спалахового процесу, позаяк може ініціювати нестійкі процеси типу тірінг-нестійкості зі значним енерговиділенням [10].

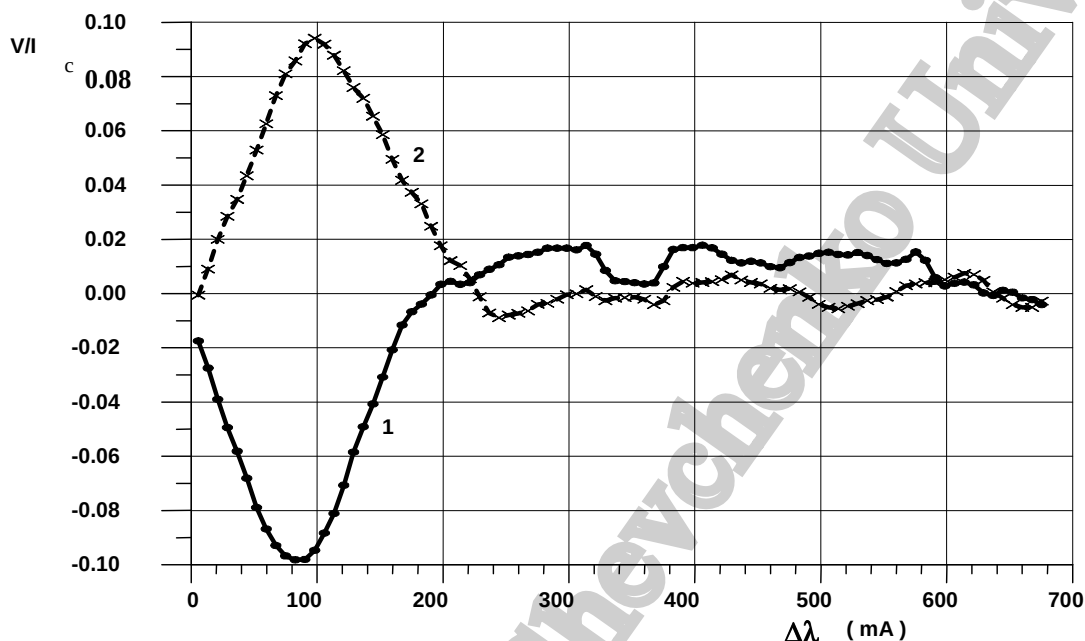


Рис. 3. Порівняння розподілу параметра Стокса V для обох крил лінії FeI 617.33 у момент 10:41:30 спалаху 29 липня 2002 р., коли відмічалось $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25) = 0.73$ (див. текст). Тут 1 – фіолетове крило лінії, 2 – червоне.

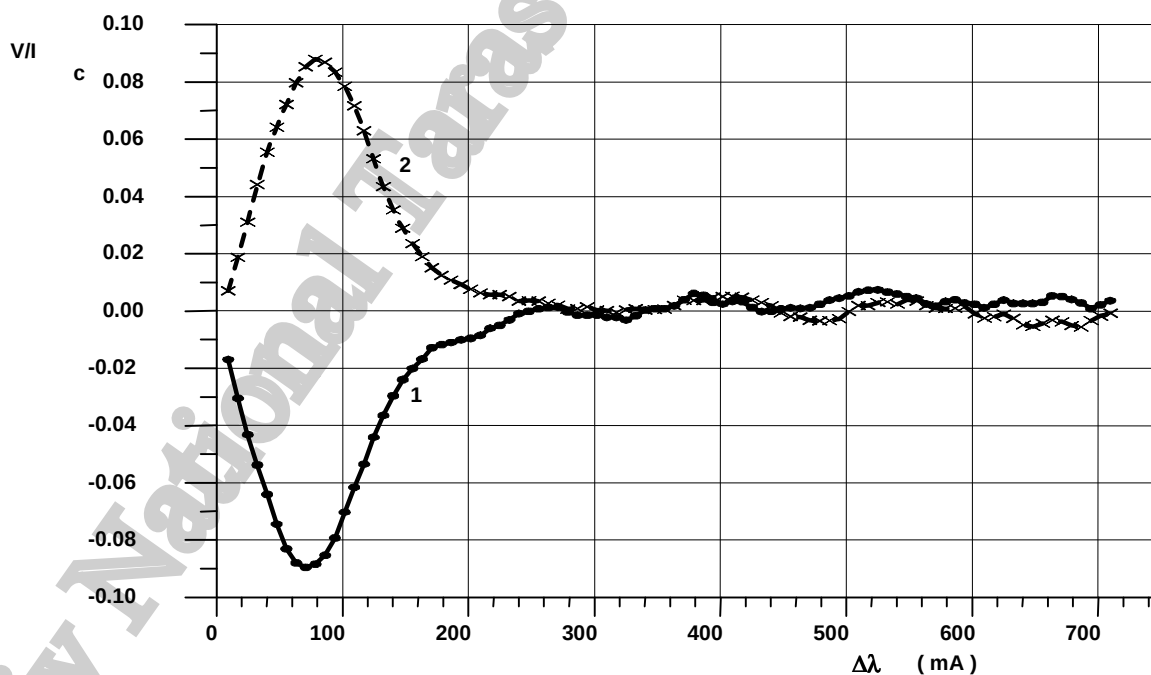


Рис. 4. Те ж саме, що й на рис. 3, але для спалаху 25.07.1981, 12:58 UT при співвідношенні виміряних полів $B_{obs}(630.15) / B_{obs}(630.25) = 0.97$

Висновки. У результаті спектрофотометричного дослідження зєсман-спектрограм трьох сонячних спалахів (25 липня 1981 р., 29 березня 2001 р. і 29 липня 2002 р. балів $2n$, $X1.7/1b$ та $M4.7/2n$ відповідно) за лініями FeI 630.15, 630.25 і 617.33 нм виявлено області, де вимірне магнітне поле B_{obs} достовірно відрізнялось за лініями FeI 630.15 і 630.25, що мають близьку глибину залягання в атмосфері Сонця й температурну чутливість, але суттєво відрізняються факторами Ланде (1.67 і 2.49, відповідно). Новим у роботі є те, що виявлено випадки, коли у спалахах спостерігалось співвідношення $B_{obs}(630.25) > B_{obs}(630.15)$, що є протилежним до звичайного $B_{obs}(630.25) < B_{obs}(630.15)$, зареєстрованого за межами плям та спалахів при по-

мірних виміряних полях ($B_{\text{obs}} < 100$ мТл). Дослідження лінії FeI 617.33 нм, що має достатньо чисті, на відміну від ліній-сусідів, крила та прилягаючий до них континуум, виявило, що вказане вище нетипове співвідношення виміряних полів імовірно обумовлене дуже сильними (0.55–1.0 Тл) субтелескопічними магнітними полями протилежної полярності.

1. Голасюк С.И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники: Астрономия. – 1987. – Т. 34. – С. 6–77.
2. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лоцицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестн. Киев. ун-та: Астрономия. – 1980. – Вып. 22. – С. 48–56.
3. Лоцицкий В.Г., Лоцицкий В.Г. Существуют ли "магнитные транзиенты" в солнечных вспышках? // Письма в Астрон. журн. – 1982. – Т. 8. – № 8. – С. 500–505.
4. Лоцицкий В.Г. Критические замечания об одном методе оценки эффективных факторов Ланде // Вестн. Киев. ун-та: Астрономия. – 1988. – Вып. 30. – С. 38–45.
5. Лоцицкий В.Г. К вопросу о калибровке измерений солнечного магнитографа, I // Солнечные данные. – 1978. – № 8. – С. 74–81.
6. Лоцицкий В.Г. О контурах магниточувствительных линий в активных областях Солнца // Астрометрия и астрофизика. – 1979. – Вып. 38. – С. 13–28.
7. Лоцицкий В.Г. О калибровке магнитографических измерений с учетом пространственно неразрешимых неоднородностей // Physica Solariter. – Potsdam, 1980. – № 14. – Р. 88–94.
8. Лоцицкий В.Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел. – 1986. – Т. 2. – № 1. – С. 28–35.
9. Лоцицкий В.Г. Наблюдения магнитных полей напряженностью в несколько тесла в солнечных вспышках // Кинематика и физика небес. тел. – 1998. – Т. 14. – № 5. – С. 401–414.
10. Лоцицкий В.Г. Сильні магнітні поля в маломасштабних структурах та спалахах на Сонці: Автореферат дис. доктора фіз.-мат. наук: 01.03.03 – К., 2003.
11. Лоцицкий В.Г., Долгополов В.И. К вопросу о калибровке измерений солнечного магнитографа, II // Солнечные данные. – 1983. – № 5. – С. 71–76.
12. Лоцицкий В.Г., Курочка Л.Н., Лоцицкая Н.И. Знакопеременность высотного градиента магнитного поля в солнечной вспышке // Астрон. журн. – 1986. – Т. 63. – № 4. – С. 814–816.
13. Лоцицкий В.Г., Косовичев А.Г. Изменения магнитного поля в солнечных вспышках: сравнение спектральных наблюдений с данными SOHO/MDI // Известия Крым. астрофиз. обсерв. – 2002. – Т. 98. – С. 199.
14. Лоцицкий В.Г., Лоцицкая Н.И., Власенко В.И. Сравнение результатов измерений солнечных магнитных полей, полученных разными методами // Вестн. Киев. ун-та: Астрономия. – 1985. – Вып. 27. – С. 59–66.
15. Лоцицкий В.Г., Цап Т.Т. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца // Кинематика и физика небес. тел. – 1989. – Т. 5. – № 1. – С. 50–58.
16. Лоцицкий В.Г., Лоцицкий В.В., Чеснок Ю.А. Структура и эволюция магнитного поля в солнечной вспышке 29 марта 2001 года // Кинематика и физика небес. тел. – 2002. – Т. 18. – № 2. – С. 149–160.
17. Северный А.Б. Некоторые результаты исследований нестационарных процессов на Солнце // Астрон. журн. – 1957. – Т. 34. – № 5. – С. 684–693.
18. Cerdana D., Almeida J.S., Kneer F. Internetwork magnetic fields observed with subarcsec resolution // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 407. – P. 741–757.
19. Harvey J., Livingston W., Slaughter C. A. line-profile Stokesmeter: preliminary results on nonsunspots fields // Line formation in magnetic field. – Boulder, 1972. – P. 227.
20. Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T. The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines // Solar Physics. – 1973. – Vol. 31. – № 2. – P. 307–316.
21. Lozitska N., Lozitskij V. Small-scale magnetic fluxtube diagnostics in a solar flare // Solar Phys. – 1994. – Vol. 151, № 2. – P. 319–331.
22. Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M. Observations of magnetic field evolution in a solar flare // Solar Phys. – 2000. – Vol. 191. – № 1. – P. 171–183.
23. Lozitsky V.G., Staude J. Multicomponent magnetic field structure in the solar flares // Third Intern. Workshop on Solar Polarization, Tenerife, Spain, Sep 30 Oct 4, 2002, Abstr. Bookl.
24. Semel M. Magnetic field observed in a sunspot and faculae using 12 lines simultaneously // Astron. Astrophys. – 1981. – Vol. 97. – P. 75–78.

Надійшла до редколегії 13.10.03

УДК 523.9

М.І. Пішкало

КОРЕЛЯЦІЯ МІЖ ЧИСЛАМИ ВОЛЬФА Й НАХИЛОМ ГЕЛІОСФЕРНОГО СТРУМОВОГО ШАРУ У 21–23 ЦИКЛАХ АКТИВНОСТІ

Досліджено кореляцію між цюрихським відносним числом сонячних плям (число Вольфа) і значеннями нахилу геліосферного струмового шару відносно сонячного екватора для 21–23 циклів сонячної активності. Показано, що найвищого значення коефіцієнт кореляції між місячними числами Вольфа й значеннями нахилу геліосферного струмового шару досягає при відсутності часового зсуву між рядами даних і при використанні ковзаючого усереднення становить 0.96–0.98. Окремо знайдено коефіцієнти кореляції між вказаними параметрами для кожного циклу активності, а також досліджено кореляцію між щоденними числами Вольфа й значеннями нахилу геліосферного струмового шару під час повних сонячних затемнень 1976–2001 рр.

The correlation between Zurich sunspot numbers (Wolf numbers) and tilts of the heliospheric current sheet has been investigated for 21–23 solar cycles. It was found that the largest correlation coefficient between month sunspot numbers and tilts was observed with no time shift of the curves and by using running averaging reached 0.96–0.98. Correlation coefficients between the mentioned parameters were calculated separately for every solar cycle. Also calculated was correlation between daily Wolf numbers and tilts of the heliospheric current sheet during total solar eclipses observed in 1976–2001.

Відомо, що відносне число сонячних плям (число Вольфа), яке є одним з основних індексів сонячної активності, добре корелює з більшістю геліо- й геофізичних параметрів та іншими індексами сонячної активності [5, 7, 8, 12, 13]. Зокрема, положення й форма геліосферного струмового шару, який розділяє міжпланетний простір на дві частини з протилежно направленим вектором міжпланетного магнітного поля і є своєрідним каркасом геліосфери, також досить тісно корелюють із циклічністю сонячної активності [1–3, 6, 9–11]. Так, у мінімумі сонячної активності форма геліосферного струмового шару близька до плоскої, а в максимумі є досить складною, гофрованою. Поблизу мінімуму сонячної активності геліосферний струмовий шар розміщується на низьких геліоширотах, майже паралельно площині сонячного екватора або під невеликим кутом до неї. Із збільшенням сонячної активності на фазі зростання 11-річного циклу значення нахилу геліосферного струмового шару також збільшується; поблизу максимуму активності значення нахилу перевищує 60° , і в деякий момент, що, імовірно, збігається з переполюсовкою загального магнітного поля Сонця, геліосферний струмовий шар стає перпендикулярним до площини сонячного екватора. Далі на низхідній фазі 11-річного циклу нахил геліосферного струмового шару поступово зменшується й поблизу наступного мінімуму сонячної активності стає мінімальним, тобто геліосферний струмовий шар знову розташовується паралельно площині сонячного екватора. При цьому полярність загального магнітного поля Сонця та напрямок електричного струму в геліосферному струмовому шарі стають протилежними тим значенням, що були в попередньому мінімумі активності. Повністю картина повторюється приблизно через 22 роки, тобто з періодом 22-річного магнітного циклу Хейла.

У даній роботі ми чисельно дослідили значення коефіцієнта кореляції між числами Вольфа за цюрихською класифікацією та нахилом геліосферного струмового шару для 21–23 циклів сонячної активності (05.1976–01.2003). Щоденні, місячні та згладжені місячні числа Вольфа було взято на сайті <http://sidc.oma.be>, модельні значення нахилу геліосферного струмового шару відносно сонячного екватора – на сайті <http://wso.stanford.edu> (дані Т. Хоекземи).

На рис. 1 зверху вниз показано, як, починаючи з 1976 р., змінюються числа Вольфа (тонкою лінією – незгладжені, товстою – згладжені місячні числа Вольфа) і значення нахилу геліосферного струмового шару за радіальною та класичною потенційними моделями Хоекземи (тонкими лініями – значення нахилу по N- і S-півкулях, товстими – середні значення). Видно, що якісно зміни нахилу геліосферного струмового шару добре узгоджуються із змінами чисел Вольфа.

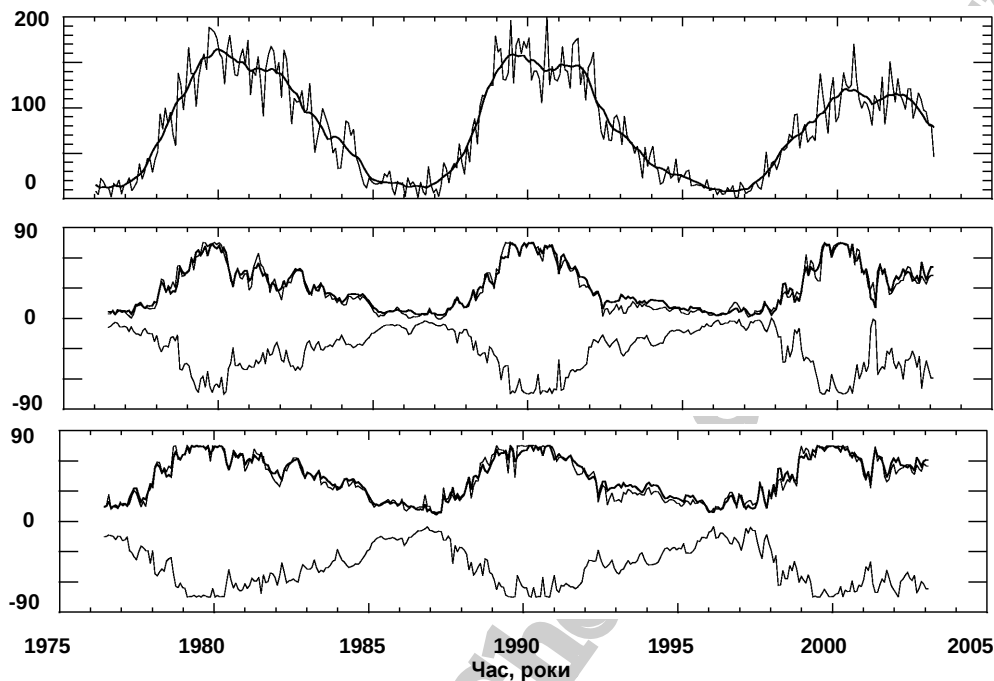


Рис. 1. Зміна з часом для 21–23 циклів сонячної активності місячних чисел Вольфа (верхня панель, товстою лінією – згладжені місячні значення) і нахилу геліосферного струмового шару відносно сонячного екватора (у градусах) для радіальної (середня панель) та класичної (нижня панель) потенційних моделей Хоекземи (тонкими лініями – значення для північної та південної півкуль, товстими – середні значення)

Шляхом інтерполяції обидва класи даних було зведено до одних і тих самих моментів часу, а потім для визначення коефіцієнта кореляції між відповідними числовими рядами застосовано кореляційний та крос-кореляційний аналіз. Найвищого значення коефіцієнт кореляції між незгладженими місячними числами Вольфа й нахилом геліосферного струмового шару досягає за відсутності часового зсуву між рядами даних. Для незгладжених даних коефіцієнт кореляції між місячними числами Вольфа й нахилом геліосферного струмового шару для радіальної й класичної моделей відповідно становить 0.84 і 0.87. Для згладжених місячних чисел Вольфа – відповідно 0.87 і 0.91. Якщо ж провести ковзаюче усереднення за 13 точками також і значень нахилу геліосферного струмового шару, то коефіцієнт кореляції зростає до 0.91 для радіальної моделі й до 0.94 – для класичної. Подальше згладжування ще трохи підвищує коефіцієнт кореляції (приблизно до 0.95 для класичної і до 0.93 – для радіальної моделей).

На рис. 2 та 3 суцільними лініями показано, як змінюється значення коефіцієнта кореляції між місячними згладженими числами Вольфа й нахилом геліосферного струмового шару відносно площини сонячного екватора для радіальної та класичної потенційних моделей Хоекземи залежно від часового зсуву, вираженого в керінгтонівських обертах. Аббревіатури RN і LN відповідають результатам для північної, RS і LS – для південної півкуль, RAV, LAV – для середніх значень. Штриховими лініями наведено 99 % довірчі границі для коефіцієнта кореляції, знайдені за стандартним перетворенням Фішера (див. [4]). Як на рис. 2, так і на рис. 3 перші неголовні максимуми відповідають часовому зсуву 132 керінгтонівських обертів або 9.86 року.

Для кожного з циклів 21–23 було окремо знайдено коефіцієнти кореляції і крос-кореляції між числами Вольфа й нахилом геліосферного струмового шару. Систематично нахил геліосферного струмового шару, визначений за класичною потенційною моделлю, краще корелює з числами Вольфа, ніж визначений за радіальною моделлю. Так, при відсутності часового зсуву коефіцієнт кореляції між незгладженими місячними числами Вольфа й нахилом геліосферного струмового шару для радіальної моделі становить 0.88, 0.90 і 0.78 відповідно для циклів активності 21, 22 і 23, а для класичної моделі – відповідно 0.90, 0.92 і 0.85. При використанні подвійного чи потрійного згладжування даних ковзаючим усередненням за 13 точками коефіцієнт кореляції підвищується до 0.96–0.98. Наприклад, потрібне згладжування дає для класичної моделі значення коефіцієнта кореляції 0.97, 0.98 і 0.96, а для радіальної моделі – 0.98, 0.96 і 0.93 для циклів активності 21, 22 і 23 відповідно.

В одній із попередніх робіт [2] нами були визначені спостережні значення нахилу геліосферного струмового шару на E- і W-лімбах як кутові положення великих шоломоподібних яскравих променів-стрімерів відносно сонячного екватора на структурних рисунках, фотографіях та ізофотах корони, отриманих під час повних сонячних затемнень 1976–2001 рр., і порівняні з відповідними модельними значеннями, визначеними за синоптичними картами магнітних полів на сфері джерел (карти Хоекземи). Ми дійшли висновку, що в цілому модельні значення, отримані за класичною потенційною моделлю, краще узгоджуються зі спостережними положеннями найяскравіших корональних променів, ніж у випадку радіальної моделі. Кількісно цей висновок підтверджується вищим значенням коефіцієнта кореляції

ляції між середніми спостережними й модельними величинами нахилу геліосферного струмового шару у випадку класичної потенційної моделі (коефіцієнт кореляції становить 0.96), ніж у випадку радіальної моделі з розташуванням сфери джерел сонячного вітру на відстані $2.5 R_{\odot}$ (0.94) або $3.25 R_{\odot}$ (0.92) від центра Сонця.

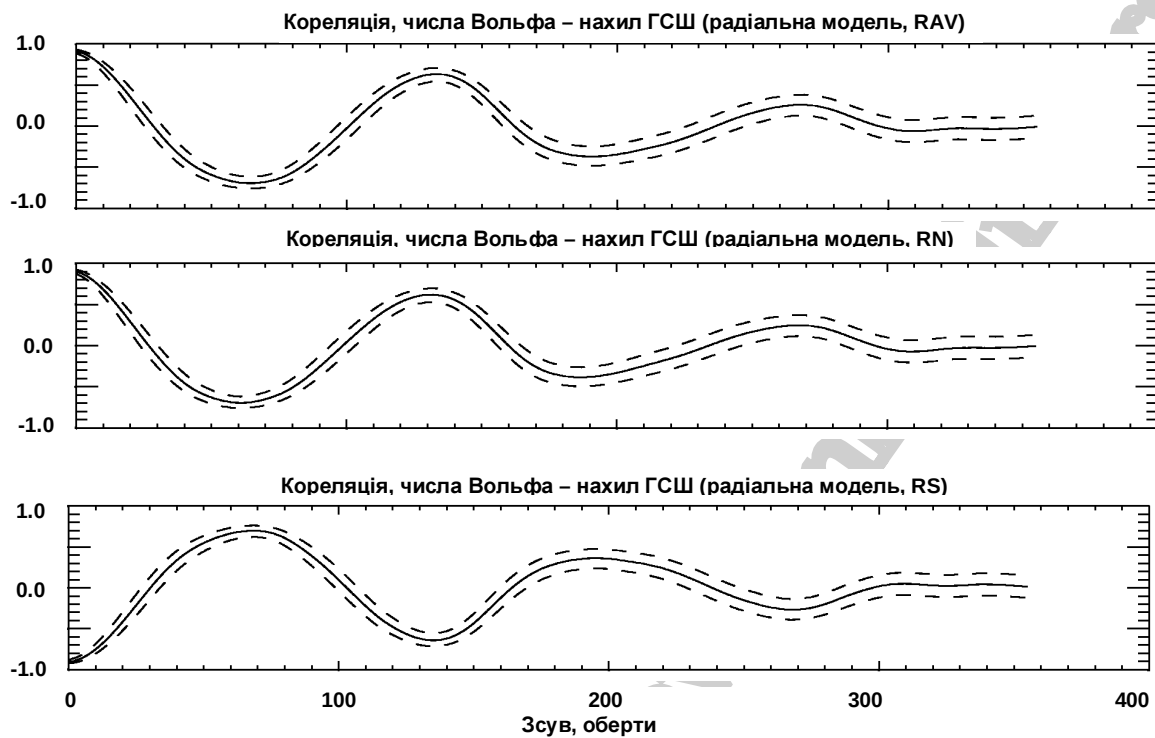


Рис. 2. Коефіцієнт кореляції (суцільна лінія) з 99 % довірчими границями (штрихові лінії) між числами Вольфа й нахилом геліосферного струмового шару відносно площини сонячного екватора для *радіальної* потенційної моделі Хоекземи залежно від часового зсуву, вираженого в керінгтонівських обертах

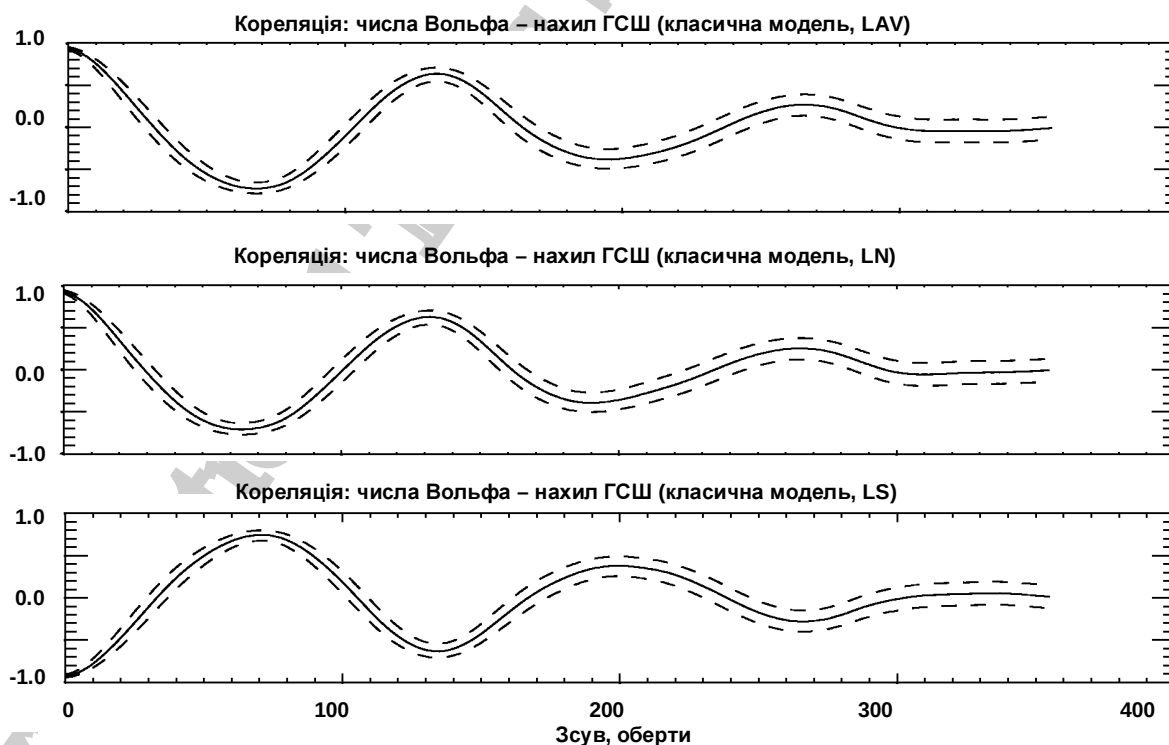


Рис. 3. Коефіцієнт кореляції (суцільна лінія) з 99 % довірчими границями (штрихові лінії) між числами Вольфа й нахилом геліосферного струмового шару відносно площини сонячного екватора для *класичної* потенційної моделі Хоекземи залежно від часового зсуву, вираженого в керінгтонівських обертах

Ми також дослідили кореляцію між отриманими за даними таблиці з роботи [2] середніми (спостережними та модельними) значеннями нахилу геліосферного струмового шару під час затемнень 1976–2001 рр. і щоденними числами Вольфа

фа на день затемнення та із зсувом у кілька днів як до, так і після затемнення. Результати наведено у таблиці. Відзначимо, що найвищого значення зазначений коефіцієнт кореляції досягає для щоденних чисел Вольфа за 10 днів до затемнення, а не за 7 днів до чи після затемнення. Напевне, таке розходження викликане особливостями розташування на Сонці активних областей, протуберанців і магнітних нейтральних ліній та обмеженою статистичною вибіркою (16 випадків). Імовірно, при використанні значно більшої статистичної вибірки середні спостережні й модельні значення нахилу геліосферного струмового шару відносно сонячного екватора найкраще корелювали б із щоденними числами Вольфа приблизно за 7 днів до затемнення (четверта частина керінгтонівського оберту), коли ті сонячні утворення, що спостерігаються поблизу центра диска Сонця в момент затемнення, знаходяться поблизу лімба.

Таблиця. Коефіцієнт кореляції між середніми значеннями нахилу геліосферного струмового шару під час затемнень 1976–2001 рр. і щоденними числами Вольфа

	Коефіцієнт кореляції із щоденним числом Вольфа і зсувом днів										
	13	10	7	5	3	0	5	7	10	15	20
Спостережний нахил	0.91	0.93	0.90	0.89	0.85	0.82	0.79	0.76	0.85	0.89	0.85
Модельний нахил, Класична модель	0.90	0.94	0.92	0.88	0.86	0.88	0.79	0.74	0.82	0.86	0.84
Модельний нахил, Радіальна 2.5 R _☉ -модель	0.92	0.94	0.86	0.81	0.78	0.71	0.63	0.58	0.69	0.85	0.77
Модельний нахил, Радіальна 3.25R _☉ -модель	0.91	0.95	0.84	0.79	0.74	0.76	0.72	0.67	0.74	0.86	0.83

Цюрихський ряд відносного числа сонячних плям починається з 1749 р. і охоплює часовий проміжок у два з половиною століття. Ряди Хоекземи модельних значень нахилу геліосферного струмового шару відносно сонячного екватора охоплюють часовий проміжок, починаючи з 1976 р., тобто майже у 10 разів менший. Отримані в даній роботі високі значення коефіцієнта кореляції між нахилом геліосферного струмового шару й числами Вольфа дозволяють "продовжити" у минуле ряд значень нахилу геліосферного струмового шару, використовуючи відомі числа Вольфа. Результати цієї роботи ми плануємо подати в одній з наступних публікацій.

1. Іванчук В.Г., Дзюбенко М.І., Пішало М.І. Про зв'язок структури сонячної корони з геліосферним струмовим шаром // Вісн. Київ. ун-ту: Астрономія. – 1999. – Вип. 35. – С. 32–40
2. Іванчук В.Г., Пішало М.І. Нахил геліосферного струмового шару під час повних сонячних затемнень 1976–2001 років // Вісн. Київ. ун-ту: Астрономія. – 2002. – Вип. 38. – С. 13–17
3. Гуляев Р.А., Филиппов Б.П. Структура солнечной короны и гелиосферный токовый слой // Докл. АН СССР. – 1992. – Сер. А. – Т. 322. – № 2. – С. 268–271.
4. Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. – М., 1971. – С. 359–366.
5. Файнштейн В.Г., Руденко Г.В., Граблевский С.В. Исследование рождения корональных дыр // Солнечно-земная физика. – 2002. – Вип. 1. – С. 91–98.
6. Behannon K.W., Burlaga L.F., Hundhausen A.J. A comparison of coronal and interplanetary current sheet inclinations // J. Geophys. Res. – 1983. – Vol. 88. – № A10. – P. 7837–7842.
7. Bravo S., Stewart G. Evolution of polar coronal holes and sunspot during cycles 21 and 22 // Solar Phys. – 1994. – Vol. 154. – № 2. – P. 377–384.
8. Dorotovic I. Area of polar coronal holes and sunspot activity: years 1939–1993 // Solar Phys. – 1996. – Vol. 167. – № 2. – P. 419–426.
9. Gulyaev R.A. The solar corona: flat formation // Solar Phys. – 1992. – Vol. 142. – № 2. – P. 213–216.
10. Gulyaev R.A., Vanyarkha N.Ya. Regularities of variation of the heliospheric current sheet orientation during the solar activity cycle // Solar Phys. – 1992. – Vol. 140. – № 2. – P. 369–378.
11. Hoeksema J.T., Wilcox J.M., Scherrer P.H. Structure of the heliospheric current sheet in the early portion of sunspot cycle 21 // J. Geophys. Res. – 1982. – Vol. 87. – № A12. – P. 10331–10338.
12. Obradko V.N., Shelting B.D. Cyclic variation of the global magnetic field indices // Solar Phys. – 1992. – Vol. 137. – № 1. – P. 167–177.
13. Pulkkinen T.I., Nevanlinna H., Pulkkinen P.J., Lockwood M. The Sun-Earth connection in time scales from years to decades and centuries // Space Sci. Rev. – 2001. – Vol. 95. – № 1/2. – P. 625–637.

Надійшла до редколегії 25.04.03

УДК 524.7

А.А. Елиїв, Б.І. Гнатик

ПОШУК РЕКУРЕНТНИХ ДЖЕРЕЛ КОРОТКИХ ГАММА-СПАЛАХІВ

Проведено аналіз каталогу BATSE для виявлення рекурентних джерел коротких гамма-спалахів. Досліджено вибірку ймовірних триплетів та п'ятиплетів на періодичність повторення спалахів. Методом Монте-Карло оцінено статистичну значимість існування реальних рекурентних джерел.

The analysis of the BATSE catalogue for the purpose of detection of recurrent sources of short Gamma-Ray Bursts (GRBs) is carried out. The occurrence of periodicity in GRB repetition in the sample of possible triplets and fiveplets is investigated. We use MonteCarlo method for estimation the statistical significance of existence of real recurrent sources.

1. Вступ. Хоча гамма-спалахи – епізодичні короткочасні джерела жорстких рентгенівських та м'яких гамма-квантів у діапазоні 20 кеВ–20 МеВ – спостерігаються вже більше тридцяти років, вони все ще залишаються однією з найбільших загадок астрофізики. Якщо для деяких так званих довгих гамма-спалахів із тривалістю $T_{90} > 2$ с (T_{90} – час, протягом якого реєструється 90 % усіх фотонів) встановлено, що їх джерела знаходяться на космологічних відстанях (найбільш імовірно в галактиках з інтенсивним зореутворенням) і пов'язані із спалахами надпотужних наднових – гіпернових [1, 2], то для коротких гамма-спалахів з $T_{90} < 2$ с це не вдалося здійснити жодного ототожнення з астрофізичними об'єктами, що залишає в силі ряд різних моделей їх походження, зокрема, відмінних від моделі колапсара (гіпернової) [3].

Короткі гамма-спалахи мають ряд суттєвих відмінностей від довгих, що робить окреме дослідження їх як підкласу серед усіх гамма-спалахів особливо актуальним [3]. Однак зараз немає однозначної думки навіть щодо таких основних властивостей коротких гамма-спалахів, як однорідність їх розподілу на небі та чи є вони космологічними чи близькими джерелами тощо. Так, у роботі [4] для коротких гамма-спалахів знайдено відхилення кутової кореляційної функції від нульово-

го значення на рівні 2σ для кутів $3-5^\circ$. Оскільки точність визначення положення коротких гамма-спалахів порядку 10° , то така кореляція могла б свідчити про наявність кластеризації чи рекурентних джерел серед коротких спалахів. Цікаво, що для довгих гамма-спалахів такої анізотропії не виявлено. У той же час у роботі [5] методом найближчих сусідів для довгих спалахів оцінена можливість відхилення від нульової гіпотези (ізотропного розподілу) на рівні 99,0 %, а для коротких – лише на 82,1 %, тому робиться висновок про можливу кластеризацію вже тільки довгих спалахів.

Питання кластеризації та рекурентності коротких гамма-спалахів викликає особливий інтерес, оскільки підтвердження цього факту мало б вирішальне значення для встановлення їх природи. З іншого боку, рекурентність і навіть періодичність повторюваності гамма-спалахів передбачаються в моделі, де гамма-спалахи породжуються петлями надпровідних космічних струн [6, 7]. Тому в даній роботі аналізуються можливі вияви кластеризації та періодичності повторюваності у вибірці коротких гамма-спалахів з каталогу BATSE [8].

2. Аналіз просторової кластеризації. Для дослідження ми використовували каталог гамма-спалахів, зареєстрованих детектором BATSE орбітальної Комптонівської гамма-обсерваторії [8, 9]. Каталог містить 2702 гамма-спалахи, зареєстровані з квітня 1991р. по травень 2000р. З них короткими, для яких одночасно визначено ефективну тривалість T_{90} і потік, є 497, вони безпосередньо й становитимуть об'єкт нашого дослідження. Оскільки напрямки приходу конкретних коротких гамма-спалахів визначено з різною точністю, до 24° при середньому значенні похибки 10° , то приймемо для всіх круг похибок радіусом 10° .

Для оцінки ступеня можливої кластеризації (відхилення від однорідного розподілу) використаємо таку процедуру. Виділимо на небесній сфері круг радіусом 10° і підрахуємо кількість коротких гамма-спалахів, що лежать у цьому крузі. Далі зробимо підрахунок для наступного круга, зміщеного на 2° відносно першого й т. д., однорідно покриваючи кругами всю сферу. Потім підрахуємо кількість кругів, в які не потрапив жодний спалах; в які потрапив один спалах, два, три й т. д. Таким чином, отримаємо кількість пар, триплетів, чотириплетів, п'ятиплетів тощо й знайдемо частоту їх реалізацій у реальному розподілі. У той же час, імовірність отримати конкретну кількість спалахів при випадковому ізотропному розподілі обчислюється за біноміальним розподілом. Порівняння спостережуваного розподілу з випадковим наведено на рис. 1. Як видно з рисунка, реальний розподіл близький до біноміального, тому ми констатуємо, що короткі гамма-спалахи розподілені на небі ізотропно.

3. Пошук періодичних джерел серед кластерів. Дослідимо, чи серед виявлених кластерів (усі чи більшість з яких можуть бути випадковими групами, як відмічено вище) є такі, в яких є ознаки періодичності в повторюваності спалахів. Для цього виконаємо таку процедуру. Пошук слід починати з триплетів. Виділимо в каталозі триплети – три спалахи, кутова відстань між кожними з яких менша від інструментальної похибки в 10° . Фіксуємо спалах [i], перебираючи всі інші спалахи від 1-о до 496-о, знаходимо спалахи [j1, j2,...], кутова відстань від яких до спалаху [i] буде меншою ніж 10° . Фіксуємо [i, j1], знову перебираємо спалахи від 1-о до 495-о і шукаємо такий спалах [k], щоб кутова відстань від нього до спалахів [i] та [j1] була одночасно меншою ніж 10° . Таким чином ми відшукаємо всі можливі геометричні триплети у вибірці.

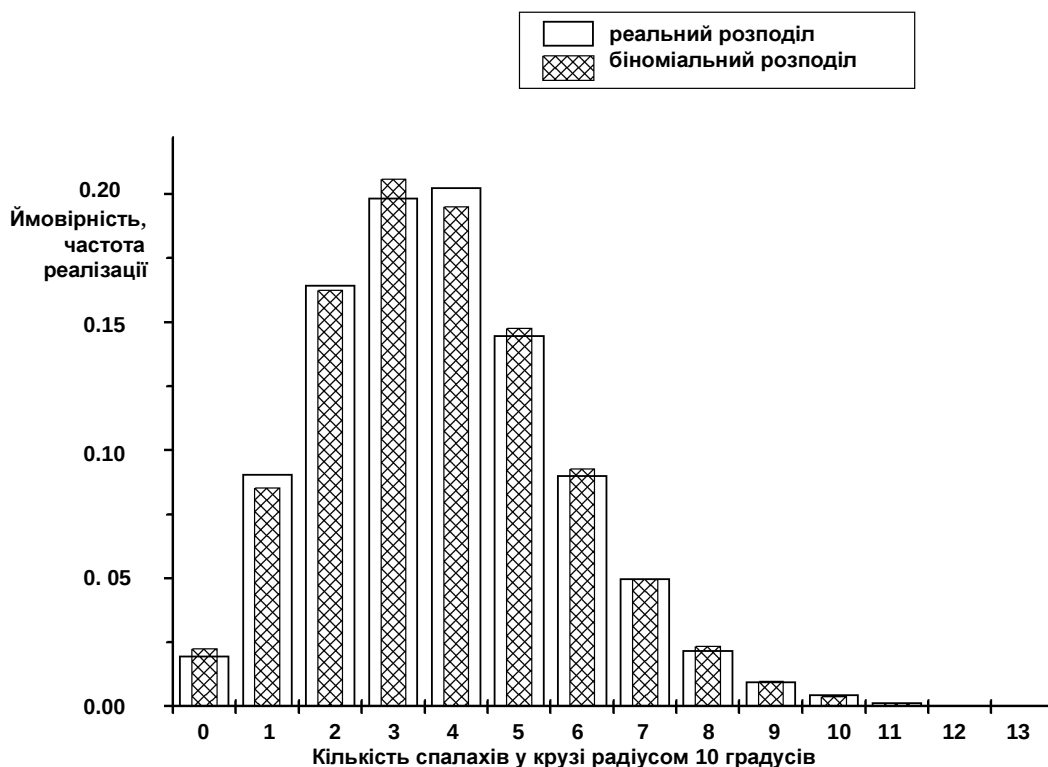


Рис. 1. Порівняльний розподіл реальних спалахів та очікуваних при ізотропному (біноміальному) розподілі

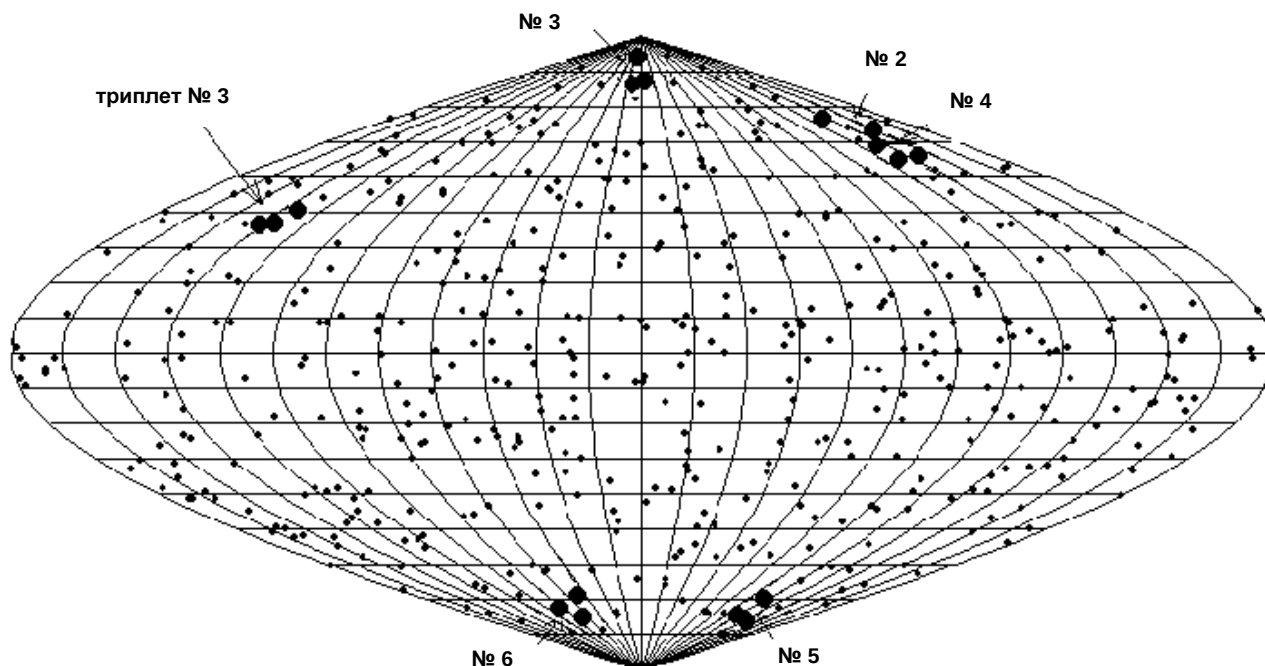


Рис. 2. Положення 497 коротких гамма-спалахів з каталогу BATSE. Чорними кружками виділено шість триплетів з підозрою на періодичність спалахів

Нехай ми маємо конкретний триплет. Перевіряємо його на періодичність. Позначаємо через t_1 , t_2 , t_3 моменти реєстрації першого, другого, третього спалаху в хронологічній послідовності. Умовою періодичності буде $(t_3 - t_2) / (t_2 - t_1) = m/n$, де m і n – деякі натуральні числа. Строга періодичність відповідає значенням $m = n = 1$, однак можливі випадки, коли періодичне джерело через різні причини, зокрема, селекцію спалахів, генерує гамма-спалахи не кожного періоду, а через m чи n періодів. Якщо так, то інтервали між реєстраціями мають відноситися як цілі числа. Оскільки можливі відхилення в самій тривалості кожного періоду, то критерій періодичності запишемо у вигляді нерівності $m/n - (t_3 - t_2) / (t_2 - t_1) < \delta \cdot m/n$, де δ – параметр точності, деяке мале безрозмірне число.

а) Періодичність триплетів з точністю $\delta = 10^{-6}$. Описану вище процедуру застосовано до триплетів при максимальних значеннях пропущених періодів $n_{\max} = m_{\max} = 100$. Проведений таким чином аналіз показав, що при $\delta = 10^{-6}$ існує 6 триплетів з можливою описаною вище узагальненою періодичністю (табл. 1), на рис. 2. вони позначені чорними кружками. Для оцінки статистичної значимості такої кількості періодичних триплетів методом Монте-Карло розподіляємо на небі довільно 1000 разів гамма-спалахи, задаємо довільні моменти їх реєстрації. Найбільш імовірно при довільному розподілі є реалізація одного триплету, а ймовірність довільної реалізації шістьох триплетів – 0,5 %. Тому вважаємо, що ці шість триплетів є *триплетами з підозрою на періодичність*. Періоди їх генерування досить короткі – біля десяти днів.

б) Періодичність триплетів з точністю $\delta \geq 10^{-3}$. Цікаво перевірити існування триплетів з більшими періодами, порядку року. Так, при $\delta = 10^{-3}$ і можливих пропусках періодів від 1 до 2 існує тільки 2 триплети з підозрою на періодичність. При $\delta = 10^{-2}$ існує вже 21 такий триплет (табл. 2), однак імовірність їх випадкової реалізації, як показав аналіз методом Монте-Карло, є досить великою.

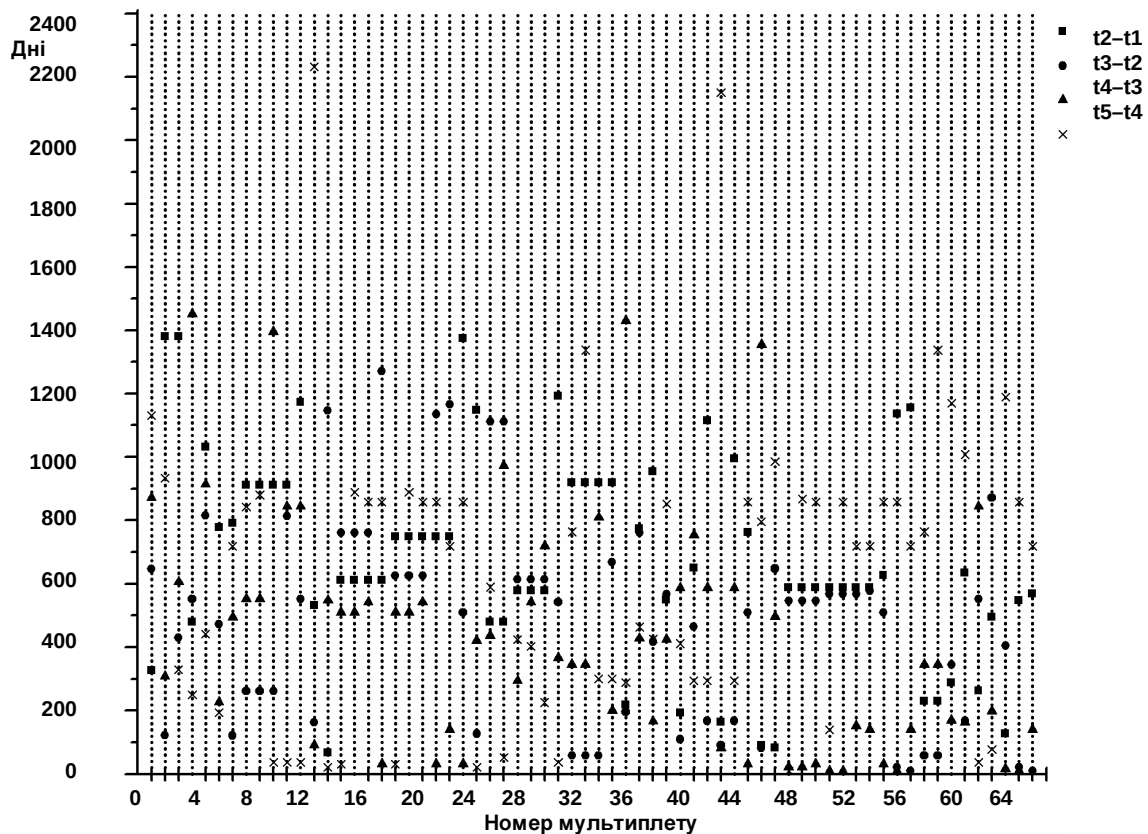
Таблиця 1. Характеристики шести триплетів з підозрою на періодичність при $\delta = 10^{-6}$

Номери спалахів (GRB номер)	m/n	Період у днях
878 (911007), 3867 (951014), 6573 (980116)	41/73	20,11
1088 (911119), 2755 (940112), 3665 (950714)	62/89	8,82
2155 (930201), 3282 (941113), 5564 (960805)	71/73	8,90
2755 (940112), 2910 (940404), 4327 (960112)	95/12	6,82
3441 (950225), 4744 (960205), 5547 (960722)	19/39	8,83
3477 (950321), 6469 (971108), 8068 (000408)	87/95	10,14

в) Періодичності мультиплетів. Проведемо пошук періодичностей для мультиплетів, зокрема, п'ятиплетів. Із 497 коротких гамма-спалахів вибираємо 407, радіус круга похибок яких менший ніж 10° . П'ятиплетом будемо називати п'ять спалахів, кутова відстань між якими менша, ніж суми похибок, з якими визначені їх напрямки прибуття. У вибірці коротких гамма-спалахів виявилось 66 таких п'ятиплетів. Позначимо через t_1 , t_2 , t_3 , t_4 , t_5 моменти реєстрацій відповідно першого, другого, третього, четвертого, п'ятого гамма-спалахів у хронологічній послідовності. Інтервали між реєстраціями відкладаємо по осі Y на рис. 3, по осі X – номери п'ятиплетів. Якщо в певному п'ятиплеті спалахи генеруються через однакові проміжки часу, то на діаграмі всі 5 подій будуть збігатися. Якщо період змінюється з часом за певним законом, то це також можна виявити на діаграмі. Однак такі закономірності не спостерігаються, тобто ми не бачимо явних проявів періодичності у виділених п'ятиплетах.

Таблиця 2. Характеристики 21 триплету з підозрою на періодичність при $\delta = 10^{-2}$

Номери спалахів (GRB номер)			m/n	Період у днях
1073 (911117)	1973 (921002)	3073 (940712)	2/1	323
1128 (911129)	5316 (960323)	7366 (990202)	2/3	524
1659 (920620)	2353 (930526)	5277 (960319)	3/1	342
2056 (921115)	7508 (990404)	4660 (960130)	1/1	1166
3722 (950801)	7988 (000213)	6693 (980419)	2/3	331
3774 (950901)	7440 (990302)	5650 (961030)	2/1	426
5339 (960325)	734 (910828)	3384 (950130)	1/3	418
5501 (960616)	6866 (980624)	2372 (930605)	2/3	369
5599 (960909)	3728 (950802)	7922 (991228)	3/1	402
5634 (961017)	1359 (920205)	3478 (950328)	1/2	572
5647 (961027)	6230 (970514)	6634 (980310)	3/2	100
6136 (970326)	7472 (990315)	2291 (930406)	1/2	723
6263 (970611)	2210 (930228)	5459 (960513)	1/3	391
6358 (970903)	3094 (940724)	7784 (991002)	2/3	379
6385 (970918)	5471 (960524)	6237 (970521)	1/3	121
6562 (980107)	6211 (970427)	7106 (980920)	1/1	256
6693 (980419)	444 (910626)	3722 (950801)	2/3	498
7287 (981229)	3737 (950805)	5491 (960608)	3/1	310
7440 (990302)	2317 (930425)	3774 (950901)	3/2	427
7901 (991211)	3073 (940712)	929 (911025)	2/1	990
7977 (000201)	4327 (960112)	6237 (970521)	2/1	494

Рис. 3. Хронологічні послідовності 66 п'ятиплетів, виявлених у вибірці 407 коротких гамма-спалахів з $\Delta < 10^\circ$

4. Висновок. У роботі проведено дослідження коротких гамма-спалахів з каталогу детектора BATSE на борту орбітальної Комптонівської гамма-обсерваторії з метою пошуку рекурентних спалахів і можливих серед них періодичних джерел. Аналіз просторової кластеризації не виявив статистично значимих відхилень від випадкового розподілу. Однак загальна кількість виділених триплетів, чотириплетів і п'ятиплетів досить велика, тому цікаво було дослідити, чи не можуть бути, принаймні, деякі мультиплети утворені рекурентним джерелом. Як додатковий аргумент не випадкової кластеризації спалахів використовувалась наявність періодичності в повторюваності спалахів. Проведений аналіз виявив статистично значиме відхилення від випадкового розподілу у випадку періодичності в триплетах з точністю кратності періодів $\delta = 10^{-6}$. Хоча виявлений 21 триплет з невеликим відношенням періодів 1:1, 1:2, 1:3 і 2:3 не протирічить випадковому розподілу, важливо провести додаткове дослідження можливого фізичного зв'язку гамма-спалахів у цих триплетах.

Робота підтримана грантом ДФФД України Ф7/4522001.

1. Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model // Phys. Rep. – 1999. – Vol. 314. – P. 575–667.
2. Meszaros P. Gamma-ray bursts: The supernova connection // Nature. – 2003. – Vol. 423. – P. 809–810.
3. Balazs L. G., Bagoly Z., Horvath I. et al. On the difference between the short and long gamma-ray bursts // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 401. – P. 129–140.

4. Magliocchetti M., Ghirlanda G., Celotti. Evidence for anisotropy in the distribution of shortlived gamma-ray bursts // Mon. Not. Royal Astron. Soc. – 2003. – Vol. 343. – № 1. – P. 255–258.
5. Meszaros A., Stoeck J. Anisotropy in the angular distribution of the long gamma-ray bursts? // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 403. – P. 443–448.
6. Vilenkin A., Shellard E.P.S. Cosmic strings and other topological defects // Cambridge University Press., 1994.
7. Berezhinsky V., Hnatyk B., Vilenkin A. Gamma ray bursts from superconducting cosmic strings // Phys. Rev. D. – 2001. – Vol. 64. – P. 3004.
8. <http://gamma-ray.mscf.nasa.gov/batse/grb/catalog/current/>
9. Paciesas W., Meegan C., Pendleton G. et al. The fourth BATSE gamma-ray burst catalog // The Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1999. – Vol. 122. – P. 465–495.

Надійшла до редколегії 13.10.03

УДК 524.7

В.В. Марченко, Б.І. Гнатик

ГІДРОДИНАМІЧНА КОЛІМАЦІЯ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ СТРУМЕНІВ ПРИ СПАЛАХАХ ГІПЕРНОВИХ ЗІР

Досліджено гідродинамічну колімацію релятивістських струменів, що виникають під час спалахів гіпернових зір. Розглянуто випадок, коли первинний вузькоколімований струмінь, згенерований унаслідок колапсу центральних областей масивної зорі-колапсара, не має достатньо енергії, щоб вийти на поверхню, і зупиняється в надрах зорі. Подальшу еволюцію нагрітої області описано задачею про точковий вибух у неоднорідному середовищі. Для дослідження руху виникаючої при цьому релятивістської ударної хвилі використано наближений аналітичний метод. Показано, що гідродинамічна колімація, викликана градієнтом густини в оболонці зорі, приводить до формування релятивістського струменя з лоренц-факторами, близькими до спостережуваних у джерелах гамма-спалахів.

The hydrodynamical collimation of relativistic jets during the Hypernova explosion is investigated. We consider the case of low energy initial collimated jets from core collapse of massive stars, when jets stop inside the star interior. Following evolution of hot region is modeled by theory of pointlike explosion in nonuniform medium. We describe the relativistic shock wave propagation with the approximate analytical method. It is shown that hydrodynamical collimation caused by density gradient in stellar envelope results in formation of relativistic jet with Lorentz-factors close to observed ones in gamma-ray burst sources.

1. Вступ. Гамма-спалахи були відкриті випадково американською системою супутників Vela близько тридцяти років назад і є різними короткочасними збільшеннями потоку гамма-квантів з певного напрямку. Енергії цих гамма-квантів знаходяться в межах від десятків кеВ до кількох МеВ. Тривалість гамма-спалахів змінюється в межах 0.1–700 с. Залежно від тривалості, гамма-спалахи поділяються на короткі (до 2-х с) і довгі (більше 2-х с) [3].

У 1997 р. був зроблений значний крок у дослідженні цих явищ – супутнику ВерроSAX удалося вперше встановити координати гамма-спалаху з високою точністю, що дозволило відкрити наявність оптичного післясвітіння й підтвердило космологічну природу, принаймні, деяких джерел довгих гамма-спалахів [3, 4].

Зараз найбільш популярною й розробленою моделлю генерації довгих гамма-спалахів є модель гіпернової чи колапсара – масивної зорі, еволюція якої закінчується колапсом ядра з утворенням масивної чорної діри та тимчасового акреційного диска навколо неї [3, 5, 6]. Унаслідок взаємодії акреційного диска з чорною дірою утворюється релятивістський струмінь, який, виходячи на поверхню зорі, генерує гамма-спалах. Для ефективної генерації гамма-випромінювання лоренц-фактор цього струменя має бути більшим ніж 100 [3]. Зараз уже є два спостереження випадків зв'язку гамма-спалахів із спалахами гіпернових, що підтверджує модель колапсара [7, 8] для довгих гамма-спалахів. Однак нерозв'язаною проблемою залишається можливість підтримки в моделі колапсара спостережуваної суттєвої колімації релятивістського струменя на його шляху від центра до поверхні зорі. У даній роботі досліджується додаткова можливість виникнення релятивістського струменя на поверхні гіпернової внаслідок гідродинамічної колімації релятивістської течії плазми, зумовленої градієнтом густини в оболонці зорі.

2. Гідродинамічна колімація релятивістського струменя: методика розрахунку. У загальноприйнятій моделі колапсара можна отримати гамма-спалах, якщо релятивістський струмінь, породжений колапсом ядра, матиме достатньо енергії, щоб пробити оболонку зорі й вийти назовні ще достатньо релятивістським. Це залежить від багатьох параметрів: енергії, розподілу густини в зорі тощо. Тому важливо розглянути випадок, коли цей струмінь не зможе вийти із зорі й зупиниться у її надрах. Ураховуючи, що енергія, яка міститься в струмені, досить велика, і сам струмінь вузькоколімований, з моменту зупинки це явище можна розглядати як сильний точковий вибух у неоднорідному середовищі. Унаслідок вибуху утвориться сильна релятивістська ударна хвиля. Для опису руху цієї хвилі в неоднорідному середовищі використаємо методику, запропоновану в [1, 2]. Для опису руху фронту релятивістської ударної хвилі використаємо, зокрема, аналітичну апроксимаційну формулу

$$\gamma\beta = \text{const} \cdot \left(\rho(r) \cdot r^3 \right)^k, \quad (1)$$

де γ – лоренц-фактор фронту ударної хвилі, $\beta = v/c$ – безрозмірна швидкість фронту ударної хвилі, $\rho(r)$ – розподіл густини в надрах зорі як функція відстані від місця вибуху r , c – швидкість світла, параметр k дорівнює

$$k = \begin{cases} 1/2, & m(r) \leq 3, \\ 1/5, & m(r) > 3 \end{cases} \quad (1a)$$

де

$$m(r) = -\frac{d \ln(\rho(r))}{d \ln r} \quad (16)$$

– параметр, що характеризує степінь неоднорідності (градієнт густини) середовища. Видно, що випадок $k = 1/2$ відповідає сповільненню ударної хвилі, а $k = 1/5$ – її прискоренню.

Якщо розподіл густини такий, що на деякій відстані існує перехід з області прискорення $m(r) > 3$ до області сповільнення, де $m(r) \leq 3$, то виявляється третя особливість руху ударної хвилі. Початку етапу сповільнення ще відпові-

дає значення $k = 1/5$, і тільки коли величина захопленої маси стане порядку тієї, що була на початку етапу гальмування, подальше сповільнення буде відбуватися з $k = 1/2$ [2].

З рівняння (1) можна отримати три диференціальні рівняння для трьох невідомих функцій:

$$\frac{dr}{dt} = v, \quad (2)$$

$$\frac{dv}{dt} = k \cdot (m-3) \cdot \frac{v^2}{r} \cdot \left(\frac{\gamma^2 \cdot v^2}{c^2} + 1 \right)^{-1}, \quad (3)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = k \cdot (m-3) \cdot \frac{v \cdot \gamma}{r} \cdot \left(\frac{c^2}{\gamma^2 \cdot v^2} + 1 \right)^{-1}. \quad (4)$$

Ця система розв'язувалась чисельно методом Рунге – Кутта 4-го порядку. Початкові умови знаходились з авто-модельних розв'язків Бландфорда й Мак-Кі для релятивістських ударних хвиль [9].

Провівши чисельне інтегрування для конкретного розподілу густини й конкретних початкових умов, знайдемо залежність лоренц-фактора фронту ударної хвилі γ від часу. Лоренц-фактор речовини безпосередньо за фронтом ультрарелятивістської ударної хвилі в початково холодній плазмі γ_2 дорівнює [9]

$$\gamma_2^2 = \frac{1}{2} \cdot \gamma^2. \quad (5)$$

Після того, як ударна хвиля досягає поверхні зорі, плазма додатково прискорюється внаслідок розширення у вакуум, і її лоренц-фактор набуває остаточного значення [10]

$$\gamma_f = \gamma_2^b, \quad (6)$$

де $b = 2.0$ для сферичного розширення і $b = 2.73$ – для плоского. У нашій роботі покладемо $b = 2.0$.

3. Характеристики релятивістського струменя. Розглянемо зорю з політропним розподілом густини

$$\rho(r) = \rho_h \cdot \left(\frac{R_s - r}{r} \right)^3, \quad (7)$$

параметри якого $\rho_h = 910 \text{ г/см}^3$ і $R_s = 1.36 \cdot 10^{10} \text{ см}$ (радіус зорі) апроксимують модель зорі, яка чисельно досліджувалась у [11].

Для розподілу густини (7) дослідимо еволюцію бульбашки релятивістської плазми, породженої дисипацією енергії первісного релятивістського струменя для різних початкових енергій струменя E і різних глибин зупинки струменя $h = R_i / R_s$, де R_i – відстань від центра зорі до точки зупинки (виділення енергії).

Ударна хвиля руйнується після виходу на поверхню зорі. Реально це відбувається на деякому радіусі $r_{\max}$, коли стає суттєвою дисипація енергії хвилі, спричинена виходом фотонів з області фронту [10, 12]. Цей момент можна охарактеризувати в термінах поверхневої густини x_{int} , якій відповідає оптична товщина порядку одиниці

$$x_{\text{int}} = \int_{r_{\max}}^{R_s} \rho(r) dr. \quad (8)$$

Для наших розрахунків ми прийняли $x_{\text{int}} = 10 \text{ г/см}^2$ [10,12]. Ураховуючи це, за формулами (7), (8) отримаємо, що $r_{\max} = 0.9996 R_s$.

Рух ударної хвилі в неоднорідній за густиною оболонці зорі розраховувався в межах секторного наближення [2], а саме, область поширення ударної хвилі розбивалась на ряд секторів, що задавалися кутами θ між вибраним і початковим напрямком струменя, і для кожного сектора проводилися інтегрування рівнянь (2)–(4). Енергія в межах сектора вважалася постійною.

Так як для кожного сектора градієнт густини буде різний, то швидкість, а отже, і лоренц-фактор, будуть змінюватися по-різному. На рис. 1 наведено зміну лоренц-фактора речовини з часом для чотирьох секторів, що характеризуються кутами 0° , 30° , 60° і 90° при $h = 0.7$ і $E = 10^{50} \text{ ерг}$.

Дослідимо, як буде змінюватись із часом поведінка лоренц-фактора в нульовому секторі для різних глибин та енергій вибуху. На рис. 2 зображено поведінку лоренц-фактора залежно від часу для кількох значень енергії (рис. 2а) і глибини h (рис. 2б).

Так як у секторі з $\theta = 0^\circ$ градієнт густини максимальний, то саме в цьому секторі ударна хвиля першою вийде на поверхню зорі. Чим більший кут, тим більше часу треба ударній хвилі, щоб досягти поверхні. Цей факт зображено на рис. 3.

З плином часу лоренц-фактор речовини в певному секторі змінюється лише до моменту прискорення у вакуум, коли він досягає свого максимального значення, і далі з часом не змінюється. Для кожного сектора досягається своє максимальне значення лоренц-фактора, що наведено на рис. 4.

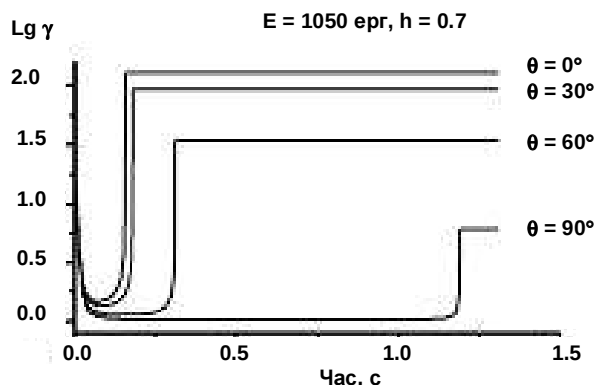


Рис. 1. Залежність лоренц-фактора речовини від часу для різних секторів

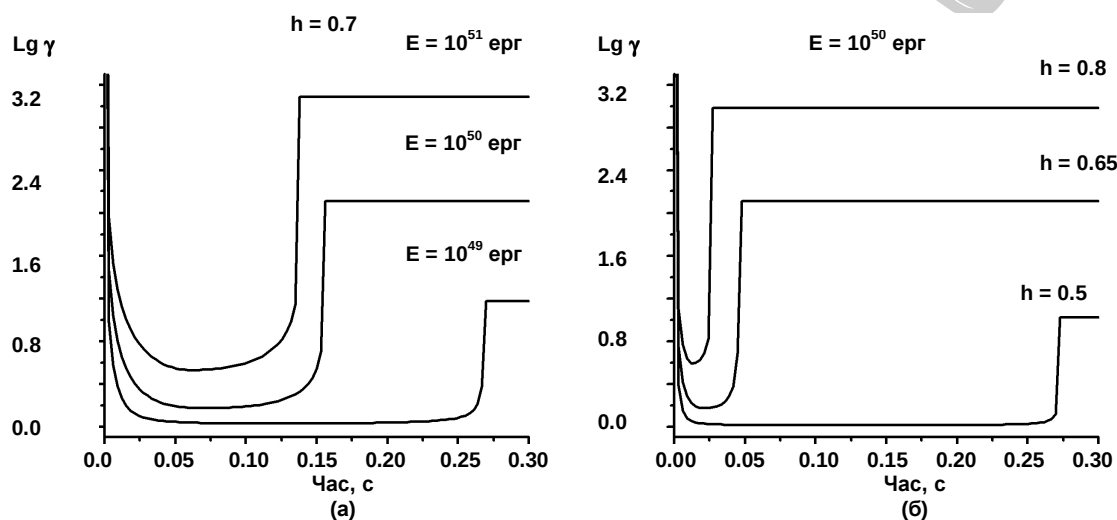


Рис. 2. Залежність лоренц-фактора від часу для нульового сектора

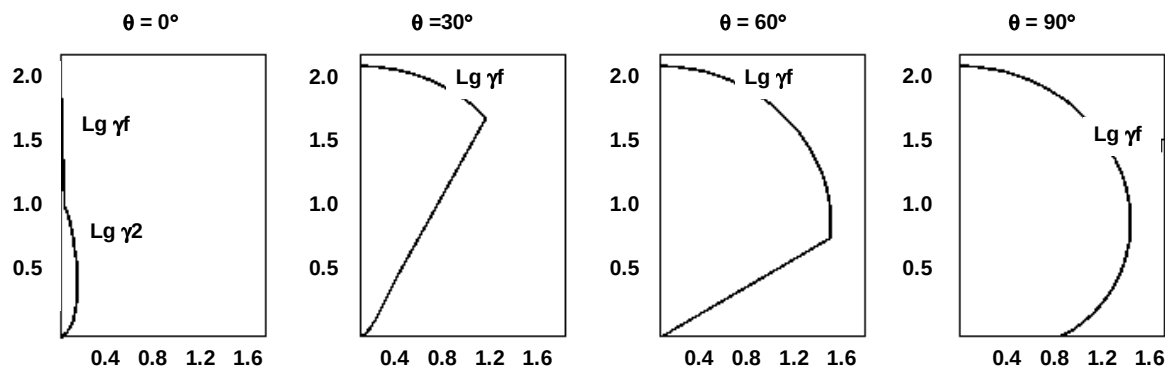
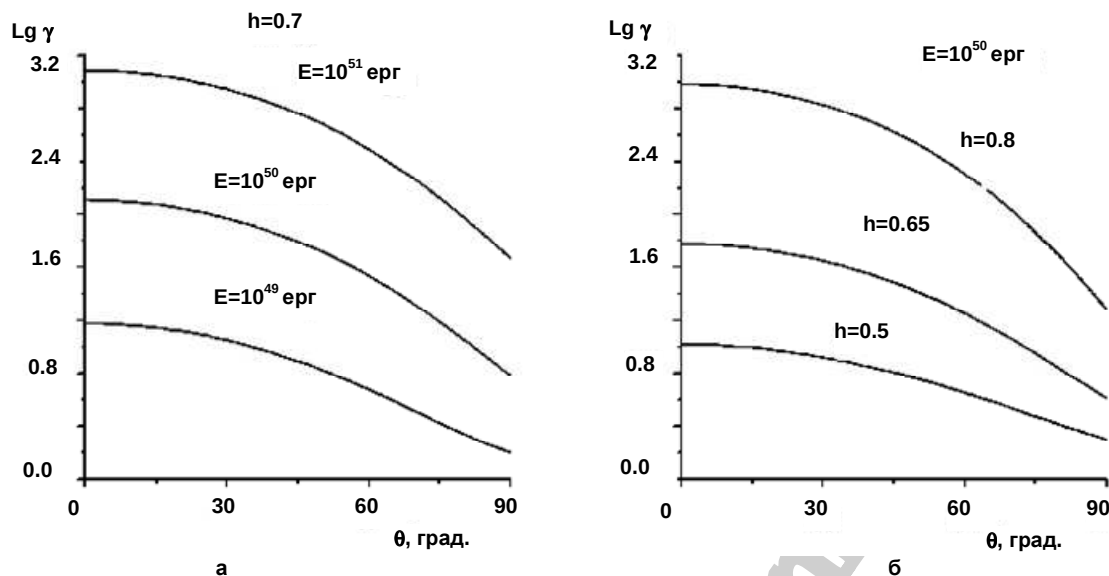


Рис. 3. Профіль лоренц-фактора в момент виходу ударної хвилі на поверхню у напрямку θ для $E = 10^{50}$ ерг, $h = 0.7$

Ефективна генерація гамма-випромінювання релятивістським струменем очікується тоді, коли лоренц-фактор потоку перевищує 100. У нашому випадку такі лоренц-фактори отримуються природно при типових параметрах енерговиділення. У той же час типові кути колімації виявляються значно більшими ніж 3–5 градусів, як передбачає інтерпретація спостережуваних даних. Причиною цього є використання секторного наближення на пізніх стадіях, коли суттєвим є перетікання речовини між секторами, зумовлене проривом оболонки зорі релятивістським потоком у напрямку $\theta = 0^\circ$. Реалістична картина має включати витікання плазми в напрямку $\theta = 0^\circ$ після прориву оболонки й формування струменеподібної течії внаслідок значної різниці тиску всередині релятивістської бульбашки та навколозоряного середовища. Однак така задача вимагає застосування чисельних методів для коректного дослідження подальшої еволюції колімованого потоку.

Висновки. Запропонований механізм колімації релятивістського потоку плазми при виході ударної хвилі на поверхню гіпернової зорі суттєво розширює можливості генерування гамма-спалахів унаслідок спалаху гіпернових зір. Типові лоренц-фактори гідродинамічно колімованого релятивістського струменя виявляються близькими до спостережуваних, що служить додатковим доказом вірогідності запропонованого механізму. Коректний розрахунок степеня колімації потоку вимагає чисельного дослідження гідродинамічної картини витікання релятивістської плазми з гарячої бульбашки в навколозоряне середовище, оскільки секторне наближення при цьому суттєво порушується.

Робота підтримана грантом ДФФД України Ф7/4522001.

Рис. 4. Залежність максимального лоренц-фактора релятивістського струменя від кута θ

1. Гнатик Б.І. Закономерности движения релятивистских ударных волн в неоднородных средах // Письма в Астрон. журн. – 1985. – Т. 11. – С. 785–788.
2. Гнатик Б.І., Петрук О.Л. Новый приближенный аналитический метод расчета точечного взрыва в неоднородном окружении та його застосування до моделювання рентгеновського випромінювання тривимірних залишків наднових зір // Кинематика и физика небес. тел. – 1996. – Т. 12. – № 3. – С. 44–64.
3. Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model // Phys. Rept. – 1999. – Vol. 314. – P. 575–667.
4. Costa E. et al. Discovery of an X-ray afterglow associated with the gamma-ray burst of 28 February 1997 // Nature. – 1997. – Vol. 387. – P. 783–785.
5. Zhang W., Woosley S.E. Relativistic Jets from Collapsars: Gamma-Ray Bursts // astro-ph/0209482.
6. Zhang W., Woosley S.E., Mc Fadyen A.I. Relativistic Jets in Collapsars // Astrophys. J. – 2003. – Vol. 586. – P. 356–371.
7. Woosley S.E., Eastman R.G., Schmidt B.P. Gamma-Ray Bursts and Type Ic Supernova: SN 1998bw // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 516. – P. 788–796.
8. Matheson T. The First Direct Supernova / GRB Connection: GRB 030329/SN 2003dh // astro-ph/0309793
9. Blandford R.D., Mc Kee C.F. Fluid dynamics of relativistic blast waves // Phys. Fluids. – 1976. – Vol. 19. – P. 1130–1138.
10. Berezhinsky V.S., Blasi P., Hnatyk B.I. A new mechanism for gamma-ray bursts in SN type I explosions. 1. Weak magnetic field // Astrophys. J. – 1996. – Vol. 469. – P. 311–319.
11. Tan J.C., Matzner C.D., McKee C.F. Trans-Relativistic Blast Waves in Supernovae as Gamma-Ray Burst Progenitors // Astrophys. J. – 2001. – Vol. 551. – P. 946–972.
12. Weaver T.A. The structure of supernova shock waves // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1976. – Vol. 32. – P. 233–282.

Надійшла до редколегії 10.10.03

УДК 524.7

І.С. Масняк, Б.І. Гнатик, В.І. Жданов

ГРАВІТАЦІЙНЕ ЛІНЗУВАННЯ ПЕТЛЯМИ КОСМІЧНИХ СТРУН

Розглянуто особливості гравітаційного лінзування космічними струнами, детально розглянуто лінзування петлями космічних струн. Як джерела світла розглянуто точкові об'єкти, зорі з рівномірним розподілом яскравості по диску й галактики з гауссієвським розподілом поверхневої яскравості. Основну увагу приділено коливанням блиску, спричиненим таким лінзуванням. Проаналізовано гіпотезу про можливий прояв космічної струни в спостереженнях гравітаційно-лінзової системи Q0957+561 A,B.

We consider signatures of cosmic string gravitational lensing, especially lensing by loops of cosmic strings. Sources of light considered include point objects, stars with a uniform surface brightness distribution and galaxies with Gaussian brightness distribution. The main attention is paid to the oscillations of image brightness caused by such lensing. Particularly, hypothesis about the possible signature of cosmic strings in observations of the gravitational lensing system Q0957+561 A,B is analyzed.

1. Вступ. У сучасній космології загальноприйнято є думка, що в первинній матерії на ранніх етапах еволюції Всесвіту відбувалися фазові переходи. Теорія цих фазових переходів передбачає виникнення різного роду топологічних дефектів, зокрема, космічних струн [1, 2]. Хоча останні вимірювання спектра реліктового випромінювання місією WMAP суттєво обмежують внесок космічних струн, породжених фазовим переходом теорії Великого об'єднання (ТВО), у загальну густину у Всесвіті [3], космічні струни як масштаб ТВО $\eta \approx 10^{25}$ еВ, так і утворені внаслідок пізніших фазових переходів, представляють значний інтерес для пояснення різноманітних астрофізичних явищ [4]. Останнім часом активізувалися дослідження проблем гравітаційного лінзування космічними струнами [5–7], особливо у зв'язку з повідомленням про спостереження об'єкта GSL1 [5].

Так, Колі та ін. [8] повідомили про короточасні синхронні коливання блиску різних зображень квазара в гравітаційно-лінзовій системі Q0957+561 A, B, що можуть бути інтерпретовані як додаткове одночасне лінзування зображень квазара близькою космічною струною. Автори не знайшли інших пояснень цих коливань, що могли б бути пов'язані з апаратними чи спостережними ефектами. Якщо б ці коливання були зумовлені власними коливаннями блиску квазара Q0957+561, вони б не були одночасними, а мали б час відносно затримки системи (417 днів). Якщо прийняти гіпотезу про гравітаційно-лінзове походження коливань, то умова одночасності вимагає, щоб лінзуючий об'єкт знаходився на значно ближчій відстані від нас, ніж лінзова галактика системи. Період цих коливань (~100 днів) та їх величина (кілька відсотків від середньої інтенсивності) робить малоімовірним модель лінзування подвійною

системою зір, оскільки подвійна система мала б знаходитись від нас на неправдоподібно близькій відстані чи мати дуже великі маси компонентів.

У той же час, для петель космічних струн, що відповідають указаним періодам коливань, притаманні великі маси. Однак при побудові кількісної моделі виникає ряд проблем, пов'язаних з існуванням побічних ефектів, оскільки, окрім коливань блиску зображень квазара, струна індукує також коливання блиску інших об'єктів, зокрема, лінзової галактики в цілому та її окремих зір. Тому в роботі розглядаються типові проблеми, що виникають при лінзуванні космічними струнами, і аналізуються характерні особливості такого лінзування.

2. Лінзування петлями космічних струн точкових об'єктів. Гравітаційне лінзування космічними струнами розглядалось, зокрема, у [9]. Задавши параметризацію координат петлі функціями

$$x_1^{str} = f_1(\sigma, t), \quad x_2^{str} = f_2(\sigma, t), \quad x_3^{str} = f_3(\sigma, t),$$

де σ – афінний параметр уздовж струни, t – час, рівняння лінзи можна записати у вигляді

$$y_1 = x_1 - \frac{q}{2\pi} \int_L d\sigma \left[\frac{(1-f_3)^2 - f_3'^2}{1-f_3} \frac{x_1 - f_1}{(x_1 - f_1)^2 + (x_2 - f_2)^2} \right]_{t=t_0+t_1}, \quad (1)$$

$$y_2 = x_2 - \frac{q}{2\pi} \int_L d\sigma \left[\frac{(1-f_3)^2 - f_3'^2}{1-f_3} \frac{x_2 - f_2}{(x_1 - f_1)^2 + (x_2 - f_2)^2} \right]_{t=t_0+t_1}, \quad (2)$$

де t_0 є коренем рівняння $t_0 = f_3(\sigma, t_0)$, а $q = \frac{8\pi G\mu D_l D_s}{c^2 D_s R}$.

У формулах (1)–(2) x – координата променів у площині лінзи (петлі), нормована на характерний масштаб R ; y – координата джерела світла в його площині, нормована на $D_l R/D_s$; D_l , D_s , D_{ls} – відстані від спостерігача до лінзи, до джерела світла та між лінзою й джерелом відповідно; μ – маса одиниці довжини струни; t_1 – момент проходження променя через площину лінзи. Величини σ та f нормовані на R , а t – на R/c , де c – швидкість світла.

Істотною особливістю петель космічних струн є строго періодичний осциляторний характер їх руху відносно центру мас [1]. Тому надалі ми будемо розглядати ці формули для двох граничних випадків: для випадку симетричних коливань колової петлі, які виявляються в осциляціях радіуса петлі (надалі симетрична петля), і для випадку максимально асиметричної петлі у формі сплюсненого кола, осциляції якої зводяться до твердотільного обертання навколо центра мас із постійною кутовою швидкістю (надалі асиметрична петля).

3. Лінзування симетричною петлею. Для симетричної петлі положення задається такими функціями:

$$f_1(\sigma, t) = \cos t \cos \sigma, \quad f_2(\sigma, t) = \cos t \sin \sigma, \quad f_3(\sigma, t) = 0.$$

Рівняння лінзи для такої петлі має вигляд

$$y_1 = \begin{cases} x_1 - q \frac{x_1}{x_1^2 + x_2^2} & \text{якщо } |\vec{x}| > \cos t, \\ x_1 & \text{якщо } |\vec{x}| < \cos t, \end{cases} \quad (3)$$

$$y_2 = \begin{cases} x_2 - q \frac{x_2}{x_1^2 + x_2^2} & \text{якщо } |\vec{x}| > \cos t, \\ x_2 & \text{якщо } |\vec{x}| < \cos t, \end{cases} \quad (4)$$

а підсилення точкового джерела світла дорівнює

$$m = \begin{cases} \frac{1}{1 - \frac{q^2}{(x_1^2 + x_2^2)^2}} & \text{якщо } |\vec{x}| > \cos t, \\ 1 & \text{якщо } |\vec{x}| < \cos t. \end{cases} \quad (5)$$

З цієї формули випливає, що підсилення струною залежить від часу лише завдяки руху її центра (якщо струна не наближається близько до променів, які формують зображення). Якщо ж струна перетинає промені, то блиск майже миттєво зростає на величину блиску нелінзованого джерела (рис. 1). Це пов'язано з появою ще одного зображення. Такі різкі спалахи могли б бути помітні у спостереженнях. При цьому період повторення конфігурації струни дорівнює $\pi R/c$, де R – найбільший радіус петлі.

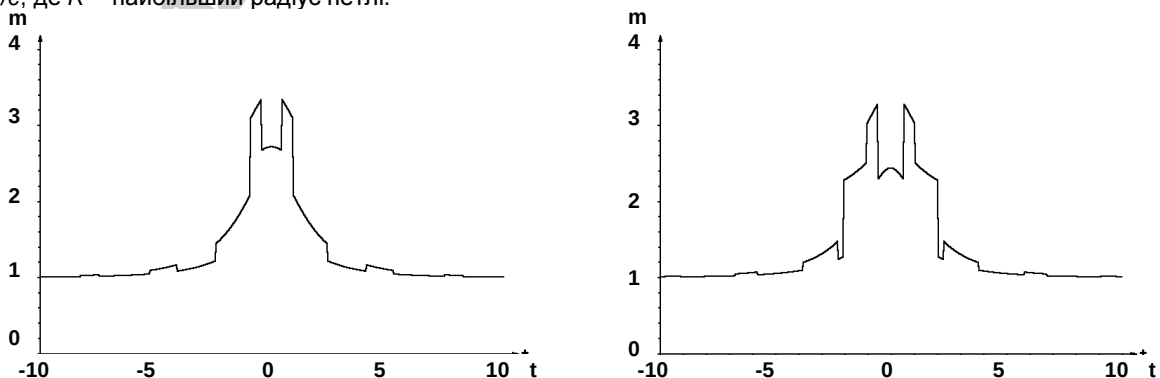


Рис. 1. Криві блиску зорі у випадку найбільшого розширення (зліва) та стиску (справа) струни в момент максимального зближення із зорею при параметрі лінзування $q = 1.3$

4. Лінзування асиметричною петлею. Для згадуваної вище асиметричної петлі, параметризованої таким чином

$$f_1(\sigma, t) = \cos t \sin \sigma, \quad f_2(\sigma, t) = \sin t \sin \sigma, \quad f_3(\sigma, t) = 0,$$

рівняння лінзи в момент $t = 0$ має вигляд

$$y_1 = x_1 - \frac{qx_1}{\sqrt{2x_1^2}} \sqrt{\frac{(1+x_1^2+x_2^2)^2 - 4x_1^2 - 1 + x_1^2 - x_2^2}{(1+x_1^2+x_2^2)^2 - 4x_1^2}}, \quad (6)$$

$$y_2 = x_2 - \frac{qx_2}{\sqrt{2x_2^2}} \sqrt{\frac{(1+x_1^2+x_2^2)^2 - 4x_1^2 + 1 - x_1^2 + x_2^2}{(1+x_1^2+x_2^2)^2 - 4x_1^2}}, \quad (7)$$

а коефіцієнт підсилення

$$m = \frac{1}{\left| 1 - \frac{q^2(x_1^2 + x_2^2)}{((1+x_1^2+x_2^2)^2 - 4x_1^2)^{3/2}} \right|}. \quad (8)$$

Оскільки така петля рівномірно обертається, то підсилення з часом буде змінюватись з періодом $\pi R/c$, де R – половина видимого розміру петлі. Якщо струна знаходиться далеко від променів, то коливання яскравості будуть невеликими. На рис. 2 зображено приклад таких коливань.

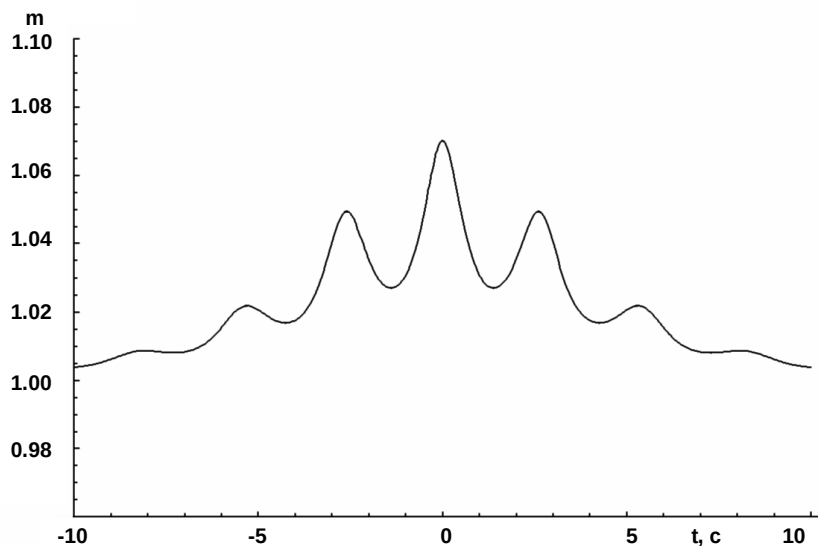


Рис. 2. Коливання видимого блиску точкового джерела, викликані прольотом петлі на прицільній відстані $2R$ при значенні параметра лінзування $q = 1.3$

Якщо промені світла проходять близько до струни, то важливу роль відіграють критична крива (крива в площині лінзи, на якій підсилення дорівнює нескінченності, що визначається формулою $m^{-1} = 0$) і каустика (прообраз критичної кривої в площині джерела світла). На рис. 3 і 4 зображено ці криві для випадку петлі з $\mu = 1.3 \cdot 10^{22}$ г/см і кутовим розміром $2\theta_R = 3''$ (сама така петля викликає 4 % коливання блиску, зображені на рис. 2, які близькі до спостережуваних авторами статті [8]).

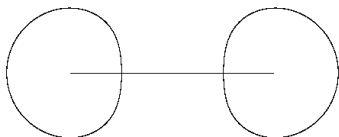


Рис. 3. Критична крива (два кільця) у випадку асиметричної струни, зображеної горизонтальною лінією

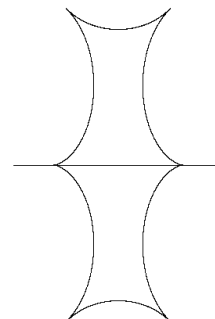


Рис. 4. Каустики (бокові лінії), лінії подвоєння зображень точкових джерел (верхня й нижня лінії) асиметричної струни

При наближенні точкового джерела до каспу каустики коефіцієнт підсилення блиску дорівнює

$$m = \frac{\rho_0(\rho_0^2 - 1)}{\Delta y(1 + 2\rho_0^2)}, \quad (9)$$

де ρ_0 – відстань від центра петлі до образу каспу в площині лінзи, Δy – відстань від джерела до каспу в площині джерела (до каспу підходимо ззовні струни). При вказаних вище параметрах петлі точкове джерело підсилуватиметься в $\frac{0.25}{\Delta y}$ разів. Використовуючи цю формулу, отримаємо, що для зорі радіусом R_s із рівномірним розподілом

яскравості по диску підсилення її зображення дорівнює $\frac{0.97}{R_s}$. Для зір лінзової галактики системи Q0957 [8] отрима-

ємо підсилення $4.6 \cdot 10^{11} \left(\frac{R_{Sun}}{R_s} \right)$ (R_{Sun} – радіус Сонця).

При наближенні зорі до кінця каустики коефіцієнт підсилення

$$m = \sqrt{\frac{(1-\rho_1^2)^3}{2 q \Delta y \sqrt{1-\rho_1^2}(1+2\rho_1^2)}}, \quad (10)$$

де ρ_1 – відстань від центра петлі до образу кінця каустики в площині лінзи, Δy – відстань від зорі до каспу в площині джерела. При вказаних вище параметрах петлі точкове джерело підсилуватиметься в $\frac{0.35}{\sqrt{\Delta y}}$ разів. Розглядаючи відображення $x \rightarrow y$ в околі каспу, отримаємо, що зоря радіусом R_s із рівномірним розподілом по диску підсилюється в $\frac{0.39}{\sqrt{R_s}}$ разів, для системи Q0957 – у $2.7 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{R_{Sun}}{R_s}}$ разів.

Таким чином, при проходженні петлі між нами й галактикою, петля буде викликати спалахи, характерні для мікролінзування. Оскільки струна має строго визначене рівняння руху, то такі спалахи також будуть виникати на строго визначеній траєкторії.

Розглядаючи галактику як поверхню з гауссовим розподілом яскравості, отримаємо її зображення, сформоване асиметричною петлею, як показано на рис. 5.

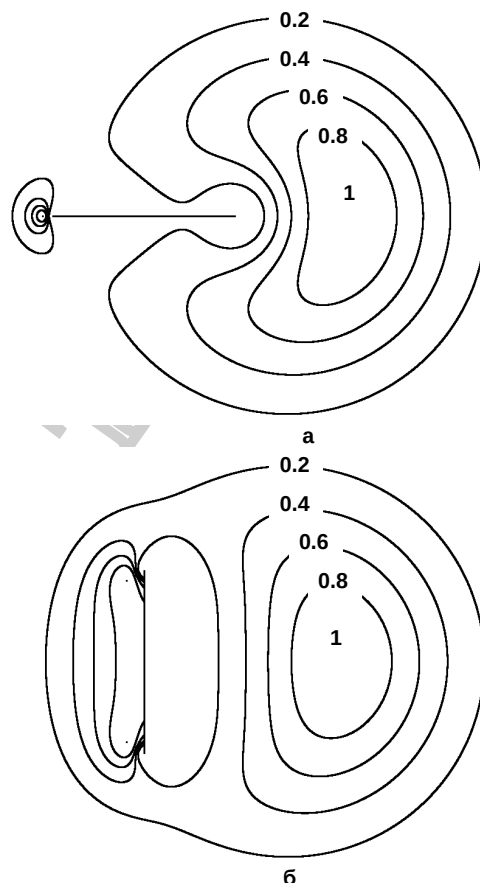


Рис. 5. Зображення галактики з гауссовим розподілом яскравості, лінзованої асиметричною струною (пряма лінія). Контури відповідають лініям однакової поверхневої яскравості в одиницях максимальної яскравості для двох положень струни (а, б)

Максимальне піднесення повної яскравості такої галактики й відносне коливання яскравості, викликане обертанням петлі залежно від відстані до центра петлі, показано на рис. 6. Для лінзової галактики в системі Q0957 амплітуда коливання яскравості становитиме приблизно 20 %, що недостатньо для реєстрації, як недостатніми виявляються й спалахи блиску окремих зір цієї галактики.

5. Висновок. Космічні струни як динамічні об'єкти можуть виявитись гравітаційним лінзуванням, викликаючи зміни яскравості далеких об'єктів. Петлі космічних струн періодично повторюють свою конфігурацію, тому коливання

блиску лінзованих джерел також будуть періодичними. Спостерігаючи такі коливання, можна визначити параметри струн, що несуть інформацію про те, як відбувалися фазові переходи в ранньому Всесвіті.

Наведені вище оцінки для системи Q0957+561 A, B показують, що спостережувані коливання блиску зображень у цій системі, які вказані в статті [8], можуть бути пояснені лінзуванням цих зображень петлею космічної струни, натяг якої дійсно відповідає масштабу ТВО, хоча необхідний розмір петлі та відстань до неї на кілька порядків менші очікуваних для типової ТВО-петлі.

Робота підтримана грантом ДФФД України Ф7/4522001.

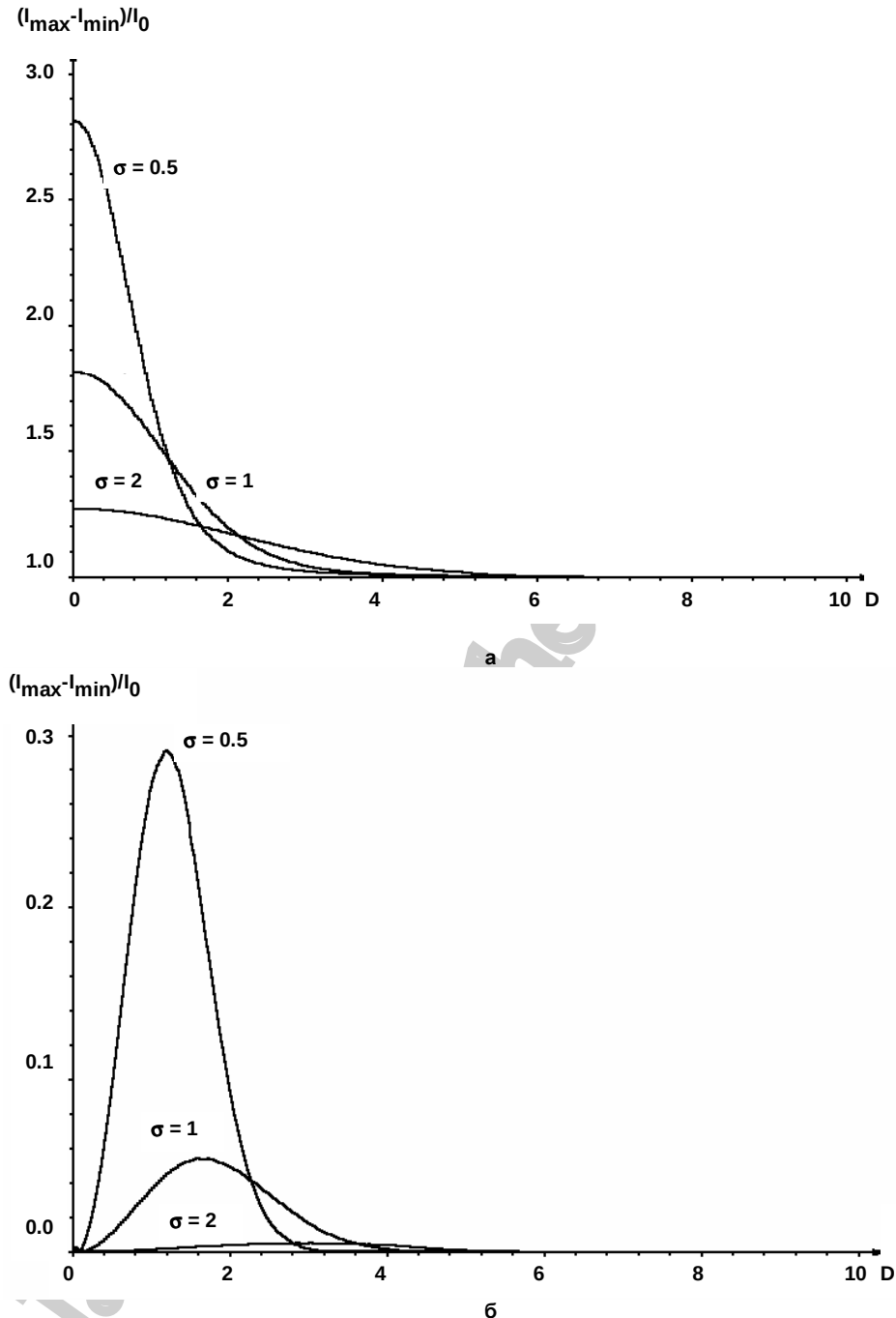


Рис. 6. Залежність максимальної яскравості (а) та відносної амплітуди коливань яскравості (б) галактики від відстані $d = DR$ до центра асиметричної петлі для трьох співвідношень радіуса галактики R_g і радіуса петлі R : $\sigma = R_g/R$

1. Vilenkin A., Shellard E. P. S. Cosmic Strings and other Topological Defects // Cambridge, 1994.
2. Jeannerot R., Rocher J., Sakellariadou M. How generic is cosmic string formation in SUSY GUTs // Phys. Rev. D. – 2003. – Vol. 68. – P. 103514.
3. Avelino P. P., Liddle A. R. Cosmological perturbations and the reionization epoch // astro-ph/0305357 – 2003.
4. Berezhinsky V., Hnatyk B., Vilenkin A. Gamma ray bursts from superconducting cosmic strings // Phys. Rev. D. – 2001. – Vol. 64. – № 4. – P. 043004.
5. Sazhin M., Longo G., Alcalá J.M. et al. CSL1: a chance projection effect or serendipitous discovery of a gravitational lens induced by a cosmic string? // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2003. – Vol. 343. – P. 353.
6. Huterer D., Vachaspati T. Gravitational lensing by cosmic strings in the era of widefield surveys // Phys. Rev. D. – 2003. – Vol. 68. – P. 041301.
7. Shirasaki T., Matsuzaki E., Mizumoto Y. et al. Searching a long cosmic string through the gravitational lensing effect // astro-ph/0305353.
8. Colley W.N., Schild R.E., Abajas C. Around the Clock Observations of the Q0957+561 A, B Gravitationally Lensed Quasar II: Results for the second observing season // Astrophys. J. – 2003. – Vol. 587. – P. 71–79.
9. De Laix A., Vachaspati T. Gravitational lensing by cosmic string loops // Phys. Rev. D. – 1996. – Vol. 54. – P. 4780.

Надійшла до редколегії 13.10.03

УДК 524.7

І.Ю. Ізотова

СПУТНИК IRAS: СПОСТЕРЕЖЕННЯ ГАЛАКТИК РІЗНИХ МОРФОЛОГІЧНИХ ТИПІВ У ДАЛЕКОМУ ІНФРАЧЕРВОНОМУ ДІАПАЗОНІ

Проаналізовано основні результати досліджень галактик різних морфологічних типів та проявів активності, які базуються на даних спостережень IRAS.

Present paper gives review of the main results of galaxy investigations based on IRAS observations.

Вступ. Сучасна астрофізика широко використовує спостережні дані, що були отримані на орбітальних телескопах. Один з таких телескопів було розміщено на супутнику IRAS, запуск якого був спільним проектом Британської ради з науки та інженерних досліджень SERC (British Science and Engineering Research Council), Агентства з аерокосмічних програм Нідерландів NIVR (The Netherlands Agency for Aerospace Programs), Національного агентства США з аеронавтики та космосу NASA (The United States National Aeronautics and Space Administration). NASA надало телескопа та забезпечило необхідне охолодження всього астрономічного устаткування, NIVR відповідало за виведення телескопа на орбіту, SERC – за роботу наземних станцій слідування та центру управління.

Супутник IRAS функціонував упродовж січня – листопада 1983 р. Його було запущено на орбіту, близьку до полярної, з висотою 900 км. При кожному оберті супутник IRAS сканував смугу неба шириною в $1/2^\circ$ на довжинах хвиль 12, 25, 60 і 100 мкм інфрачервоного (далі ІЧ) діапазону. На сусідніх обертах супутника смуги сканування перекривались на $1/4^\circ$. З метою поліпшення статистики проводились повторні спостереження джерел випромінювання.

На супутнику IRAS був змонтований телескоп системи Річчі – Кретьєна з фокусною відстанню 5.5 м та діаметром 0.57 м. Шістьдесят два прямокутних приймача випромінювання в ІЧ-діапазоні були налаштовані таким чином, щоб при скануванні неба супутником будь-яке точкове джерело, що перетинає фокальну площину, обов'язково реєструвалося б принаймні двома детекторами у кожній з чотирьох спектральних смуг. Розміри апертури детекторів були такими: смуга 12 мкм – $4.5' \times 0.76'$; 25 мкм – $4.6' \times 0.76'$; 60 мкм – $4.7' \times 1.5'$; 100 мкм – $5.1' \times 3.0'$.

Результати спостережень IRAS були зведені в каталогах, картах і пакетах програм. Залежно від кутових розмірів та яскравості джерела випромінювання були створені: Каталог точкових джерел IPSC (IRAS Point Source Catalog), що покриває 96 % неба в чотирьох смугах – 12, 25, 60 і 100 мкм при подвійному скануванні і 72 % неба при трьох і більше сканах; Каталог дрібномасштабних структур SSSC (Small Scale Structure Catalog) для джерел розмірами $< 8'$; Огляд слабких джерел FSS (Faint Source Survey); Каталог випадкових джерел SSC (Serendipitous Source Catalog); Атлас спектрів низької роздільної здатності ALRS (Atlas of Low Resolution Spectra).

До IPSC включено 245 тисяч об'єктів. З них 11444 точкових джерела були занесені до IRAS Каталогу позагалактичних джерел (Cataloged galaxies and quasars observed in the IRAS survey). Ототожнення джерел у далекому ІЧ-діапазоні спектра проводилось шляхом порівняння з координатами об'єктів у 12 відомих каталогах. Пошук оптичного аналога для точкового джерела проводився у радіусі 90 або 120 кутових секунд (залежно від каталогу порівняння). Для всіх джерел отримано координати, усереднені за всіма проведеними сканами густини потоків f_ν в Ян ($1 \text{ Ян} = 10^{-23} \text{ ерг с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$) у чотирьох смугах, помилки у визначенні потоків $\delta f_\nu/f_\nu$, дані про якість спостережень тощо. Абсолютне калібрування спостережень IRAS досягає точності 4, 6, 6 і 10 % для 12, 25, 60 і 100 мкм відповідно.

Так як випромінювання космічних об'єктів у інфрачервоному діапазоні спектра внаслідок поглинання атмосферою Землі є недоступним для наземних спостережень (середній ІЧ-діапазон – 12 і 25 мкм – частково, а далекий ІЧ-діапазон (FIR) – 60 і 100 мкм – повністю), то результати спостережень на супутнику IRAS уперше зробили можливим комплексне вивчення випромінювання космічних об'єктів, галактик зокрема, у середньому й далекому ІЧ-діапазонах.

Спостереження галактик у далекому ІЧ-діапазоні спектра надали унікальну можливість зазирнути в глибину областей, що сильно екрановані пилом для оптичного випромінювання, таких, наприклад, як центр Галактики та щільні темні хмари в диску Галактики. Вони є надзвичайно цінними для вивчення процесів формування зір при стисканні щільних хмар газу й пилу та їх подальшої еволюції; дослідження загального розподілу міжзоряної речовини в Галактиці; визначення відносної поширеності та розподілу пилу в інших галактиках.

Випромінювання галактик у далекому ІЧ-діапазоні – це теплове випромінювання пилу, який знаходиться в різних фазах у міжзоряному середовищі. Тому в першому розділі дуже стисло наведено сучасні уявлення про походження, фізико-хімічні властивості, фази (популяції) пилу та їх зв'язок з міжзоряним середовищем.

1. Походження й фізико-хімічні властивості пилових частинок. Частиці космічного пилу відіграють важливу роль у теплових, динамічних і хімічних процесах, що протікають у міжзоряному середовищі. Маючи великі поперечні перерізи поглинання в ультрафіолетовому та оптичному діапазонах спектра, пилові частки істотно впливають на тепловий і динамічний баланс міжзоряного середовища. У протозорях, що стискаються, пил, який випромінює в ІЧ-діапазоні, є основним джерелом тепловідводу, що визначає властивості зір, які утворюються. Пилові частки є каталізатором хімічних реакцій у міжзоряному середовищі. Так, основним механізмом утворення молекулярного водню є хімічні реакції на поверхні пилинок.

Проблема походження й визначення фізико-хімічних властивостей космічного пилу розглядалася в багатьох роботах. Результати оригінальних досліджень зібрані у працях конференцій [1–7], узагальнені у [8–12].

У наш час є загальноприйнятим, що пил перебуває у кількох популяціях (фазах). Кожна популяція є багатокомпонентною, що включає частки з різним хімічним складом і структурою. Оптичні властивості, розміри, форма частинок тощо визначаються як фізичними умовами в момент утворення пилу, так і подальшими змінами цих умов, наприклад, збільшенням інтенсивності ультрафіолетового випромінювання. Розрізняються принаймні чотири основних популяції: пил зоряного вітру (зоряний пил); пил у дифузному міжзоряному середовищі (міжзоряний пил); пил у щільних холодних хмарах (пил молекулярних хмар); пил навколо молодих зоряних об'єктів.

1.1. Джерела виникнення пилу. Одним з основних джерел утворення й виносу пилу в міжзоряне середовище є оболонки, що розширюються, зір, які знаходяться на пізніх стадіях еволюції після головної послідовності. Для цього пилу введено термін *зоряний пил*.

Встановлено, що близько 90 % загальних втрат зоряної маси дають зорі високої світності, особливо AGB і пост-AGB зорі (асимптотичні й постасимптотичні гіганти відповідно). Решта 10 % належить до планетарних туманностей, нових і наднових зір, а також зір Вольфа – Райє [9]. Детальний огляд результатів спостережень і теоретичних робіт із проблем зоряного пилу наведено в працях конференцій [2, 4, 13].

У табл. 1 наведено швидкості інжекції основних компонентів зоряного пилу – силікатів і вуглеців згідно з [9]. Мінералогічний термін *силікати* в астрофізичному контексті означає, що пиловий матеріал включає силікатноокисневі зв'язки. Як впливає з табл.1, наднові – це основний постачальник у міжзоряне середовище елементів, більш важких ніж вуглець, і таким чином, наднові сильно впливають на остаточний баланс тугоплавких часток у міжзоряному середовищі.

Таблиця 1. Швидкості інжекції основних компонентів зоряного пилу

Джерело	Повний внесок ($10^{-6} M_{\odot} \text{ кпк}^{-2} \text{ рік}^{-1}$)	
	силікати	вуглецеві частки
M-гіганти	3	–
C-гіганти	–	2
надгіганти	0.2	–
WR-зорі	–	0.06
планетарні туманності	–	0.04
нові зорі	0.03	0.3
наднові типу Ia	2	0.3
наднові типу II	12	2

Теоретичне моделювання та астрономічна ІЧ-спектроскопія показують, що є два хімічних режими генерування принципово відмінних зоряно-пилових субпопуляцій, що залежать від відношення O/C у навколосзоряному просторі. Для відношення (O/C) ≥ 1 , що спостерігається в зорях M-типу, весь вуглець окислюється до CO, і таким чином, його не залишається для формування твердих часток. Надлишок кисню формує тугоплавкі тверді частки окисного складу, в основному силікати. Для зір із (O/C) < 1 (C-зорі) надлишок вуглецю, не задіяного в утворенні CO, залишається для утворення великого числа органічних молекул, що спостерігаються у вуглецевих зорях ([9]), і для прямої конденсації у вуглецевоподібні пилинки.

Проблема утворення пилинок, тобто переходу молекулярних з'єднань у твердий стан, ще не цілком зрозуміла. Основні принципи формування пилу у вітрі зір пізнього населення розроблені в ряді робіт (див. посилання в [9, 13]). Для кількісного опису режиму утворення ядра-зародка, з якого потім формується пилінка, використовується, в основному, термодинамічне наближення (класична теорія утворення ядра-зародка), а для опису утворення істотно менших частинок – метод хімічної кінетики. Прийнято вважати, що ядро-зародок утворюється при температурах у діапазоні від $T = 1300 \text{ K}$ до $T = 700 \text{ K}$ [2, 13].

Локалізація зони найбільш ефективного формування пилу в зовнішній атмосфері (навколосзоряній оболонці) зорі є предметом дискусії [1]. Обговорюються багатоскладові процеси, що починаються з утворення ядра-зародка тугоплавких елементів у внутрішній частині навколосзоряної оболонки, у той час як основний ріст пилинок із цих ядер-зародків відбувається в більш холодних зовнішніх частинах [9, 13].

Чистий вуглецевий пил варто очікувати лише в зорях з дефіцитом водню. Зорі типу WR (Вольфа – Райє) є важливим типом воднево-дефіцитних зір. Вважається, що великі ІЧ-надлишки в цих зорях утворюються внаслідок конденсації вуглецевих частин у їх сильному зоряному вітрі.

Деякі вуглецеві частинки високої щільності можуть виникати з AGB-зір, у той час як більшість часток з низькою щільністю походить з масивних зір (типу Вольфа – Райє, наднових II-го типу).

Крім пилу, існує ще один тип вуглецевих речовин, що роблять внесок у випромінювання, яке реєструється супутником IRAS, – це поліциклічні ароматичні гідрокарбонати (PAH-молекули, англ. – Polycyclic Aromatic Hydrocarbonates Molecules) [14]. Вони є сполуками, перехідними від молекул до твердих часток. Прийнято вважати, що PAH-молекули сприяють формуванню вуглецевих частинок. Детальніше властивості PAH-молекул розглянуті у працях конференцій [4, 5].

1.2. Фази пилу та їхній зв'язок з міжзоряним середовищем. У міжзоряному середовищі ISM (Inter Stellar Medium) залежно від температури розрізняють три фази пилу: гарячий в областях зореутворення, теплий в областях фотодисоціації й холодний у молекулярних хмарах. Різні типи пилових часток можуть існувати в одній фазі й по-різному реагувати на випромінювання, що їх нагріває. Великі вуглецеві й силікатні пилинки [15] можуть досягати теплової рівноваги в міжзоряному середовищі при $T \sim 20 - 30 \text{ K}$. Відповідно до роботи [16], PAH-молекули, якщо їх піддати нагріванню тим самим випромінюванням, будуть випромінювати в середньому ІЧ-діапазоні через їхню спроможність нагріватися до температур $T \sim 1000 \text{ K}$ при поглинанні окремих УФ-фотонів. Вуглецеві пилинки у тому ж самому полі радіації досягнуть температур $T \sim 100 \text{ K}$ через свої властивості напівпровідності.

1.3. Гарячий пил в областях зореутворення. При розгляді областей зореутворення необхідно враховувати області формування як зір великих мас, так і зір проміжних мас, що також створюють ІЧ-випромінювання, але лише малу частку порівняно з областями HII. Молоді зорі з великими масами в областях зореутворення можуть ефективно нагрівати або навіть руйнувати пилові хмари, що їх оточують. Типова температура $T \sim 80 - 200 \text{ K}$ великих пилинок є цілком достатньою для випромінювання в середньому ІЧ-діапазоні.

ІЧ-спектри областей зореутворення в галактиках дуже схожі на ті, що спостерігаються в пилових туманностях навколо HII-областей Галактики: 150 K континуум, на який накладаються добре відомі емісійні смуги, пов'язані, в основному, з PAH-молекулами в областях зореутворення [17].

Більшість карт галактик, побудованих у середньому ІЧ-діапазоні, показують, що області з ІЧ-емісією корелюють із HII-областями. Морфологія в середньому ІЧ-діапазоні також цілком подібна до морфології в радіоконтинуумі [18], що знову вказує на очевидний зв'язок з поточним зореутворенням.

Масову частку гарячого компонента пилу важко оцінити, тому що це вимагає адекватної моделі пилу. Для високої рівноважної температури T , що досягається пилинками, потрібна мала кількість пилу, щоб забезпечити світність, яка

спостерігається. Мабуть, частка цього компонента, яка досягає порядку $10^{-4} - 10^{-5}$ від повної маси пилу, буде відповідати результатам спостережень.

1.4. Теплий пил в областях фотодисоціації. Цей пиловий компонент найкраще видно на *IRAS*-картах на довжині хвилі $\lambda = 60$ мкм. Піки на цих картах в основному пов'язані з HII-областями або OB-асоціаціями, але є більш протяжними, навіть якщо взяти до уваги низьку просторову роздільну здатність *IRAS*. Такий пил з типовою температурою 30–50 K знаходиться в областях фотодисоціації молекулярного водню навколо зон HII. Імовірно, що зовнішні шари гігантських молекулярних хмар складаються з малих областей фотодисоціації, де теплий пил також може існувати.

У спіральних галактиках тільки масивні зорі можуть привести до формування як значних областей фотодисоціації, так і областей фотоіонізації. Це підтверджується досить тісною кореляцією випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 60$ мкм і в радіодіапазоні.

Масова частка цієї фази може бути оцінена, якщо прийняти, що її випромінювання домінує в смузі 60 мкм. Отримано, що відносна маса теплового пилу становить не більше 10 % повної маси пилу в спіральній галактиці. Однак теплий пил може бути пов'язаним не тільки з областями зореутворення. Спіральні галактики ранніх типів, що були зареєстровані супутником *IRAS*, показують присутність випромінювання теплового пилу біля центрів галактик [19]. Це можна пояснити, якщо припустити наявність пилової хмари біля балджа. У цих областях зоряна густина настільки висока, що видимого світла від зір досить, щоб нагріти пил до необхідних температур. Ця інтерпретація підтверджується [20] картуванням двох спіралей раннього типу з балджами на KAO (Kepler Airborne Observatory). У розглянутих галактиках з великими балджами маса цієї фази може досягати 100 % маси пилу, оскільки немає слідів більш холодного пилу.

1.5. Холодний пил у молекулярних хмарах. У нормальних спіральних галактиках пік випромінювання холодного пилу розміщений у діапазоні довжин хвиль $\lambda > 100$ мкм, що відповідає температурі пилу $T \approx 17 \pm 20$ K, ідентичній тій, яку було отримано за даними *COBE* для Галактики. Просторовий розподіл холодного пилу з температурою $T_d < 20$ K у нашій та інших галактиках чітко корелює з розподілом випромінювання молекул CO [21–25]. Отже, холодний пил знаходиться, головним чином, у внутрішніх частинах молекулярних хмар. У Галактиці холодний пил має форму добре відомих хмар-цирусів. У [21] показано, що випромінювання холодних *IRAS*-цирусів просторово добре корелює з оптично тонким ^{13}CO -випромінюванням найближчих молекулярних хмар.

Важко точно визначити масу цієї фази пилу через її низьку випромінювальну спроможність. Оцінки дають значення 80–95 % від повної маси пилу, і таке відношення пил/газ, що відповідає значенням, одержаним з оцінок екстинкції для Галактики.

1.6. Джерела нагрівання пилу. Зорі є основним джерелом нагрівання пилу в нормальних галактиках. Відомо, що молоді масивні зорі створюють велике число високоенергетичних фотонів, які іонізують газ і відіграють основну роль у нагріванні пилу на часовому масштабі $\sim 10^7$ років, що відповідає часу життя іонізуючих зір. Інші процеси, наприклад, ударні хвилі наднових, можуть нагрівати пил локально, але це, мабуть, незначне явище в глобальному масштабі.

Молоді зорі оточені зонами іонізованого водню, що випромінюють у лінії H_{α} . Тому степінь кореляції H_{α} і *FIR*-світностей галактик показує, наскільки істотним є нагрівання пилу масивними зорями.

У [26–27], виходячи з порівняння поверхневої яскравості найближчих галактик у H_{α} і *FIR*, відстоюється домінуюча роль масивних O- і B-зір у нагріванні пилу в спіральних галактиках. Відношення світностей $L_{\text{FIR}} / L_{\text{H}_{\alpha}}$ (де L_{FIR} – світність у далекому ІЧ-діапазоні, $L_{\text{H}_{\alpha}}$ – світність у лінії H_{α}) у цих галактиках узгоджується як з тим, що очікується з моделі HII-області, яка нагрівається зорями від O5 до B5 класів, так і зі спостереженнями окремих HII-областей у Галактиці.

Однак ці свідчення не зовсім переконливі. По-перше, у моделі прийнято, що світність зір повністю переробляється пилом на ІЧ-випромінювання. а детальні обчислення переносу випромінювання показують, що не більш ніж 20 % випромінювання зір перетворюється пилом на ІЧ-випромінювання в HII-області [28]. Очікуване з моделі відношення $L_{\text{FIR}} / L_{\text{H}_{\alpha}}$ можна одержати тільки у випадку середовища, що повністю поглинає випромінювання зір високої маси. По-друге, дані, що використовуються у випадку HII-областей Галактики, відносяться, в основному, до HII-областей з великою екстинкцією, на противагу до тих, для яких є H_{α} -карта, де ясно видно, що вони – відкриті HII-області. *IRAS*-спостереження останніх добре узгоджуються з уявленням про низьку частку переробки енергії зір на ІЧ-випромінювання, яке прогнозується моделлю Лезавица [28]. Тому наявні дані не свідчать на користь нагрівання пилу винятково масивними зорями: 1) детальний облік переносу випромінювання показує, що випромінювання масивних зір не переробляється повністю на ІЧ-випромінювання; 2) у спіральних галактиках раннього типу (і окремих пізнього) зорі диска випромінюють досить енергії для нагрівання пилу [16, 26]. У [19, 29] показано, що відношення $L_{\text{FIR}} / L_{\text{H}_{\alpha}}$ систематично зменшується здовж послідовності Хаббла, досягаючи значень, що спостерігаються *IRAS* у HII-областях Галактики тільки для пізніх типів. Це пояснюється тим, що тільки в пізніх спіралях ІЧ-випромінювання створюється, в основному, масивними зорями. У галактиках раннього типу не можна нехтувати внеском зір, що не іонізують газ. Таким чином, часовий масштаб, на якому випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні відповідає процесам зореутворення, є більшим, ніж час життя іонізуючих зір, тобто він більше кількох десятків мільйонів років. Відповідно до роботи [30], у якій досліджується зв'язок між випромінюванням на 60 мкм і радіовипромінюванням, часовий масштаб зв'язку ІЧ-випромінювання й зореутворення розширюється до діапазону кількох сотень мільйонів років. Отже, пил є присутнім у всіх фазах міжзоряного середовища галактики, і в галактиках без спалахів зореутворення він, в основному, є холодним з температурою $T \approx 17 - 20$ K; масивні іонізуючі зорі не є єдиними джерелами нагрівання пилу.

2. Властивості галактик різних морфологічних типів і з різними виявами активності у далекому ІЧ-діапазоні. Випромінювання галактик у далекому ІЧ-діапазоні – це теплове випромінювання пилу, що нагрівається різними джерелами енергії, одним з яких, часто головним, є молоді зорі в областях зореутворення [10, 29, 31 – 34].

Інтенсивного зореутворення зазнають галактики різних морфологічних типів – від дуже компактних іррегулярних (неправильних) об'єктів до спіральних галактик. До числа галактик з активним зореутворенням належать так звані ізольовані позагалактичні HII-області з низькою абсолютною світністю ($M_V \geq -17$), малими розмірами (< 1 кпк) і одним або кількома молодими зорямими компактними компонентами. Їх ще називають блакитними компактними карликовими галактиками (БККГ). Типовими представниками БККГ є I Zw 18 і Mrk 36, у яких домінують O-зорі з низьким вмістом важких елементів. Інші галактики з активним зореутворенням – це більш масивні іррегулярні галактики зі старим зоряним населенням, такі як NGC 5253 і NGC 4214, а також ядра зі спалахами зореутворення, у яких молоде зоряне населення розташоване в центральних областях спіральних галактик (напр., Mrk 710).

2.1. Галактики Маркаряна. У 1989 р. було опубліковано каталог Б.Є. Маркаряна та ін. [35]. Видання каталогу завершило багаторічний труд колективу спостерігачів зі створення повного спектрального огляду північного неба на високих галактичних широтах з метою пошуку й вивчення позагалактичних об'єктів з УФ-надлишком, розпочатий Б.Є. Маркаряном у 1969 р. *Перший Бюраканський огляд або галактики Маркаряна* – це загальноприйняті назви огляду. Його продовженням в область більш слабких зоряних величин є *Другий Бюраканський огляд* [36]. Ці каталоги включають галактики з областями HII, що іонізуються масивними зорями (HII галактики, інша назва – галактики з активним зореутворенням) та/або нетепловим випромінюванням ядра (галактики Сейферта). Ознакою активного зореутворення в галактиках Маркаряна є їхній ультрафіолетовий надлишок.

У числі перших дослідників галактик цього типу слід назвати Дж.П. Хухру, чия докторська дисертація [37] узагальнила та суттєво розширила знання з досліджуваного предмету. Хухра одним з перших запропонував моделі галактик з різноманітним історіям зореутворення й початкових функцій мас (ПФМ). Моделі включають ефекти випромінювання газу, іонізованого гарячими зорями галактики. Розглядаються три основних класи моделей. "Старі" галактики є системами з віком більше 10 млрд. років. "Молоді" мають вік порядку 1 млрд. років. "Гібридні" галактики – це "старі" галактики з властивостями звичайних спіральних або еліптичних галактик, на які накладається спалах недавнього зореутворення. У моделях використовується степеневий закон для ПФМ. Порівняння результатів моделювання [37] із вмістом важких елементів, розподілами колір-розмір, внутрішнім почервонінням приводить до висновку, що гібридні галактики щонайкраще відповідають спостережним властивостям галактик.

Властивості галактик Маркаряна та інших галактик з активним зореутворенням (часто позначаються SBG від англ. *Star Burst Galaxies*) у далекому ІЧ-діапазоні обговорюються в роботах [31–33, 38–53].

На думку Мазарелли й Бальзано [38], Перший Бюраканський огляд [35], що включає 1500 об'єктів, є найбільшою систематичною та однорідною вибіркою активних галактик із червоним зміщенням $z \leq 0.1$, повною до $m = 15.2^m$. У своїй роботі вони виділили 115 галактик типу Sy1, 43 – Sy2, 137 – HII галактик і галактик із спалахами зореутворення. Було показано, що відмінності в розподілі L_{60}/L_B для Sy2 і HII галактик, а також галактик Sy1 і Sy2 є статистично значимими на рівні $q = 0.05$, а для Sy1 і HII галактик – статистично незначимими. Зазначено, що ~ 22 % Sy1 і HII галактик мають $L_{60}/L_B < 1$ (де L_{60} – світність галактики на 60 мкм, а L_B – світність у смузі 4350 Å).

У [31, 39] проведено дослідження й порівняння світностей у далекому ІЧ-діапазоні 81 галактики Маркаряна і 56 нормальних спіральних галактик. Отримані функції світності показують, що галактики Маркаряна зі спалахами зореутворення мають помітно більші ІЧ-світності й вищу температуру пилу, ніж галактики порівняння. За винятком 4-х галактик, ІЧ-випромінювання в галактиках вибірки домінує над оптичним випромінюванням. Це, незважаючи на УФ-надлишок галактик в оптичному діапазоні, свідчить про наявність великої кількості пилу. У першому наближенні, властивості зореутворення слабо залежать від повної світності ($L_{FIR} \sim L_{tot}^{1.12}$, де L_{tot} – повна світність галактики). Однак світність галактик у ІЧ-діапазоні краще корелює зі світністю в оптичному діапазоні, ніж із H_α -світністю (коефіцієнти кореляції дорівнюють 0.84 ± 0.06 і 0.77 ± 0.06 відповідно). Це дає авторам підставу припускати, що пил, який випромінює в ІЧ-діапазоні, нагрівається скоріше зорями класу В, ніж О-зорями.

Еспіноза, Руді та Джонс [32, 40] для ряду галактик Сейферта провели пошук кореляції між їхнім випромінюванням в УФ, оптичному, ближньому ІЧ-діапазоні (3.5 мкм) з одного боку, і потоками випромінювання галактик у далекому ІЧ-діапазоні (25, 60, 100 мкм), з іншого. Кореляція або відсутня, або дуже слабка. Це означає, що активне ядро сейфертовських галактик не впливає істотно на випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні. Показано, що світність галактик зі спалахами зореутворення й галактик Сейферта в далекому ІЧ-діапазоні – одного порядку.

Гласс [41], досліджуючи IRAS-дані для вибірки звичайних спіральних галактик, а також HII галактик і сейфертовських галактик Sy1 і Sy2, встановив, що спектральні індекси в діапазоні 1 – 100 мкм майже не залежать від типу галактик. Тільки HII галактики показують значно крутіший нахил, ніж інші. Звідси випливає висновок, що випромінювання в діапазоні 1 – 100 мкм властиве вірогідніше самій галактиці, ніж її ядру. До аналогічного висновку прийшли автори робіт [32, 40].

Крюгель та ін. [42] провели спостереження 14 галактик Маркаряна на $\lambda 1.3$ мм. З використанням даних IRAS вони одержали спектральний індекс α в діапазоні 0.1 – 1.3 мм. Оскільки значення α помітно більше, ніж максимально можливе для синхротронного випромінювання ($\alpha = 2.5$), то спектр галактик у міліметровому діапазоні може бути пояснений тепловим випромінюванням пилу, що пов'язано з утворенням масивних зір.

У роботі [43] обговорюються потоки в далекому ІЧ-діапазоні та оптичні спектри активних галактичних ядер. Для активних галактичних ядер знайдена сильна кореляція відношень потоків у смугах 25, 60 і 100 мкм f_{60}/f_{25} від f_{100}/f_{25} , у той час як у неактивних галактик ця кореляція відсутня. Для інтерпретації ІЧ-потоків авторами запропоновано модель із двома компонентами, що мають різну температуру. Як випливає з моделі, потоки у смугах 12 і 25 мкм відповідають компоненту пилу з температурою $\langle T_1 \rangle = 180$ К, масою $\langle M_1 \rangle = 7 \times 10^3 M_\odot$ і світністю $\langle L_1 \rangle = 8 \times 10^{10} L_\odot$ ($M_\odot$ і $L_\odot$ – відповідно повна маса й світність Сонця). Відповідні значення для більш холодного компонента, що асоціюється з потоками в смугах 60 і 100 мкм: $\langle T_2 \rangle = 40$ К, $\langle M_2 \rangle = 8 \times 10^6 M_\odot$, $\langle L_2 \rangle = 10^{11} L_\odot$. Установлено кореляцію світності в H_α (її отримано за даними з літератури) з L_1 і більш слабку з L_2 .

Казухири [44] проаналізував результати спостережень галактик зі спалахами зореутворення, галактик типу Sy2 і неактивних спіральних галактик у далекому ІЧ-діапазоні. Отримано, що ІЧ-світність галактик зі спалахами зореутворення лежить у діапазоні $(10^{10} \div 10^{12}) L_\odot$, тоді як у неактивних галактик верхня межа становить $\sim 10^{11} L_\odot$. Галактики цих двох класів концентруються в одній вузькій області на діаграмі колір-колір $\alpha(60, 25) - \alpha(100, 60)$ в ІЧ-діапазоні. Ці результати можуть бути пояснені в межах двокомпонентної моделі – з холодним (30 К) і теплим (80 – 90 К) пилом. Галактики з активним зореутворенням і неактивні спіральні галактики мають однакову температуру теплового компонента ($80 < T_w < 90$ К). Єдине розходження, яке виявлено, – це частка внеску холодного й теплового компонентів у повну світність у далекому ІЧ-діапазоні.

Детальне дослідження випромінювання цілісної вибірки галактик Першого Бюраканського огляду (галактик Маркаряна) у далекому ІЧ-діапазоні було проведено в роботах [45–48]. Було розглянуто чотири підвибірки галактик Маркаряна: 1) *IRE*, що включає всі галактики з вузькими емісійними лініями і HII галактики з активним зореутворенням, в яких було зареєстровано випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні спектра ($N = 271$); 2) *IRS* – галактики з активними ядрами (галактики Сейферта), в яких було зареєстровано випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні ($N = 78$); та дві

аналогічні підвибірки 3) ndE ($N = 381$) і 4) ndS ($N = 78$), в яких IRAS не зареєстрував випромінювання. Галактики, що ввійшли до підвибірок IRE і ndE , для стислості названо HII галактиками. У проведених дослідженнях [45–48]:

- Визначено інтегральні характеристики галактик Маркаряна: світність L_B в оптичному та L_{FIR} у далекому ІЧ-діапазонах спектра, інфрачервоний надлишок L_{FIR}/L_B , температура однокомпонентного пилу T_d , температура теплового T_w і гарячого T_h -компонентів двоконпонентного пилу, світність гарячого компонента пилу L_h , монохроматична світність $P_{6.3}$ у радіоконтинуумі на довжині хвилі $\lambda = 6.3$ см. Отримано диференційні функції світності в оптичному, далекому ІЧ- та радіодіапазонах (дві останні з урахуванням як точних значень потоків, так і їх верхніх границь).

- Показано, що галактики Маркаряна мають більшу світність у далекому ІЧ-діапазоні $\langle \lg L_{FIR} \rangle_{IRE} = 43.8 \pm 0.6$ (L_{FIR} в erg s^{-1}), $\langle \lg L_{FIR} \rangle_{IRS} = 44.1 \pm 0.6$; більш високий ІЧ-надлишок $\langle \lg(L_{FIR}/L_B) \rangle_{IRE} = -0.2 \pm 0.3$, $\langle \lg(L_{FIR}/L_B) \rangle_{IRS} = -0.1 \pm 0.4$; більшу температуру пилу в однокомпонентній моделі $\langle T_d \rangle_{IRE} = 36.7 \pm 5.1$ К, $\langle T_d \rangle_{IRS} = 39.9 \pm 5.9$ К, ніж нормальні спіральні галактики у скупченні Діви: $\langle \lg L_{FIR} \rangle_{VIRGO} = 42.6 \pm 0.5$, $\langle \lg(L_{FIR}/L_B) \rangle_{VIRGO} = -0.6 \pm 0.6$, $\langle T_d \rangle_{VIRGO} = 31.9 \pm 3.2$ К. Це свідчить про більшу активність зореутворення в HII галактиках Маркаряна та, можливо, галактиках Сейферта порівняно зі спіральними галактиками Діви.

- Виявлено тісний кореляційний зв'язок між світностями в оптичному й далекому ІЧ-діапазонах для галактик IRE -вибірки. ІЧ-надлишки L_{FIR}/L_B галактик IRE -вибірки зростають при збільшенні світності L_B . Це може бути результатом як більшої швидкості зореутворення, так і більшої екстинкції в яскравих галактиках.

- Для HII галактик (IRE -вибірка) показано існування тісного кореляційного зв'язку між монохроматичною світністю $P_{6.3}$ та іншими інтегральними характеристиками: світністю L_{FIR} , інфрачервоним надлишком L_{FIR}/L_B і світністю L_h . Зроблено висновок, що випромінювання HII галактик у далекому ІЧ-діапазоні та радіоконтинуумі на довжині хвилі $\lambda = 6.3$ см виникає в областях зореутворення.

- Показано, що для галактик IRE -вибірки залежність монохроматичної світності $P_{6.3}$ від світності у далекому ІЧ-діапазоні $P_{6.3} \sim L_{FIR}^{1.12}$ збігається із залежністю, яку встановлено для блакитних компактних карликових галактик Кунтом і Севре [54]. Для HII галактик найбільш імовірно джерело випромінювання в радіоконтинуумі на довжині хвилі 6.3 см – це теплове випромінювання іонізованого газу в областях HII і нетеплове випромінювання залишків наднових зір.

- Показано, що в IRS галактиках зв'язок процесів зореутворення з інтегральними характеристиками випромінювання в оптичному, далекому ІЧ- і радіодіапазонах більш невизначений. Причиною більш слабких кореляційних зв'язків між світностями в різних діапазонах спектра галактик Сейферта є наявність у них активних ядер з нетепловим випромінюванням. Співвідношення теплового-нетеплового компонентів радіовипромінювання в галактиках з IRS - та IRE -вибірок відрізняються. Відсутність статистично значущого тісного кореляційного зв'язку між $P_{6.3}$ і L_{FIR}/L_B для галактик Сейферта пояснюється тим, що активні ядра не впливають суттєво на світність у далекому ІЧ-діапазоні спектра, але світність ядер в оптичному діапазоні можна порівняти з оптичною світністю галактики. Цей висновок відповідає результатам досліджень, що отримані в роботах [32, 40, 41]. У галактиках Сейферта нагрівання гарячого пилу, що випромінює на 12 і 25 мкм, очевидно, здійснюється як молодими гарячими зорями, так і, значною мірою, нетепловим випромінюванням активних ядер, що підтверджує висновок роботи [55].

- Встановлено, що маса атомарного водню M_H і повна (віріальна) маса M_T у галактиках Маркаряна краще корелюють зі світністю в оптичному діапазоні спектра L_B , ніж зі світністю в далекому ІЧ-діапазоні L_{FIR} . Відсутність тісного кореляційного зв'язку M_H і M_T із L_{FIR} та повна відсутність кореляційного зв'язку M_H і M_T з надлишком ІЧ-випромінювання L_{FIR}/L_B показують, що процеси зореутворення в галактиках Маркаряна слабо пов'язані з M_H і M_T . Згодом для галактик із скупчення Діви цей висновок було підтверджено в роботі [56].

У роботах [49–51] проведено дослідження насколядерного зореутворення у SBGs. Згідно з [49], у галактиках з активним зореутворенням NGC 2903, NGC 3351 і NGC 3504 насколядерні HII-області в зонах зореутворення характеризуються масами іонізованого газу $M_{HII} \sim 10^4 - 10^5 M_\odot$ та іонізуючим потоком $\sim 10^{51} - 10^{52}$ фотонів s^{-1} , що є типовим для гігантських HII-областей галактик. Усереднені області розмірами кілька сотень парсек отримано масу молекулярного газу $M_{H2} \approx 10^8 - 10^9 M_\odot$. Навсколядерна область цих трьох галактик характеризується середньою поверхневою густиною молекулярного газу $\langle \Omega(H_2) \rangle = 280 M_\odot \text{pk}^{-2}$ і середнім відношенням $\langle L_{IR}/M_{H2} \rangle = 21 L_\odot/M_\odot$. Найближчі SBGs мають середню поверхневу густину молекулярного газу $\langle \Omega(H_2) \rangle \approx 400 M_\odot \text{pk}^{-2}$ і середнє відношення $\langle L_{IR}/M_{H2} \rangle = 23 L_\odot/M_\odot$. Для порівняння: у нормальних спіральних галактиках і молекулярних хмарах Молочного Шляху $\langle \Omega(H_2) \rangle = 10 - 10^2 M_\odot \text{pk}^{-2}$, активних галактичних ядрах і яскравих IRAS галактиках – $\langle \Omega(H_2) \rangle \sim 2 \times 10^2 - 10^5 M_\odot \text{pk}^{-2}$. Ефективність зореутворення в близьких IRAS галактиках і галактиках зі спалахом зореутворення, якщо її вимірювати відношенням L_{IR}/M_{H2} , не виявляє лінійної кореляції зі зростанням $\Omega(H_2)$. Навпаки, ефективність лежить в інтервалі $10 < L_{IR}/M_{H2} < 100 L_\odot/M_\odot$ і досягає максимального значення, що дорівнює $L_{IR}/M_{H2} = 100 L_\odot/M_\odot$ для $\Omega(H_2) > 10^3 M_\odot \text{pk}^{-2}$. Верхня межа, яку виявлено для відношення L_{IR}/M_{H2} і що не залежить від поверхневої густини молекулярного газу $\Omega(H_2)$, дає авторам роботи [49] підставу припустити, що існує верхня межа частки газу, який конвертується в зорі, що не залежить від густини. Діапазон ефективності зореутворення, що спостерігається в яскравих IRAS галактиках, близьких і Сейфертовських галактиках зі спалахами зореутворення, можна пояснити комбінацією утворення масивних зір у насколядерній області таких галактик з додатковим внеском активних галактичних ядер. При такому сценарії – спалах зореутворення + активне галактичне ядро – більша маса молекулярного газу безпосередньо бере участь у процесі зореутворення, у той час як внесок активного галактичного ядра в загальне випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні становить 10 % – 75 % залежно від галактики. При відношеннях $10 < L_{IR}/M_{H2} < 30 L_\odot/M_\odot$ основний внесок у випромінювання галактик у далекому ІЧ-діапазоні дають тільки насколядерні області зореутворення. Внесок активних галактичних ядер стає домінуючим при значеннях $30 < L_{IR}/M_{H2} < 100 L_\odot/M_\odot$. Прикладом останнього випадку є галактики NGC 1068, NGC 7469 і Mrk 231.

У відносно старих галактиках зі спалахами зореутворення яскраво виражено дефіцит O-зір і, отже, вони не мають сильних емісійних ліній в оптичному діапазоні. Однак у них є досить багато B-зір, що нагрівають пилові частки й генерують сильне випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні. Аналіз даних спостережень IRAS для статистично повної вибірки найближчих 486 галактик із $B_T \leq 12.5^m$, проведений на основі Паломарського огляду (оптичний спектроскопічний огляд ядерних областей) [50–51] виявив, що відносно старі галактики зі спалахами зореутворення становлять близько 30–40 % локального населення. Авторами встановлено, що багато галактик з Паломарського огляду є

такими ж яскравими об'єктами в далекому ІЧ-діапазоні, як і галактики зі спалахами зореутворення з огляду Маркаряна (30 і 50 % галактик з Паломарського огляду й галактик Маркаряна відповідно мають $L_{FIR} \geq 10^{10} L_{\odot}$, середні значення $\langle \lg(L_{FIR}/L_{\odot}) \rangle = 9.6$ і 10.01 відповідно). Отримано такі медіани: $\langle \alpha(25,60) \rangle = -2.34$ і $\langle \alpha(25,60) \rangle = -2.06$; $\langle \alpha(60,100) \rangle = -1.62$ і $\langle \alpha(60,100) \rangle = -1.01$ для галактик з Паломарського огляду й галактик Маркаряна зі спалахами зореутворення відповідно. При близьких значеннях світності в далекому ІЧ-діапазоні галактики Маркаряна й галактики зі спалахами зореутворення з Паломарського огляду мають статистично значимі відмінності кольору в ІЧ-діапазоні. Ці відмінності є виявом різниці у віці спалаху зореутворення (див. модель у [50]).

Випромінювання в далекому й середньому ІЧ-діапазонах є тепловим випромінюванням пилу, нагрітого В- і О-зорями відповідно. У галактиках зі спалахами зореутворення з Паломарського огляду домінують відносно старі зорі ($t \approx 10^7 - 10^8$ років), а О-зір мало. У класичної SBG (Star Burst Galaxy) вік і середня тривалість спалаху дорівнюють $t \approx \tau \approx (1 - 2) \times 10^7$ років. Якщо прийняти, що швидкість зореутворення загасає за експонентою як $\sim \exp(-t/\tau)$, то при тривалості спалаху $\tau \approx 2 \times 10^7$ років значення ІЧ-кольору $\langle \alpha(25,60) \rangle = -2$ і $\langle \alpha(25,60) \rangle = -3$ (у цих межах лежать 90 % галактик зі спалахом зореутворення з Паломарського огляду) можуть бути отримані при віці спалаху $t \approx 1 \times 10^7$ і $t \approx 1 \times 10^8$ років відповідно [49, 50].

У роботі [52] наведено результати досліджень галактик з УФ-континуумом із Другого Бюраканського огляду (SBS): визначено інтегральні параметри галактик; проведено порівняння характеристик галактик, що були й не були зареєстровані IRAS; наведено списки яскравих і ультраяскравих джерел ІЧ-випромінювання; детально розглянуто повну вибірку ($m_B \leq 16.5$) галактик Сейферта й показано, що всі без винятку галактики Сейферта II типу, близько 2/3 галактик Сейферта I типу й близько 50 % галактик Сейферта проміжного типу є джерелами випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні, що були зареєстровані IRAS.

У роботі [53] для 58 галактик наведено результати фотометрії в далекому ІЧ-діапазоні, проведеної на ISOPHOT на борту орбітального супутника ISO (Infrared Space Observatory). Разом зі спостереженнями, що були раніше проведені на IRAS, це дає однорідну вибірку на довжині хвилі $\lambda = 12$ мкм для 90 галактик: 29 галактик типу Sy1, 35 галактик типу Sy2, 12 галактик HII та 14 нормальних галактик для порівняння. Спостережені дані використано для побудови діаграм колір-колір і визначення спектрального розподілу енергії SED (Spectral Energy Distribution). У роботі [53] показано:

- Теплове випромінювання двокомпонентного пилу (холодного компонента з $T \sim 15-30$ К, теплого з $T \sim 50-70$ К і випромінювальною здатністю $\sim \lambda^{-0.5}$) дає найкращу апроксимацію для SED у діапазоні довжин хвиль $\lambda = 60-200$ мкм.

- У діапазоні довжин хвиль 60–200 мкм SED для нормальних і активних галактик схожі. У галактик Sy1 і Sy2 при $\lambda > 100$ мкм SED не розрізняються, хоча згідно з даними IRAS галактики Sy1 мають більш плоский SED при $\lambda < 60$ мкм.

- У галактик несейфертовського типу збільшення світності в ІЧ-діапазоні, що відповідає зростанню швидкості зореутворення, корелює з більш гарячою середньою температурою пилу в діапазоні довжин хвиль 12–200 мкм. Це переміщає максимум випромінювання з області $\lambda \sim 150$ мкм (для найбільш спокійних галактик) в область $\lambda < 60$ мкм (для галактик із сильним зореутворенням).

- Теплове випромінювання двокомпонентного пилу (з холодним і теплим компонентами) задовільно пояснює діаграму кольору [200–100] – [60–25], якщо припустити, що здатність випромінювання пилу $\sim \lambda^{-0.5}$. При цьому в галактик типу Sy1, порівняно з галактиками зі спалахами зореутворення, більший діапазон змін температури (22–70 К), галактики типу Sy2 займають проміжне значення, у той час як галактики зі спалахами зореутворення мають найвищий діапазон змін температури (30–60 К). У нормальних спіральних галактиках з огляду CfA (Center for Astrophysics) спостерігається найхолодніший пиловий компонент (15–18 К).

- Для інтерпретації результатів було використано модель Рован-Робінсона та Крауфорда [57, 58], у якій спектральний розподіл енергії зображено трьома компонентами: випромінюванням диска галактики; складовою від спалаху зореутворення; випромінюванням активного ядра галактики типу Сейферта. Отримано, що навіть у діапазоні довжин хвиль 100–200 мкм спокійне випромінювання диска залишається набагато холоднішим, чим у спалахового компонента. У галактик Сейферта спектральний розподіл енергії в діапазоні 100–200 мкм змінюється від чисто дискового до чисто спалахового з помітним внеском від активного ядра.

2.2. Іррегулярні галактики. Блакитні компактні карликові галактики (БККГ) належать до числа іррегулярних галактик з низькою світністю $M_B \sim -13^m$ до -17^m [59–61], що характеризуються дуже активними процесами зореутворення. Дослідження випромінювання іррегулярних галактик, зокрема БКГ, у далекому ІЧ-діапазоні проводилося в роботах [54, 59–71].

У роботах [55, 60] показано, що у БККГ відношення світності в далекому ІЧ-діапазоні до світності в оптичному діапазоні $L_{FIR}/L_B = 2 \div 15$ ($L_{FIR} = \nu F_{\nu}$ на $\lambda = 60$ мкм, $L_B = \nu F_{\nu}$ на $\lambda = 0.44$ мкм), тоді як у нормальних спіральних галактиках $L_{FIR}/L_B = 0.5 \div 5$. Отримано значення температури пилу $T_d > 40$ К, що свідчить про високу активність зореутворення. Установлено тісну кореляцію між світностями галактики в далекому ІЧ-діапазоні L_{60} ($\lambda = 60$ мкм) і радіоконтинуумом на довжині хвилі $\lambda = 6.3$ см. Спектр радіовипромінювання БККГ більш плоский порівняно з нормальними галактиками, що свідчить про більшу частку теплового випромінювання.

Зореутворення у БККГ відбувається в короточасних спалахах тривалістю близько $10^7 - 10^8$ років [56, 62, 64]. Про коротку тривалість спалахів свідчить велике відношення числа зір Вольфа – Райє до числа О-зір. Одночасно може спостерігатися кілька спалахових вузлів [62]). Згідно з результатами робіт [67, 68], швидкість зореутворення в період спалаху становить кілька сонячних мас на рік. При цьому значна частина галактики з масою $M \sim 10^6 - 10^7 M_{\odot}$ є надгігантською зоною іонізованого водню, оточеною масивною оболонкою з HI ($M_{HI} \approx (0.1-0.5) \times M_{gal} \approx 10^7 - 10^8 M_{\odot}$, де M_{gal} – повна маса галактики) [59].

Як відзначено в роботі [61], у більшості БККГ при спостереженнях у ближньому ІЧ-діапазоні зареєстровано основне зоряне населення, що оточує область зореутворення. Виходить, що спалах, який спостерігається, не є першим в історії галактики. За даними спостережень в УФ-діапазоні, відповідно до роботи [63], в окремих БККГ нараховується кілька спалахів упродовж їхньої еволюції. У списку найбільше вивчених БККГ, наведеному в роботі [54], приблизно половина галактик зареєстрована ІЧ-супутником IRAS. Дослідження окремих БККГ показують, що основне джерело випромінювання цих галактик у далекому ІЧ-діапазоні – це нагрітий пил, температура якого становить $T_d \sim 40-60$ К, що значно вище, ніж температура пилу в нашій Галактиці [69–71]. При цьому виявляється, що відношення ма-

си пилу до маси газу у БККГ у 10^2 – 10^3 разів нижче, ніж значення вмісту важких елементів за оптичними спостереженнями. У роботах [69, 70] така розбіжність пояснюється можливою затримкою в утворенні пилу або тим, що пил має властивості, відмінні від тих, що спостерігаються в нашій Галактиці.

Для БККГ Mrk 1094 Мендес та ін. [66] одержали, що галактика в даний час переживає сильні спалахи зореутворення, розподілені в різних просторово розділених вузлах уздовж центрального бара. Отримано, що повна маса іонізуючих зір з масами в діапазоні $M \sim 10$ – $100 M_\odot$ дорівнює $7.2 \times 10^5 M_\odot$. Це відповідає 3900 зорям типу O5 V у всій галактиці.

2.3. Галактики з великою світністю в ІЧ-діапазоні. Галактики скупчень. Взаємодіючі галактики. У наукових дослідженнях окрема увага приділена вивченню об'єктів з великою світністю ($\lg L_{\text{FIR}}/L_\odot \geq 11.5$, $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$) у далекому ІЧ-діапазоні [72 – 74]. У роботі [74] показано, що близько 60 % таких VLIRGs (Very Luminous IRAS Galaxies) галактик мають спектри, подібні до спектрів активних галактичних ядер (типу Sy1, Sy2). Ця частка зростає до 82 % у підвибірці галактик з надвисокою світністю в далекому ІЧ-діапазоні ($\lg(L_{\text{FIR}}/L_\odot) \geq 12.0$). Такі галактики називають ULIRG (Ultra Luminous IRAS Galaxies). У 56 % галактик вибірки VLIRGs є вияви взаємодії або злиття (відповідно 91 % для підвибірці ULIRG галактик).

У роботі [72] надвисока світність у далекому ІЧ-діапазоні пояснюється молодістю досліджуваних галактик і присутністю 10^5 – 10^6 зір з масою $\sim 100 M_\odot$, що еволюціонують зі швидкою втратою речовини, подібно η Car. Спалахи зореутворення можуть бути викликані (стимульовані) або активністю ядра, або взаємодією з галактикою-супутником.

Показано, що в системі Arp 220 (галактик, що зіштовхуються) ІЧ-надлишок $L_{\text{FIR}}/L_B = 80$ і швидкість зореутворення масивних зір ($M > 3 M_\odot$) може досягати $600 M_\odot \text{ рік}^{-1}$ [33, 75].

Рігополо та ін. [73] подають спектроскопічний огляд у середньому ІЧ-діапазоні для 62 ULIRG-галактик ($L_{\text{IR}}(8\text{--}1000) > 10^{12} L_\odot$, $S_{60} > 1.3 \text{ Ян}$, $z \leq 0.3$). Дані спостережень було отримано з використанням ISOPHOTS на борту космічної обсерваторії ISO. Більшість ULIRG галактик (68 %) – це подвійні системи, і їм усім притаманна складна морфологія. У 17 із 23 систем з подвійними ядрами відстані між ядрами дорівнюють від 4 до 14 кпк, із середнім значенням 6.5 кпк. Наявність хвостів і перемичок у більшості ULIRG галактик свідчить про те, що вони зливаються, і в ~ 50 % галактик цей процес ще не закінчився. Однак в ULIRG не виявлено кореляцій між ступенем злиття галактик, з одного боку, та їх світністю в ІЧ-діапазоні, з другого.

Роботи [72–74] об'єднують висновок про те, що взаємодія є тригерним (спусковим) механізмом для процесу зореутворення й підсилює світність у далекому ІЧ-діапазоні. При цьому запас газу та індивідуальна структура взаємодіючих галактик відіграють визначальну роль в еволюції системи.

Питання про роль і ступінь впливу тригерних механізмів зореутворення ще далеко від свого остаточного вирішення. Теоретичні проблеми фізики галактик і процесу зореутворення всебічно обговорюються в ряді монографій: [76–78]. Відповідно до сучасних уявлень, процес зореутворення починається з фрагментації холодних хмар газу під дією сил гравітації. Оскільки молекулярні хмари утримуються від стиснення чинниками, що їх стабілізують, то зореутворення може початися тільки під впливом тригерних механізмів, до яких належать ударні хвилі, породжені спалахами наднових, іонізаційні фронти, хвилі густини в галактиці, зіткнення хмар і зоряний вітер, взаємодія галактик тощо. Таким чином, особливий інтерес становить дослідження ІЧ-випромінювання взаємодіючих галактик, галактик скупчень [79–85].

У роботі [79] на основі даних випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні досліджуються властивості галактик у 7-и скупченнях. Вибірка галактик на основі оптичних спостережень складається з ІЧ-нормальних галактик із $\langle \lg(L_{\text{FIR}}/L_\odot) \rangle = 9.79$, $\langle \lg(S_{100}/S_{60}) \rangle = 0.42$, $\langle \lg(L_{\text{FIR}}/L_B) \rangle = 0.79$. У жодному із скупчень не спостерігалася величина $\langle \lg(L_{\text{FIR}}/L_\odot) \rangle > 11.0$, типова для галактик поля. Принаймні 20 % галактик поля мають $\langle \lg(L_{\text{FIR}}/L_\odot) \rangle > 11.0$. Якщо не брати до уваги відносний вміст нейтрального газу, то температура пилу не залежить від морфологічного типу, у той час як L_{FIR}/L_B менше для галактик E-S0a порівняно зі спіралями. Отримані результати знаходять своє пояснення в моделях, в межах яких у цілому у випромінюванні галактик-скупчень у далекому ІЧ-діапазоні домінує холодний пил, нагрітий загальним міжзоряним полем випромінювання з істотно меншим внеском від пилу, що нагрівається у процесі зореутворення.

У роботі [82] для 93 галактик визначено вміст CO і проведено порівняння зі світністю в далекому ІЧ-діапазоні. Відношення світностей $L_{\text{FIR}}/L_{\text{CO}}$ визначалося як функція ступеня взаємодії. Установлено, що галактики з приливними хвостами й перемичками мають $L_{\text{FIR}}/L_{\text{CO}}$ в 9 разів вище, ніж ізольовані галактики, причому за рахунок вищої світності L_{FIR} . Світності в ІЧ-діапазоні ізольованих галактик і галактик з компаньйонами, якщо не видно морфологічних слідів взаємодії, майже не розрізняються між собою. Виявлено, що у вибірці [82] спостерігається в 10 разів більше пар, у яких 1 компаньйон (причому більший) випромінює в далекому ІЧ-діапазоні, а інший – ні, відносно до кількості пар, коли обидва компаньйони – IRAS галактики. Мабуть, вплив збурення сильно залежить від геометрії взаємодії.

Телеско та ін. [83] аналізують властивості взаємодіючих пар галактик з каталогу "Arp-Madore Catalogue of Southern Peculiar Galaxies and Associations", зареєстрованих одночасно на 60 і 100 мкм. Тільки для пар галактик, що мають порівнянні розміри, виявлена така тенденція: температура пилу й сила взаємодії виявляються вищими для тих пар, у яких менша відстань між компонентами. Ця тенденція дає підстави припустити, що взаємодія галактик підсилює інтенсивність або ефективність зореутворення.

З метою виявлення впливу оточення галактик на швидкість їхнього зореутворення Хашимото та ін. [84] досліджували вибірку 15749 галактик з огляду *Las Campanas Redshift*. Для кожної галактики були отримані швидкість зореутворення SFR (Star Formation Rate) за даними інтенсивності емісії лінії [OII]; міра галактичної структури, що базується на оцінці концентрації світла галактики до центра, яка використовується для того, щоб розділити вплив зв'язку *морфологія-оточення* на SFR . Навколишнє середовище галактик характеризується як тривимірною локальною густиною галактик, так і членством у групах або скупченнях. Обсяг і однорідність даних дозволили в однаковій формі створити підвибірки для всього діапазону галактичного навколишнього середовища: від воїдів з найменшою густиною до самих багатих скупчень. При порівнянні характеристик зореутворення в галактиках скупчення й поля було виявлено, що галактики в скупченні демонструють *знижену* швидкість зореутворення при тому самому індексі концентрації. Показано, що процеси взаємодії галактика-галактика, мабуть, є відповідальними за переважання спалахів зореутворення в навколишньому середовищі із середньою густиною.

Аллам [81], частково підтверджуючи висновки роботи [85], у своєму дисертаційному дослідженні прийшла до висновків, що відрізняються від отриманих у [79–80, 82–83]. У роботі [81] з метою виявлення посилення зореутворення

у взаємодіючих галактиках досліджувалися 56 компактних груп Хіксона (HCGs, групи з 3-х і більше галактик) і 97 пар галактик Караченцева [86] (KPGs, групи з 2-х галактик). Вибірки галактик порівняння були такими: ізольовані галактики з вибірки Караченцевої [87], активні карликові галактики з вибірки Тронсона й Телеско [68], яскраві IRAS галактик з вибірки Соїфера [88], галактики Сейферта – тобто галактики з різними рівнями зореутворення й активності ядра. У роботі [81] для галактик з компактних груп Хіксона і пар галактик Караченцева не виявлено збільшення відношення $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$ порівняно з вибіркою ізольованих галактик. Статистично значимі відмінності у властивостях у далекому ІЧ-діапазоні для досліджуваних галактик скоріше можна віднести на рахунок різного вмісту пилу й газу та процесу нагрівання пилу в галактиках даних вибірок. Та фаза взаємодії, що спостерігається в компактних групах Хіксона й парах галактик Караченцева, мабуть мало впливає на ефективність зореутворення. Повна світність у далекому ІЧ-діапазоні та пов'язані з нею властивості в компактних групах Хіксона й парах галактик Караченцева нижчі, ніж аналогічні параметри в яскравих IRAS галактиках з вибірки Соїфера й галактиках Сейферта [81].

2.4. Нормальні спіральні галактики. Дослідженню випромінювання нормальних спіральних галактик у далекому ІЧ-діапазоні присвячено роботи [19, 33–34, 56, 75, 89–92]. У роботах [33, 75] обговорюються властивості представницької підвибірки з 108 галактик з "Revised Shapley Ames Catalog" ($B < -13^m$) у далекому ІЧ-діапазоні. У підвибірці немає жодної еліптичної галактики, тільки 25 % лінзоподібних. Отримано, що ІЧ-надлишок $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$ досить високий, і від галактики до галактики він змінюється в межах від 0.1 до 5.0. ІЧ-випромінювання сильно залежить від типу галактики: лінзоподібні галактики випромінюють мало або не випромінюють зовсім; спіральні галактики пізнього типу можуть мати $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}} > 5$. Слабкі в ІЧ-діапазоні галактики є *холодними* (температура за випромінюванням на 60 і 100 мкм становить 25 K), у той час як більш потужні – значно теплішими (температура ~ 50 K). Отримано, що SFR у спіральних галактиках з перемичками вища, ніж у нормальних спіралях. У середньому близько $1 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ міжзоряної речовини конвертується в масивні зорі в типовій спіральній галактиці.

На діаграмі колір-колір [34], побудованій за даними супутника IRAS, для нормальних спіральних галактик знайдена антикореляція між кольором [12–25] ($\lg(f_{\nu}(12)/f_{\nu}(25))$) і кольором [60–100] ($\lg(f_{\nu}(60)/f_{\nu}(100))$). Для пояснення цього факту запропоновано феноменологічну модель, у межах якої випромінювання від галактики подано у вигляді двох компонент: холодного *цирусного* випромінювання від міжзоряного середовища й більш теплого випромінювання від області зореутворення, колір якого залежить від фізичних параметрів цієї області.

Алмозніно й Брош [56] для карликових галактик у скупченні Діви показали, що кольори галактик, в основному, можуть бути пояснені комбінацією двох різних зоряних населень: молодого (вік $(3 \pm 20) \times 10^6$ років), що представляє зорі, які формуються переважно в коротких спалахах зореутворення, і більш старого (вік $(0.1 \pm 1) \times 10^9$ років) населення попередніх зоряних генерацій. Автори [56] не виявили значимої кореляції між властивостями зореутворення в карликових галактиках у скупченні Діви та вмістом водню в них, як це було встановлено в [90]. Очевидно, коли зореутворення відбувається в спалахах, то інші чинники впливають на властивості зореутворення істотноше, ніж кількість атомарного водню.

У роботі [91] на основі аналізу результатів фотометричних, спектральних і HI-спостережень 64 нормальних NGs (Normal Galaxies) галактики й 41 галактика з активним зореутворенням SBGs висунуто припущення, що в галактиках ранніх типів активність зореутворення більше залежить від наявності матеріалу, ніж від наявності тригерного механізму, у той час як у галактиках пізніх типів – від тригерного механізму. Мабуть, характеристики активності зореутворення швидше визначаються локальними властивостями областей зореутворення, ніж глобальними властивостями материнської галактики.

Властивості випромінювання вибірки галактик із CfA-огляду в далекому ІЧ-діапазоні досліджувалися у роботах [19, 92]. Повне число галактик із $m_{\text{Zwicky}} \leq 14.5$ і потоками в ІЧ-діапазоні встановило 1544. Оскільки вибірка будувалася з використанням тільки оптичних критеріїв, то вона не потерпає від селективності добору та є ідеальною для вивчення властивостей нормальних галактик у далекому ІЧ-діапазоні як функцій морфологічного типу. Отримано такі основні результати:

- Зміна кольору галактик у далекому ІЧ-діапазоні вздовж послідовності Хаббла не може бути пояснена тільки зміною ефективності зореутворення SFE (Star Formation Efficiency), визначеною в роботі як $SFE = SFR/M_{\text{gas}}$. Якби SFE була єдиним контролюючим параметром, то було б важко зрозуміти, чому галактики ранніх типів з низькою SFE і Магеланові іррегулярні галактики з високою SFE мають приблизно однакові середні значення кольору [12–25] і [60–100].
- Зміна кольору в далекому ІЧ-діапазоні галактик уздовж послідовності Хаббла може бути пояснена як комбінацією варіацій просторового розподілу й складу пилу, так і SFE . ІЧ-кольори галактик при переході від ES0 до Sbc в основному визначаються просторовим розподілом пилу стосовно зір. Пил в еліптичних галактиках такий же гарячий, як і в Магеланових іррегулярних галактиках тому, що він концентрується в центральних областях ($r \leq 1$ кпк), де густина УФ-енергії найбільша. У галактиках більш пізніх типів ніж E-S0 пил і ISM розподілені в диску, де середні густини енергії нижчі, і це веде до червонішого ІЧ-кольору й нижчої температури пилу. Пил у Sbc галактиках найбільш холодний, оскільки він розподілений у диску, де густина УФ-енергії найменша.
- З переходом від Sbc галактик до Sdm-lm галактик колір в ІЧ-області все більше визначається зростанням ефективності зореутворення, модульованої зміною в складі пилу. Менший вміст важких елементів у Sdm галактик характеризується меншою кількістю дрібних пилових частинок порівняно з великими і зменшенням маси пилу та H_2 відносно маси HI. І навпаки, в еліптичних галактиках з більшим вмістом важких елементів, мабуть, збільшується вміст маленьких частинок відносно до великих.
- Характеристики кольору в далекому ІЧ-діапазоні можуть бути пояснені в межах трикомпонентної моделі пилу (РАН-молекули, частинки проміжних і великих розмірів) у комбінації з потрібним спектральним розподілом енергії джерела, що нагріває пил. Однак компактні еліптичні та іррегулярні галактики дещо відрізняються за своїми ІЧ-властивостями від інших галактик і на послідовності Хаббла формують свій особливий клас.

2.5. Зв'язок випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні з неперервним радіовипромінюванням. Зв'язок випромінювання в радіо- й далекому ІЧ-діапазоні для БККГ досліджувався в роботах [93–95]; для спіральних галактик – у [96–98]; для активних галактик, галактик Маркаряна й Сейферта – у [46, 99–102].

У роботі [93] наведено результати спостережень 45 карликових галактик, в основному типу Im і Sm, на відстані до 10 Мпк, отримані на 100-метровому телескопі Еффельсберга, в радіоконтинуумі на $\lambda = 20$ см (4.75 ГГц). Близько 40 % галактик було зареєстровано з порогом чутливості 0.7–0.9 мЯн. Дві яскраві галактики з цієї вибірки (DDO 52 і

NGC 4299) додатково спостерігалися на частоті 24.5 ГГц. У результаті отримано спектральні індекси для цих галактик: $\langle S_\nu \sim \nu^\alpha \rangle$, $\langle \alpha \rangle = -0.25 \pm 0.24$ і $\langle \alpha \rangle = -0.36 \pm 0.28$ відповідно.

Для дослідження вибірки БККГ у роботі [94] були використані телескопи NRAO-VLA і 100-метровий Еффельсберг. Карти VLA на довжинах хвиль 20 і 6 см були отримані для 11 БККГ. У 23 БККГ було зареєстроване випромінювання на довжинах хвиль 6.3, 2.8, 1.2 см, що забезпечило необхідну інформацію для визначення нахилу радіоконтинуума. В основному спектр більш плоский, ніж у нормальних галактиках. У БККГ отримано $\langle \alpha \rangle = -0.51 \pm 0.18$ з широким розкидом навколо середнього, у той час як у нормальних галактиках $\langle \alpha \rangle = -0.75 \pm 0.05$. Для п'ятих БККГ виявилося можливим визначити частку теплового й нетеплового компонентів. Раніше цього не робилося через дуже маленький діапазон частот, що спостерігалися. Отримано, що нетепловий радіоспектр досить крутий $\langle \alpha_{\text{nth}} \rangle \leq -1.1$, а тепловий компонент домінує при частотах $\nu \geq 1$ ГГц. Такий крутий нетепловий спектр сильно відрізняється від нетеплового спектра, типового для нормальних галактик ($\langle \alpha_{\text{nth}} \rangle = -0.88 \pm 0.06$).

У роботі [94] для БККГ установлений зв'язок між радіоспектральним індексом і оптичною світністю. Чим вище світність, тим крутіший спектр, що пов'язано зі збільшенням внеску нетеплового випромінювання. У БККГ виявлено таке ж відношення світностей радіо/ІЧ, що й у нормальних галактиках.

У роботі [95] проведено дослідження 52 БККГ і галактик з низькою поверхневою яскравістю на довжині хвилі $\lambda = 6.3$ см. Показано, що в середньому у БККГ відношення світності в радіо- до світності в оптичному діапазоні в ~ 10 разів вище, ніж у нормальних спіральних галактиках. Отримано, що в БККГ середні спектри в радіоконтинуумі більш плоскі ($S_\nu \sim \nu^\alpha$) $\langle \alpha \rangle = -0.33 \pm 0.05$, ніж у спіральних галактиках $\langle \alpha \rangle = -0.73 \pm 0.03$, що вказує на нижчу частку нетеплового випромінювання.

Для 25 спіральних галактик Бікей і Хелюу [96, 97] вивчали розподіли випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні на $\lambda = 60$ мкм і радіоконтинуумі на $\lambda = 20$ см. Локальні максимуми теплового випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні й радіовипромінювання (в основному нетеплового) для найближчих галактик ($D < 4$ Мпк) збігаються в межах ≤ 0.4 клк ($H_0 = 50$ км с⁻¹ Мпк⁻¹). Установлено, що відношення Q_{60} світностей ІЧ/радіо є практично постійним для різних галактик, але зменшується від центра до краю галактики. У роботі [97] така поведінка Q_{60} пояснюється за наступних припущень: процес зореутворення забезпечує потрібну кількість фотонів, що нагрівають пил, і релятивістських електронів, що випромінюють у радіодіапазоні у приблизно постійній пропорції $L_{\text{heat}}/L_{\text{cr}}$; газ і магнітні поля тісно пов'язані на масштабі 10–100 пк ($B \propto n^\beta$, де n – густина газу, $1/3 \leq \beta \leq 2/3$). У цьому випадку відношення Q_{60} випромінювання ІЧ/радіо мало залежить від густини міжзоряного середовища і, як наслідок, від напруженості магнітного поля та оптичної товщі.

Кондон та ін. [98] досліджували залежність світностей у далекому ІЧ- і радіо- ($\lambda = 20$ см) діапазонах для двох статистично повних вибірок спіральних та іррегулярних галактик. Були відібрані галактики з яскравістю більше ніж $B_T = 12^m$ і з потоками на $\lambda = 60$ мкм більшими, ніж $S = 5.24$ Ян. Отримана тісна, але не лінійна кореляція. У роботі запропонована двокомпонентна модель випромінювання, що нагріває пил: 1) сильний у радіодіапазоні компонент, асоційований з молодими ($\leq 3 \times 10^7$ років) і масивними ($M \geq 8 M_\odot$) зорями, що закінчують еволюцію як наднові II типу; 2) радіоспокійний компонент, асоційований з більш старими зорями з $M < 8 M_\odot$, частина яких закінчує еволюцію як наднові I типу.

З метою виявлення впливу активності зореутворення на відношення FIR/радіо Лізенфельд та ін. [99] провели аналіз і порівняння взаємодіючих і Маркар'янівських галактик (вбірка зі спалахом зореутворення) і нормальних галактик (контрольна вибірка). Дослідження свідчать на користь таких варіантів ПФМ для галактик зі спалахом зореутворення: або більш високе значення нижньої межі мас ($\sim 3 M_\odot$), або менший нахил функції мас.

Рой та ін. [100] провели спостереження вибірки 149 галактик Сейферта й радіоспокійних квазарів на $\lambda = 13$ см як на 275-кілометровому інтерферометрі, так і на 6-кілометровій антені Australia Telescope. Отримано, що в галактиках Сейферта без компактних радіоядер кореляція між радіовипромінюванням й випромінюванням у далекому ІЧ-діапазоні така ж сама, як і в нормальних спіральних галактиках, хоча і з більшим розкидом. Галактики Сейферта з компактними радіоядрами мають тенденцію бути яскравішими в радіодіапазоні, ніж нормальні спіралі або галактики Сейферта без компактного ядра. Однак кореляція радіовипромінювання й випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні не покращиться істотно, якщо з повного радіовипромінювання виключити радіовипромінювання ядра, яке приходить з області розміром від 20 до 200 пк.

У роботі [101] досліджується зв'язок випромінювання активних галактик у далекому ІЧ- і радіодіапазонах. Запропоновано моделі, що дозволяють обчислити зв'язок випромінювань ІЧ-радіо в процесі спалаху зореутворення, проведено порівняння модельних розрахунків з результатами спостережень двох типів активних галактик: зі спокійним (RQAG) і сильним (RLAG) випромінюванням у радіодіапазоні. Показано, що випромінювання в радіо- й далекому ІЧ-діапазонах великого числа RQAG визначається областями зореутворення, а не активними галактичними ядрами.

У роботах [46, 102] для HII галактик з Першого та блакитних компактних галактик (БКГ) із Другого Бюраканських оглядів виявлено тісні кореляційні зв'язки між світністю в далекому ІЧ-діапазоні спектра L_{FIR} і монохроматичними світностями в радіоконтинуумі $P_{6.3}$ і P_{20} на довжинах хвиль 6.3 см та 20 см (коефіцієнти лінійної кореляції дорівнюють: HII галактики – $\alpha_{6.3} = 0.92 \pm 0.03$, $\alpha_{20} = 0.95 \pm 0.02$; БКГ – $\alpha_{20} = 0.95 \pm 0.02$), які свідчать про те, що випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні спектра та радіоконтинуумі виникає в областях зореутворення.

2.6. Швидкість зореутворення. Шмідт [103] одним з перших проаналізував швидкість зореутворення SFR у галактиках. Він припустив, що в населення I типу швидкість зореутворення є степеневу функцією густини міжзоряного газу ($SFR \sim \rho^n$) і не залежить від часу. Величина n була оцінена з відносного розподілу газу й молодих об'єктів у напрямку, перпендикулярному до галактичної площини. При різних значеннях n були проведені модельні обчислення початкової функції мас, SFR , обміну газом між зорями й міжзоряним середовищем, кількості білих карликів і їхньої функції світності, вмісту гелію. Було отримано, що $n \approx 2$. За оцінками Шмідта, SFR у наш час у 5 разів менше, ніж усереднена за час життя Галактики. Міжзоряний газ, поверхнева густина якого була прийнята рівною $11 M_\odot \text{ пк}^{-2}$, витрачає на утворення зір $1.4 M_\odot \text{ пк}^{-2}$ за 10^9 років, у той час як одержує від зір, що проеволюціонували, тільки $1/3$ цієї величини.

Подальші дослідження [49, 84–85, 99, 102, 104–123] показали, що не існує простого універсального закону, який визначає швидкість зореутворення в галактиках різних морфологічних типів і з різними виявами активності.

Дослідження SFR у спіральних та іррегулярних галактиках проводилося в роботах [99, 102, 104–106, 109–110]. Кеннікат [110] для кількісної оцінки повної швидкості зореутворення в іррегулярних і спіральних галактиках поля ви-

користувався дані про випромінювання в лінії H_{α} . Фотоіонізаційні властивості зоряного населення були змодельовані для різних значень параметрів початкової функції мас. Найкраща відповідність спостережень і моделі отримана для ПФМ Солпітера, тоді як ПФМ Міллера – Скало погано відтворює спостережні властивості галактик пізнього типу. Отримано, що в гігантських Sc галактиках швидкість зореутворення, виправлена за поглинання в лінії H_{α} , досягає значень $20 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ (при $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$). Систематичні помилки у визначенні SFR можуть бути близько $\pm 50 \%$. Знайдено слабкі свідчення на користь сильної кореляції між SFR і середньою густиною газу: якщо $SFR \sim \rho^n$, то n має бути ледве менше 1. Порівняння поточної SFR із запасом газу дає в більшості випадків масштаб часу вичерпання запасу газу в кілька млрд. років. Поповнення запасу газу за рахунок міжгалактичного газу або варіації ПФМ можуть дещо подовжити цей період, але не більше ніж у 2 рази. Схоже, запас газу не може поповнюватися так швидко, як він витрачається в системах галактик пізнього типу. Мабуть, наша епоха характеризується швидкими змінами морфології та інтегральних властивостей дискових галактик.

У роботі Галагера та ін. [109] запропонована проста модель для кількісного аналізу історії зореутворення. При аналізі використовуються параметри, що характеризують швидкість зореутворення в різні епохи: маса галактики, що зосереджена в зорях, дає значення швидкості зореутворення SFR , усередненої за час життя галактики (базується на абсолютному визначенні кількості зір з масами $\sim 0.1 M_{\odot}$, $\sim 2 M_{\odot}$ і $\sim 30 M_{\odot}$); світність в оптичному діапазоні (характеризує період у кілька 10^9 років); кількість фотонів Ly континуума, отримана зі світності в лінії H_{α} (дає інформацію про поточну швидкість зореутворення в шкалі часу $t \leq 10^8$ років). Таким чином, є можливість одержати велику інформацію про еволюційний статус галактики з порівняно простих спостережень.

Згідно з результатами дослідження [109], властивості типових іррегулярних галактик з динамічними масами в діапазоні $10^9 M_{\odot} < M < 10^{10} M_{\odot}$ пояснюються приблизно рівномірною SFR протягом $\sim 10^{10}$ років. Незалежна від часу ПФМ Солпітера є коректним наближенням. Незначна кількість іррегулярних галактик з низькими масами характеризується великомасштабними спалахами зореутворення. Незвичайні умови в цих системах роблять їх імовірними кандидатами в системи з варіаціями ПФМ. Незважаючи на це, спалахи зореутворення – це, швидше за все, короткоперіодичні коливання (шум) на тлі приблизно постійної SFR .

Більшість спіральних та іррегулярних галактик з масами $\geq 10^{10} M_{\odot}$ не можуть бути пояснені в межах рівномірної SFR із фіксованою нормальною ПФМ, у них просто занадто велика маса [109].

Швидкості зореутворення 149 спіральних і неправильних галактик, оцінені за ультрафіолетовими спостереженнями, становлять $0.02 - 5 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ і не суперечать оцінкам за H_{α} -фотометрією.

У роботах Бізязєва [104–105] досліджуються процеси зореутворення. Для оцінки SFR у 34 спіральних галактиках були використані три індикатори зореутворення масивних зір: H_{α} , ІЧ і нетеплове радіовипромінювання. Щоб узгодити SFR , отриману за різними індикаторами, автор приймає нахил α і/або верхню межу мас M_{up} у ПФМ як вільні параметри. Найкраще узгодження цих індикаторів досягається при $M_{\text{up}} = 60 - 100 M_{\odot}$ і $\alpha = -3.1$ у верхньому кінці функції мас ($m > 10 M_{\odot}$). При цьому для $M_{\text{up}} = 100 M_{\odot}$ отримано $\langle \alpha \rangle = -3.1 \pm 0.2$, а для $M_{\text{up}} = 60 M_{\odot}$ $\langle \alpha \rangle = -2.9$. Також було визначено ІЧ-надлишок X_{FIR} – частину ІЧ-випромінювання, що не асоційована з молодими масивними зорями. Виявлено, що X_{FIR} добре корелює з типом спіральних галактик і їхнім кольором ($B - V$): чим червоніше галактика, тим вище надлишок ІЧ-випромінювання, що не пов'язаний із процесом зореутворення, а має циркусну природу.

Докладному обговоренню теоретичних проблем та залежності між інтегральними світностями галактик L_{FIR} і $L_{H_{\alpha}}$ з одного боку, і темпом зореутворення SFR – з іншого, присвячені роботи [106, 118]. Хоча обидві світності тісно пов'язані з кількістю молодих зір, відношення $L_{\text{FIR}}/L_{H_{\alpha}}$ змінюється в широких межах. Для оптичної вибірки дискових (переважно спіральних) галактик воно систематично зростає зі зростанням показника кольору $(B - V)_{\text{TO}}$, що може бути пов'язане зі збільшенням верхньої межі мас зір у найбільш блакитних галактиках. Співвідношення між $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$ і показником кольору $(B - V)_{\text{TO}}$ галактик добре узгоджується з тим, що дає модельна залежність, отримана методом еволюційного моделювання за припущення, що SFR пропорційна L_{FIR} . Найкраще узгодження для ПФМ Солпітера досягається при співвідношенні $SFR = 2.5 \times 10^{10} L_{\text{FIR}}/L_{\odot} (M_{\odot} \text{ рік}^{-1})$. Ефективність зореутворення SFE становить для більшості галактик кілька 10^{-10} років, причому немає помітної відмінності SFE у галактиках ранніх і пізніх морфологічних типів. Відносний вміст газу в галактиках $M_{\text{HI}+\text{H}_2}/L_{\text{B}}$ слабо антикорелює із SFE , однак для багатьох галактик він нижче, ніж очікується у випадку SFE , сталої за часом. Зроблено висновок, що в галактиках у минулому був період швидкої втрати газу, пов'язаний, мабуть, з тим, що не тільки темп, але й ефективність зореутворення на ранньому етапі еволюції галактичних дисків була значно вищою, ніж у даний час.

Цікавий результат отримано в роботі [114] за дослідженням 13 галактик (з медіанним $z = 0.558$) з HDF (Hubble Deep Field), що були зареєстровані обсерваторією ISO . Було проведено моделювання спектрального розподілу енергії SED , і для 11 галактик виявлено чіткий надлишок у середньому ІЧ-діапазоні, який був інтерпретований як випромінювання, пов'язане з пилем при спалаху зореутворення. З 11 галактик 10 – або спіральні, або взаємодіючі пари; 1 – еліптична. Для галактик оцінена швидкість зореутворення $SFR = (8 - 1000) \times \phi M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$, де ϕ – чинник, що враховує невизначеності у ПФМ ($\phi = 1$ для ПФМ Солпітера). Ця формула дає співвідношення $SFR_{\text{ROWAN}} = 0.7 SFR_{\text{THRONSON}}$ [68]. Галактики з HDF , зареєстровані ISO , є яскравими представниками об'єктів зі спалахом зореутворення. Їх SFR сильно перевершує аналогічні значення для нормальних галактик (діапазон змін SFR – від $0.2 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ до $1010 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$; $SFR \geq 500 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ у 4 галактиках з 13; для розрахунків прийнято $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$). Автори називають ці галактики *аналогом галактик зі спалахом зореутворення з IRAS на великих z*.

Світність галактики з активним зореутворенням у дециметровому радіоконтинуумі прямо пропорційна швидкості формування наднових у цій галактиці. Тому Крам та ін. [107], використавши вибірку понад 700 галактик з помірним радіовипромінюванням, підтвердили придатність радіосвітності як індикатора SFR , показавши задовільне узгодження отриманих даних з аналогічними, при розрахунку яких використовувались світності в H_{α} - і далекому ІЧ-діапазонах. Показано також, що існує систематична невідповідність між різними індикаторами швидкості зореутворення.

Остання теза знайшла підтвердження в роботах [102, 111–112]. Було оцінено швидкість поточного зореутворення в галактиках Маркаряна і БКГ із Другого Бюраканського огляду двома незалежними методами: за випромінюванням у далекому ІЧ-діапазоні та в радіоконтинуумі на довжині хвилі $\lambda = 20 \text{ см}$. Останній метод базувався на припущенні, що випромінювання в радіоконтинуумі є виключно тепловим випромінюванням газу, який іонізується масивними зорями (не врахову-

ється нетеплове випромінювання молодих наднових зір та залишків старих наднових зір). Отримано, що розглянуті галактики характеризуються високою швидкістю поточного зореутворення, яка досягає десятків мас Сонця на рік, що вище, ніж у нормальних спіральних галактиках. Такі ж високі швидкості зореутворення було виявлено при спостереженні окремих галактик за програмою *Hubble Deep Field* на супутнику *ISO* [114]. Показано, що медіана відношення швидкостей зореутворення дорівнює $\dot{M}_{20}/\dot{M}_{FIR} = 3.5$ для БКГ із Другого Бюраканського огляду та $\dot{M}_{20}/\dot{M}_{FIR} = 3.3$ для III галактик Маркаряна. Аналіз результатів спостережень галактик в ультрафіолетовому та радіо-діапазонах і припущення, що покладено в основу методів визначення швидкостей зореутворення, дають підстави вважати швидкості зореутворення в галактиці, отримані за її світністю в далекому ІЧ-діапазоні й випромінюванням у радіоконтинуумі на довжині хвилі 20 см, відповідно нижньою й верхньою межами дійсної швидкості зореутворення.

У роботі [119] наведено результати дослідження *SFR* 50 блакитних компактних галактик. Отримані швидкості зореутворення базуються на випромінюванні галактик у радіоконтинуумі на 1.4 ГГц і далекому ІЧ-діапазоні на 60 мкм, і діапазон їх змін сягає від $n \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ до $m \times 10^1 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ (медіана *SFR* = $0.3 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ із фактором невизначеності 3). Однак, у порівнянні з роботами [102, 111–112], отримано узгодження *SFR*, визначених різними методами. При цьому для визначення швидкостей зореутворення в роботах, що порівнюються, прийнято різні формули. У роботі [119] також зроблено висновок про незначну ймовірність кореляції *SFR* і HI, що опосередковано підтверджує один з висновків робіт [45–47].

У роботах [120–122] обговорюються результати *UCM*-огляду (*Universidad Complutense de Madrid*), мета якого – виявлення й аналіз (до червоних зміщень $z \leq 0.045$) галактик зі спалахами зореутворення з використанням H_{α} -лінії як індикатора процесів утворення масивних зір. Отримано, що густина швидкості зореутворення в локальному Всесвіті дорівнює $0.013_{-0.005}^{+0.007} M_{\odot} \text{ рік}^{-1} \text{ Мпк}^{-3}$ у галактиках зі спалахами зореутворення, що характеризуються $EW(H_{\alpha} + [NII]) > 10 \text{ \AA}$ і початковою функцією мас Скало. Це перше визначення такої величини зі спостережень.

Близьку за значенням оцінку нижньої межі густини швидкості зореутворення $0.016 M_{\odot} \text{ рік}^{-1} \text{ Мпк}^{-3}$ у локальному Всесвіті отримано в роботі [123] на основі медіани *SFR* у III галактиках Маркаряна ($z \leq 0.1$) та оцінках їх просторової концентрації.

3. Моделювання випромінювання галактик у далекому ІЧ-діапазоні. Моделювання випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні проводилося в роботах [12, 16, 57–58, 71, 124–131].

У роботах [57, 58] відібрано 209 галактик із впевнено зареєстрованими потоками в чотирьох смугах і проведено моделювання випромінювання галактик у діапазоні 12–100 мкм. Положення галактик на діаграмах кольору задовільно пояснюється в межах моделей, коли ІЧ-випромінювання галактики подано трьома компонентами: 1) холодним (у результаті нагрівання пилу загальним міжзоряним УФ-випромінюванням диска); 2) більш теплим, що відноситься до нагрівання пилу під впливом випромінювання гарячих *OB*-зір у спалаху зореутворення; 3) сейфертовським компонентом з максимумом випромінювання на 25 мкм. Сейфертовський компонент може бути поданий як мініквасар усередині пилової хмари з визначеною оптичною товщиною.

У роботі [128] прийнята суміш пилинки різних, але цілком визначених розмірів; у спалаховому компоненті джерело в центрі має степеневий розподіл енергії з індексом α ($F_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$) або випромінює як чорне тіло з температурою T_s . Також прийнято, що хмара – сферично-симетрична, має розподіл густини відповідно до закону $n(r) \propto r^{-\beta}$ ($\beta = 0; 1$) і температуру пилу на внутрішньому радіусі, рівну $T_1 = 10^3 \text{ K}$. Оптична товща в цих моделях висока ($\tau_{uv} \geq 100$, аж до 500, $A_v \geq 20$).

Такі високі значення оптичної товщі, як відзначають автори, означає, що ніяких оптичних ліній не має спостерігатися, у той час як у галактик з активним зореутворенням спостерігаються лінії, зокрема, Бальмерівської серії. Можливо, це є вказівкою на відсутність сферичної симетрії.

У моделях Мезгера та ін. [125–126] досліджено спектр випромінювання пилу як у дифузійному міжзоряному середовищі, так і в гігантських молекулярних хмарах *GMCS* (Giant Molecular Clouds). Дослідження включало оцінку поглинання пилу в діапазоні випромінювання від *Ly*-континууму до субміліметрового діапазону, а також визначення загального поля міжзоряного випромінювання *ISRF* (Inter Stellar Radiation Field). Було встановлено, що поглинання пилу у всьому діапазоні добре зображується в межах моделі MRN (Mathis, Rumpl, Nordsieck) [127], у якій пил подано у вигляді суміші графітових (Gr) і силікатних (Si) частинок з розподілом за розмірами $f(a) \propto a^{-3.5}$. (Примітка: через Gr автори позначають графіт). Показано, що дифузне випромінювання на $\lambda \geq 20 \text{ мкм}$ може бути пояснено внеском від пилу, нагрітого *O*-зорями до температур $T_{gr} \sim 40 \text{ K}$ і $T_{si} \sim 30 \text{ K}$ (частка внеску 80 %), і пилу, асоційованого з дифузним міжзоряним атомарним газом, нагрітим *ISRF* до температур $T_{gr} \sim 19 \text{ K}$ і $T_{si} \sim 10 \text{ K}$ (частка внеску 20 %). Внесок від пилу, пов'язаного зі спокійними молекулярними хмарами, що не містять джерела нагрівання, таких як *OB*-зорі, у загальне дифузне випромінювання в міліметровому й далекому ІЧ-діапазонах малий ($< 7 \%$). Зазначимо, що результати роботи [127] дуже широко використовуються при моделюванні.

Подальший розвиток моделей, описаних у [125–126], було отримано в роботах [16, 71], де враховувався внесок випромінювання поліциклічних ароматичних гідрокарбонатних (ПАН) молекул. В усіх перерахованих вище моделях холодний компонент пилу моделюється виключно дисковою складовою галактик.

Зупинимось детальніше на результатах робіт [129–131], в яких з використанням кращих набутків попередніх робіт було проведено моделювання випромінювання блакитних компактних карликових галактик (БККГ) – найбільш простих за своєю будовою неправильних галактик – у середньому й далекому ІЧ-діапазонах спектра. Було прийнято, що БККГ складається з материнської галактики та однієї або кількох областей зореутворення. У моделі розглядаються два джерела нагрівання пилу: а) випромінювання гарячих *OB*-зір в областях зореутворення; б) загальне поле міжзоряного випромінювання, що створюється основним зоряним населенням галактики.

При моделюванні прийнято, що в загальному випадку область зореутворення є неоднорідною за густиною газу, а густина газу в материнській галактиці є степеневу функцією радіуса. Прийнято, що пил становить графіто-силікатну суміш з розмірами пилинки у діапазоні $50 \text{ \AA} \leq a \leq 2500 \text{ \AA}$ та розподілом за розмірами згідно із законом $dn_d(a_d) \propto a_d^{-3.5} da$ [71, 127]. Ураховано також внесок у випромінювання на 12 мкм поліциклічних ароматичних гідрокарбонатних (ПАН) молекул, що мають розміри $5 \text{ \AA} \leq a_{\text{ПАН}} \leq 14 \text{ \AA}$ і той самий закон розподілу за розмірами, що й пилинки.

При моделюванні на основі наближеного аналітичного розв'язку рівняння переносу випромінювання розраховано перенос неперервного випромінювання в діапазоні довжин хвиль 900–18000 $\text{\AA}$ в однорідній сферично-симетричній газо-пилової хмарі, що характеризується концентрацією газу n_H і вмістом важких елементів $z = Z/Z_{\odot}$. Центральним

джерелом енергії є скупчення зір з початковою функцією мас $dN(m) \propto m^{-\beta} dm$, границями інтегрування m_L і m_U та повною масою зір M_{tot} .

Для пилинок розміром a_d ефективність поглинання випромінювання на довжині хвилі λ в оптичному й ультрафіолетовому діапазонах спектра та ефективність випромінювання в ІЧ-діапазоні спектра приймалися рівними відповідно $Q_a = \chi_\lambda / (1 + \chi_\lambda)$, де $\chi_\lambda = (2\pi a_d) / \lambda$ і $Q_\lambda = 0.065 a_d \lambda^{-1.7}$ [71].

У БККГ поверхнева яскравість залежно від радіуса може описуватись експоненціальним законом, що властиво дисковим галактикам, або степеневим законом, характерним для еліптичних галактик [61]. При моделюванні було розглянуто випадок саме степеневого розподілу.

Таким чином, у межах моделі при змінних параметрах для БККГ було обчислено показники кольору $\lg(S_{12}/S_{25})$, $\lg(S_{25}/S_{60})$, $\lg(S_{60}/S_{100})$, інфрачервоний надлишок $\lg(L_{FIR}/L_B)$ і світність у далекому ІЧ-діапазоні $L_{FIR}/L_\odot = 3.89 \times 10^5 (2.58 S_{60}(\text{Ян}) + S_{100}(\text{Ян})) \times D^2$, де D – відстань у мегапарсеках. При цьому враховано внесок як області зореутворення, так і материнської галактики з основним зоряним населенням.

Параметрами моделі, що запропонована, є: повна маса молодих зір в області зореутворення M_{tot} ; верхня границя інтегрування m_U і нахил β у ПФМ, які описують область зореутворення; характеристика непрозорості середовища $n_H z$, де n_H – густина газу, $z = Z/Z_\odot$ – вміст важких елементів відносно до сонячного; X – множник, що змінює кількість РАН-молекул відносно до кількості пилинок. Діапазон змін параметрів вибирався таким чином, щоб відповідати даним спостережень: $M_{tot} = 10^5, 10^6, 10^7 M_\odot$, нижня границя маси зір у ПФМ дорівнювала $m_L = 1 M_\odot$, верхня – змінювалась у діапазоні $m_U = 20 - 120 M_\odot$. Варіації m_U дозволяють дослідити вплив еволюції спалаху зореутворення у БККГ на їх властивості в далекому ІЧ-діапазоні. Для обчислень взято ПФМ з $\beta = 2.35$ (ПФМ Солпітера), а також ПФМ із $\beta = 2.0$. Згідно зі спостереженнями, середнє значення n_H в області іонізованого водню у БККГ дорівнює $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$, а вміст важких елементів Z змінюється в широких межах від $1/2 Z_\odot$ до $1/50 Z_\odot$. Оптична товща області зореутворення в УФ- та оптичному діапазонах пропорційна добутку $n_H z$. Для $n_H z$ були вибрані значення $0.02 - 5.0 \text{ cm}^{-3}$, що охоплюють весь діапазон змін n_H і Z у БККГ. Параметр X змінювався в діапазоні від 0.17 до 1.0; останнє значення відповідає кількості РАН-молекул для розподілу молекул за розмірами, який прийнято для пилу і проєкstrapольовано в область розмірів молекул.

У роботах [129–131] отримано розподіл температури пилинок T_d уздовж радіусів області зореутворення й материнської галактики. Показано, що в області зореутворення температура пилинок досягає кількох сотень градусів у центральній частині й зменшується до значень 20–30 К на периферії. Стрімке падіння температури пилу зі збільшенням радіуса області зореутворення дозволяє пояснити малі значення відношення маси пилу до маси газу у БККГ, яке у ~ 100 разів менше за вміст важких елементів, визначений за спектральними дослідженнями. Випромінювальна здатність пилу дуже круто залежить від температури. Тому основний внесок у випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні дають центральні шари області зореутворення з радіусами 200–300 пк, у той час як маса газу визначається за спостереженнями в лінії $\lambda = 21 \text{ cm}$ нейтрального водню для всієї галактики з розмірами $\sim (1-2) \text{ клк}$.

У материнській галактиці значення температури пилу T_d значно нижчі та є типовими для дифузного компонента, що нагрівається загальним полем випромінювання зір. Було побудовано такі моделі (варіювалися величини $n_H z$, M_{tot} , β , m_U та X):

- БККГ складається з однієї або кількох (в окремих випадках – кількох десятків) однорідних за густиною областей зореутворення з однаковими значеннями $n_H z$, M_{tot} , β , m_U та X ;
- БККГ складається з комбінації більш щільної та розрідженої областей зореутворення;
- БККГ складається з кількох (в окремих випадках – кількох десятків) неоднорідних за густиною областей зореутворення;
- БККГ складається з областей зореутворення (попередній варіант) і материнської галактики з основним зоряним населенням, яка має степеневий розподіл поверхневої яскравості, типовий для еліптичних галактик.

Для порівняння результатів моделювання з даними спостережень використовуються три вибірки порівняння: БККГ із робіт [54, 95]; галактики Маркаряна низької світності ($M_B > -18^m$) з каталогу [35]; III галактики з роботи [132].

Аналіз отриманих результатів та порівняння з даними спостережень показали, що:

- для значної частини БККГ із вибірок [54, 95] і галактик Маркаряна низької світності [35] основним джерелом випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні є *теплі* пил, який в областях зореутворення нагрівається випромінюванням гарячих зір до температури $T_d \sim 40-60 \text{ K}$;
- у галактиках з вибірок порівняння [35, 54, 95, 132] кількість РАН-молекул менша, ніж це передбачається екстраполяцією прийнятого закону розподілу пилинок за розмірами. Очевидно, у галактиках з активним зореутворенням РАН-молекули зазнають значного руйнування;

- для значної частини БККГ із вибірок [54, 95] і галактик Маркаряна низької світності [35] дані спостережень у середньому й далекому ІЧ-діапазонах (характеристики кольору $\lg(S_{60}/S_{100})$, $\lg(S_{25}/S_{60})$, $\lg(S_{12}/S_{25})$ та їх співвідношення), а також світність L_{FIR} задовільно пояснюються випромінюванням кількох (в окремих випадках – кількох десятків) неоднорідних областей зореутворення з $n_H z = 1.5 - 0.02 \text{ cm}^{-3}$ і масою $M_{tot} = 10^6 - 10^7 M_\odot$ кожна. При цьому основний внесок у випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні дають області зореутворення. Для пояснення ІЧ-надлишку необхідно враховувати материнську галактику, що впливає, переважно, на випромінювання в оптичному діапазоні;

- для пояснення спостережних характеристик III галактик з вибірки [132], очевидно, більш підходить модель з областями зореутворення й масивним диском з основним зоряним населенням, який нагріває пил до температур $T_d < 20 \text{ K}$.

4. Висновки. Наведений огляд з досліджень випромінювання галактик різних морфологічних типів і з різними виявами активності в далекому ІЧ-діапазоні, що базуються на даних спостережень супутника IRAS, не може претендувати на вичерпну повноту. Однак, у цілому, він віддзеркалює сучасний стан досліджень.

Важливо відзначити, по-перше, величезний інтерес до проблем зореутворення, що виявляється у вивченні випромінювання галактик різних морфологічних типів і виявів активності в далекому ІЧ-діапазоні, що свідчить про актуальність теми. По-друге, треба підкреслити, що проблеми зореутворення – складні й комплексні і, незважаючи на численні дослідження, залишається досить багато суперечливих результатів, не вирішених або не до кінця висвітлених питань. Наприклад, у питанні про вплив глобальних характеристик галактик на їх активність у далекому ІЧ-

діапазоні автори робіт [56, 81], з одного боку, і [90, 103], з іншого боку, притримуються прямо протилежних поглядів. Недостатньо також ще вивчені питання, що стосуються систематичних труднощів, які впливають на визначення швидкості зореутворення *SFR*: вплив пилу (як на випромінювання в лінії, так і на кольори в смугах); урахування зір як малих, так і високих мас; можливі варіації в початковій функції мас, як залежно від типу галактики, так і в часі тощо. Особливу увагу слід звертати на однорідність матеріалу, який використовується. Усе це вказує на важливість подальшого проведення досліджень у даній царині.

1. Carbon in the Galaxy: Studies from Earth to Space / Eds. J.C. Tarter, S. Chang, D.J. DeFees. – NASA CP 3061. – 1990.
2. Dust in the Universe / Eds. M.E. Bailey, D.A. Williams. – Cambridge, 1988.
3. Galactic and Extragalactic Star Formation / Eds. R.E. Pudritz, M. Fich. – Dordrecht, 1988.
4. Interstellar Dust // Proc. IAU Sym. 135 / Eds. L.J. Allamandola, A.G.G.M. Tielens. – Dordrecht, 1989.
5. Molecules and Grains in Space // Proc. AIP Conf. 312 / Ed. I. Nenner. – New-York, 1994.
6. Structure and Dynamics of the ISM / Eds. G. Tenorio-Tagle, M. Moles, J. Melnick. – Berlin, 1989.
7. The Infrared Cirrus and Diffuse Interstellar Clouds / Eds. R. Cutri, W.B. Latter. – San Francisco: ASP Conf. Ser. 58, 1994.
8. Evans A. The Dusty Universe. – Chichester, 1994.
9. Dorschner J., Henning T. Dust metamorphosis in the galaxy // Astron. and Astrophys. Rev. – 1995. – № 6. – P. 271–333.
10. Sauvage M. Far-infrared emission in galaxies: Origin and interpretation // Proc. 11th IAP Astrophys. Meeting "The interplay between massive star formation, the ISM and galaxy evolution". – Paris, 1995. – P. 143–148.
11. Andreani P., Franceschini A. 1.25 mm Observations of a Complete Sample of IRAS Galaxies: (II) Dust Properties // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1996. – Vol. 283. – P. 85–100.
12. Gordon K.D., Calzetti D., Witt A.N. Dust in starburst galaxies // Astrophys. J. – 1997. – Vol. 487. – P. 625–641.
13. Molecules in the Stellar Environment / Ed. U.G. Jorgensen. – Berlin, 1994.
14. Puget J.L., Leger A., Boulanger F. Contribution of large polycyclic aromatic molecules to the infrared emission of the interstellar medium // Astron. and Astrophys. – 1985. – Vol. 142. – № 2. – P. 19–22.
15. Draine B.T., Lee H.M. Optical properties of interstellar graphite and silicate grains // Astrophys. J. – 1984. – Vol. 285. – P. 89 – 108.
16. Désert F.X., Boulanger F., Puget J.L. Interstellar dust models for extinction and emission // Astron. and Astrophys. – 1990. – Vol. 237. – P. 215 – 236.
17. Tielens A.G.G.M., Meixner M.M., Van der Werf P.P. et al. Anatomy of the Photodissociation region in the Orion Bar // Science. – 1993. – Vol. 262. – P. 86 – 89.
18. Keto E., Ball R., Arens J. et al. Subarcsecond mid-infrared imaging of the nuclei of the infrared bright galaxies NGC 1614 and NGC 7469 // Astrophys. J. – 1992. – Vol. 389. – P. 223 – 226.
19. Sauvage M., Thuan T.X. The far infrared properties of the CfA galaxy sample. II. Gas, Dust, and star formation along the Hubble sequence // Astrophys. J. – 1994. – Vol. 429. – P. 153 – 171.
20. Smith B.J., Harvey P.M., Colome C. et al. Far-infrared emission from the bulges of early-type spirals: KAO observations of the NGC 4736 (M94) and NGC 3627 (M66) // Astrophys. J. – 1994. – Vol. 425. – P. 91–102.
21. Abergel A., Boulanger F., Mizuno A. et al. Comparative analysis of the far-infrared and (13) CO (J = 0–1) emissions of the Taurus complex // Astrophys. J. – 1994. – Vol. 423. – P. L59–L62.
22. Chini R., Krügel E. Dust in spirals // Astron. and Astrophys. – 1993. – Vol. 279. – P. 385–392.
23. Franceschini A., Andreani P. Millimeter observations of a complete sample of IRAS galaxies: Dust emission and absorption in spirals // Astrophys. J. – 1995. – Vol. 440. – P. L5–L8.
24. Guélin M., Zylka R., Mezger P.G. et al. 1.3 mm emission in the disk of NGC 891: Evidence of cold dust // Astron. and Astrophys. – 1993. – Vol. 279. – P. L37–L40.
25. Zhang X., Wright M., Alexander P. High-resolution CO and HI Observations in the Interacting Galaxy NGC 3627 // Astrophys. J. – 1993. – Vol. 418. – P. 100–112.
26. Devereux N.A., Jacoby G., Ciardullo R. H_α and Far-Infrared Emission Within the Early Type Spiral Galaxy M81 // Astron. J. – 1995. – Vol. 110. – P. 1115–1128.
27. Devereux N.A., Price R., Wells L.A. et al. Two views of the Andromeda galaxy: H_α and farinfrared // Astron. J. – 1994. – Vol. 108. – P. 1667–1673.
28. Leisawitz D. A model for the infrared emission from the OB star cluster environment // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1991. – Vol. 77. – P. 451–471.
29. Sauvage M., Thuan T.X. On the use of far-infrared luminosity as a star formation indicator in galaxies // Astrophys. J. – 1992. – Vol. 396. – P. L69–L73.
30. Marsh K.A., Helou G. The spatial variation of the infrared-to-radio ratio in spiral galaxies // Astrophys. J. – 1995. – Vol. 445. – P. 599–606.
31. Deutsch L.K., Willner S.P. Far-infrared luminosities of Markarian starburst galaxies // Astrophys. Lett. – 1986. – Vol. 306, № 1. – P. L11–L15.
32. Espinosa J. M. R., Rudy R. J., Jones B. Star formation in Seyfert galaxies // Astrophys. J. – 1987. – Vol. 312. – № 2. – P. 555–565.
33. De Jong T. The starburst phenomenon // Proc. Symp. on "Birth and Evolution of Massive Stars and Stellar Groups. 1984 honour Adrian Blaauw Occasion 70th birthday". – Dwingeloo, 1985. – P. 285–289.
34. Helou G. The IRAS colors of normal galaxies // Astrophys. J. – 1986. – Vol. 311. – № 2. – P. L33–L36.
35. Маркарян Б.Е., Липовецкий В.А., Степанян Дж.А. и др. Первый Бюраканский обзор. Каталог галактик с УФ-континуумом // Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР. – 1989. – Вып. 62.
36. Маркарян Б.Е., Липовецкий В.А., Степанян Дж.А. Второй Бюраканский спектральный обзор неба. I. Квазары и объекты Сейферта // Астрофизика. – 1983. – Т. 19. – С. 29–43.
37. Huchra J.P. The nature of Markarian galaxies and studies of star formation in blue galaxies: Thesis for the Degree of Doctor of Philosophy. – California Institute of Technology. Pasadena, USA, 1977.
38. Mazzarella J.M., Balzano V.A. A catalog of Markarian galaxies // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1986. – Vol. 62. – № 4. – P. 751–819.
39. Deutsch L.K., Willner S.P. Far-infrared luminosities of Markarian starburst galaxies. II. Individual galaxies // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1987. – Vol. 63. – P. 803–807.
40. Espinosa J. M. R., Rudy R. J., Jones B. Extended nonnuclear infrared emission from Seyfert galaxies // Astrophys. J. – 1986. – Vol. 309. – P. 76–79.
41. Glass I.S. Seyfert galaxies in the IRAS survey and JHK photometry // Proc. First IRAS Conf. on "Light on Dark Matter". – Noordwijk (the Netherlands). – 1986. – P. 487–488.
42. Krügel E., Chini R., Kreysa E. et al. Millimeter observations of Markarian galaxies // Astron. Astrophys. – 1988. – Vol. 190. – № 1–2. – P. 47–51.
43. Loose H., Fricke K.J., Kollatschny W. FIR-fluxes of Seyfert galaxies // Mitt. Astron. Ges. – 1987. – № 70. – P. 431–437.
44. Sekiguchi Kazuhira. IRAS observations of starburst and nonactive spiral galaxies // Astrophys. J. – 1987. – Vol. 316. – № 1. – P. 145 – 152.
45. Изотов Ю.И., Изотова И.Ю. Исследование дальнего инфракрасного излучения галактик Маркаряна. I. Сравнение характеристик галактик в оптическом и ИК-диапазонах // Астрофизика. – 1989. – Т. 30. – Вып. 1. – С. 34 – 47.
46. Изотов Ю.И., Изотова И.Ю. Исследование дальнего инфракрасного излучения галактик Маркаряна. II. Сравнение характеристик галактик в радио-, оптическом и ИК-диапазонах // Астрофизика. – 1989. – Т. 30. – Вып. 2. – С. 312–323.
47. Izotov Yu.I., Izotova I.Yu. Statistical study of the Markarian galaxies in visible, far-infrared and radio ranges: Preprint / Academy of Sciences of the Ukrainian SSR. Institute for Theoretical Physics; ITP – 88 – 109E. – Kiev, 1988.
48. Изотова И.Ю., Парновский С.Л. Интегральный розподіл видимих зоряних величин галактик Маркаряна // Вісн. Київ. ун-ту. Сер.: Астрон. – 2000. – Вып. 36. – С. 14–19.
49. Planesas P., Colina L., Perez-Olea D. Circumnuclear molecular gas and star formation in starburst galaxies // Astron. Astrophys. – 1997. – Vol. 325. – P. L81–L97.
50. Mourì H., Taniguchi Y. Origin of far-infrared emission in Seyfert and starburst galaxies // Astrophys. J. – 1992. – Vol. 386. – № 1. – P. 68–82.
51. Mourì H., Taniguchi Y. Numerous old starburst galaxies in the local Universe // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 545. – P. L103–L106.
52. Айвазян В.Т. Галактики с УФ-континуумом SBS обзора, являющиеся IRAS источниками: Препринт // Спец. астрофиз. обсерв. РАН, № 165. – Нижний Архыз, 2002.
53. Spinoglio L., Andreani P., Malkan M. The far-infrared energy distribution of Seyfert and starburst galaxies in the Local Universe: ISO photometry of the 12 μ m active galaxy sample // astroph/0202331 v1, 18 Feb 2002.
54. Kunth D., Sevre F. IRAS observations of the blue compact emission line galaxies: Preprint / Paris Institut d'Astrophysique, № 114. – 1985.
55. De Grijs M.H.K., Miley G.K., Lub J. et al. Infrared Seyferts: a new population of active galaxies? // Nature. – 1985. – Vol. 314. – № 6008. – P. 240–242.
56. Almozaino E., Brosch N. Late-type dwarf galaxies in the Virgo cluster: II. Star formation properties // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1998. – Vol. 298. – P. 931–944.

57. Crawford J., Rowan-Robinson M. Models for IRAS observations of galactic HII regions // Proc. First IRAS Conf. on "Light on Dark Matter". – Noordwijk (the Netherlands). – Dordrecht, 1986. – P. 303–304.
58. Rowan-Robinson M., Crawford J. Models for IRAS galaxies // Proc. First IRAS Conf. on "Light on Dark Matter". – Noordwijk (the Netherlands). – Dordrecht, 1986. – P. 421–424.
59. Kunth D., Sargent W.L.W. Spectrophotometry of 12 metal-poor galaxies: implications for the primordial helium abundance // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 273. – P. 81–98.
60. Kunth D. Dwarf galaxies: Preprint / Paris Institut d'Astrophysique, № 250. – 1988.
61. Kunth D., Maurogordato S., Vigroux L. CCD observations of the blue compact dwarf galaxies: a mixed bag of morphological types // *Astron. Astrophys.* – 1988. – Vol. 204. – № 1/2. – P. 10–20.
62. Davies R.I., Sugai H., Ward M.J. Star-forming regions in blue compact dwarf galaxies // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1998. – Vol. 295. – P. 43–54.
63. Fanelli M.N., O'Connell R.W., Thuan T.X. Spectral synthesis in the ultraviolet. II. Stellar populations and star formation in blue compact galaxies // *Astrophys. J.* – 1988. – Vol. 334. – № 2. – P. 665–687.
64. Hoffman G.L., Helou G., Salpeter E.E. et al. Blue compact dwarf galaxies in the Virgo cluster: HI and IRAS data and upper limits on proto-dwarf galaxies // *Astrophys. J.* – 1989. – Vol. 339. – № 2. – P. 812–835.
65. Hunter D.A., Gallagher J.S. III. Stellar populations and star formation in irregular galaxies // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* – 1986. – Vol. 98. – P. 5–28.
66. Mendez D.I., Cairos L.M., Esteban C. et al. Imaging and spectrophotometry of Markarian 1094: implication for the recent star formation // *Astron. J.* – 1999. – Vol. 117. – P. 1688–1699.
67. O'Connell R.W., Thuan T.X., Goldstein S.J. Star formation in II Zw 70 // *Astrophys. J.* – 1978. – Vol. 226. – № 1. – P. L11–L15.
68. Thronson H.A., Telesco C.M. Star Formation in Active Dwarf Galaxies // *Astrophys. J.* – 1986. – Vol. 311. – № 1. – P. 98–112.
69. Gondhalekar P.M., Morgan D.H., Dopita M. et al. The nature of blue compact galaxies // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1984. – Vol. 209. – № 1. – P. 59–67.
70. Klein U., Heidmann J., Wielebinski R. et al. Far-infrared emission from clumpy irregular galaxies // *Astron. and Astrophys.* – 1986. – Vol. 154. – № 1/2. – P. 373–375.
71. Xu C., De Zotti G. A model for far-IR emission of non-Seyfert Markarian galaxies // *Astron. and Astrophys.* – 1989. – Vol. 225. – P. 12–26.
72. Burbridge G. The very high-luminosity infrared galaxies: are they very young? // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* – 1986. – Vol. 98. – № 610. – P. 1252–1257.
73. Rigopoulou D., Spoon H.W.W., Genzel R. et al. A large mid-infrared spectroscopic and near-infrared imaging survey of ultraluminous infrared galaxies: their nature and evolution // *Astron. J.* – 1999. – Vol. 118. – № 6. – P. 2625–2645.
74. Wu H., Zou Z.L., Xia X.Y. et al. A statistical study of the spectra of very luminous IRAS galaxies. II. Spectral and environmental analysis // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* – 1998. – Vol. 132. – P. 181–193.
75. De Jong T., Clegg P.E., Soifer B.T. et al. IRAS observations of Shapley-Ames galaxies // *Astrophys. J.* – 1984. – Vol. 278. – P. L67–L70.
76. Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Физика межзвездной среды. – М., 1979.
77. Горбачук В.Г. Введение в физику галактик и скоплений галактик. – М., 1986.
78. Аршуткин Л.Н., Ворошилов В.И., Гусева Н.Г. и др. Строение и эволюция областей звездообразования. – К., 1990.
79. Bica M.D., Giovanelli R. Far-infrared properties of cluster galaxies // *Astrophys. J.* – 1987. – Vol. 321. – P. 645–657.
80. Joseph R.D. Starbursts in the nuclei of interacting and merging galaxies // Proc. First IRAS Conf. on "Light on Dark Matter". – Noordwijk (the Netherlands). – 1986. – P. 447–454.
81. Sahar Allam. IRAS study of interacting galaxies: Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Doctor der Naturwissenschaften in der Wissenschaftsdisziplin Astrophysik. – Universität Potsdam, Germany. – 1997.
82. Solomon P.M., Sage L.J. Star-formation rates, molecular clouds, and origin of the far-infrared luminosity of isolated and interacting galaxies // *Astrophys. J.* – 1988. – Vol. 334. – P. 613–625.
83. Telesco C.M., Walstencroft R.D., Done C. The enhancement of infrared emission in interacting galaxies // *Astrophys. J.* – 1988. – Vol. 329. – P. 174–186.
84. Hashimoto Y., Oemler A.Jr., Lin H. et al. The Influence of Environmental on the Star Formation Rates of Galaxies // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 499. – P. 589–605.
85. Bell E.F., Kennicutt R.C.Jr. A comparison of Ultraviolet Imaging Telescope Far-Ultraviolet and H α star formation rates // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 548. – P. 681–693.
86. Karachentsev I.D. Catalogue of isolated pairs of galaxies in northern hemisphere // *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР.* – 1972. – Вып. 7. – С. 3–92.
87. Караченцева В.Е. Каталог изолированных галактик // *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР.* – 1973. – Вып. 8. – С. 3–72.
88. Soifer B.T., Boehmer L., Neugebauer G. et al. The IRAS bright galaxy sample. IV. Complete IRAS observations // *Astron. J.* – 1989. – Vol. 98. – № 2. – P. 766–797.
89. Elmegreen B.G. Theories of star formation confronted by IRAS data // Proc. First IRAS Conf. on "Light on Dark Matter". – Noordwijk (the Netherlands). – Dordrecht, 1986. – P. 265–276.
90. Rengarajan T.N., Verma R.P. Star formation in spiral galaxies // *Astron. and Astrophys.* – 1986. – Vol. 165. – P. 300–305.
91. Taniguchi Y. A statistical study of the difference between Normal and Starburst galaxies // *Sendai Astron. Rep.* – 1986. – № 293. – P. 181–205.
92. Thuan T.X., Sauvage M. The far-infrared properties of the CfA galaxy sample. I. The catalog // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* – 1992. – Vol. 92. – P. 749–839.
93. Klein U. Radio continuum observations of low-surface brightness dwarf galaxies // *Astron. and Astrophys.* – 1986. – Vol. 168. – № 1–2. – P. 65–68.
94. Klein U., Weiland H., Brinks E. A radio-optical study of blue compact dwarf galaxies // *Astron. and Astrophys.* – 1991. – Vol. 246. – P. 323–340.
95. Klein U., Wielebinski R., Thuan T.X. Radio continuum observations of blue compact dwarf galaxies // *Astron. and Astrophys.* – 1984. – Vol. 141. – № 1. – P. 241–247.
96. Bica M.D., Helou G. The 60 micron to 20 centimeter infrared-to-radio ratio within spiral galaxies // *Astrophys. J.* – 1990. – Vol. 362. – P. 59–73.
97. Helou G., Bica M.D. A physical model of the infrared-to-radio correlation in galaxies // *Astrophys. J.* – 1993. – Vol. 415. – P. 93–100.
98. Condon J.J., Andersen M.L., Helou G. Correlation between far-infrared, radio and blue luminosities in spiral galaxies // *Astrophys. J.* – 1991. – Vol. 376. – P. 95–103.
99. Lisenfeld U., Völk H.J., Xu C. The FIR/radio correlation in starburst galaxies: constraints on starburst models // *Astron. and Astrophys.* – 1996. – Vol. 314. – P. 745–753.
100. Roy A.L., Norris R.P., Kesteven M.J. et al. Seyfert galaxies and the radio–far-infrared correlation // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1998. – Vol. 301. – № 4. – P. 1019–1030.
101. Colina L., Perez-Olea D.E. On the origin of the FIR-radio relation in active galaxies // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1995. – Vol. 277. – № 3. – P. 845–856.
102. Изотова И.Ю., Изотов Ю.И. Темп звездообразования в голубых компактных галактиках из Второго Бюраканского обзора // *Кинематика и физика небесных тел.* – 1999. – Т. 15. – № 3. – С. 195–205.
103. Schmidt M. The rate of star formation // *Astrophys. J.* – 1959. – Vol. 129. – P. 243–258.
104. Бизяев Д.В. Сравнение скоростей звездообразования по результатам H α , FIR и радио наблюдений // *Astrophys. Space Sci.* – 2001. – Vol. 276. – P. 775–781.
105. Бизяев Д.В. Эволюция дисков галактик: две моды звездообразования // *Письма в Астрон. ж.* – 1997. – Т. 23. – № 5. – С. 354–65.
106. Засов А.В. Эффективность звездообразования в спиральных галактиках // *Письма в Астрон. ж.* – 1995. – Т. 21. – № 10. – С. 730–742.
107. Cram L., Hopkins A., Mobasher B. et al. Star Formation Rates in Faint Radio Galaxies // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 507. – № 1. – P. 155–160.
108. Evans N.J. II. Physical Conditions in Regions of Star Formation // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* – 1999. – Vol. 37. – P. 311–362.
109. Gallagher J.S. III., Hunter D.A., Tutukov A.V. Star formation histories in irregular galaxies // *Astrophys. J.* – 1984. – Vol. 284. – P. 544–556.
110. Kennicutt R.C.Jr. The rate of star formation in normal disk galaxies // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 272. – P. 54–67.
111. Izotova I., Parnovsky S., Izotov Yu. Star formation rate in starburst galaxies // *New Astronomy Reviews.* – 2000. – Vol. 44. – P. 283–285.
112. Izotova I., Parnovsky S. Star formation rate in Markarian galaxies // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* – 2000. – № 3. – P. 99–101.
113. Rocca-Volmerange V., Fioc M. The Star Formation History as a Function of Type: Constraints from Galaxy Counts // *Astrophysics and Space Science.* – 1999. – Vol. 269/270. – P. 233–239.
114. Rowan-Robinson M., Mann R.G., Oliver S.J. et al. Observations of the Hubble Deep Field with the Infrared Space Observatory – V. Spectral energy distributions, starburst models and star formation history // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1997. – Vol. 289. – № 2. – P. 482–489.
115. Sotnikova N.Ya., Reshetnikov V.P. Star formation in the NGC 4676 system (the Mice) // *Astron. Let.* – 1998. – Vol. 24. – № 1. – P. 73–83.
116. Taniguchi Y., Ohya Y. What Controls the Star Formation Rate in Luminous Starburst Mergers? // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 509. – № 2. – P. L89–L92.
117. Wiebe D.S., Tutukov A.V., Shustov B.M. On the evolution of the star formation rate in disk galaxies // *Astronomy Reports.* – 1998. – Vol. 42. – № 1. – P. 1–10.
118. Zasov A.V., Bizyaev D.V. Star-Formation Efficiency and Gravitational Stability of Gaseous Disks in Galaxies // Proc. Conf. on "Physics of the Gaseous and Stellar Disks of the Galaxy". – 1994. – ASP Conference Series. – Vol. 66. – P. 73–80.

119. Hopkins A.M., Schulte-Ladbeck R.E., Drozdovsky I.O. Star-Formations Rates of Local Blue Dwarf Galaxies. I. 1.4 GHz and 60 μ m luminosities // *astroph/0204528*. – 2002 Apr., 30. – V. 1.
120. Gallego J. Study of a Complete Sample of H-alpha EmissionLine Galaxies // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* – 1995. – Vol. 107. – P. 708–721.
121. Gallego J. The Evolution of Star-Forming Galaxies: The SFR Density of the Universe // *Astrophys. and Space Sci.* – 1998. – Vol. 263. – № 1/4. – P. 1–14.
122. Gallego J., Zamorano J., Aragon-Salamanca A. et al The Current Star Formation Rate of the Local Universe // *Astrophys. Let.* – 1995. – Vol. 455. – P. L1–L13.
123. Ізотова І.Ю., Парновський С.П. Швидкості поточного зореутворення у галактиках з Першого та Другого Бюраканських оглядів // *Вісн. Київ. ун-ту. Сер.: Астрон.* – 2003. – Вип. 39/40. – С. 76–80.
124. Charlot S., Fall S.M. A simple model for the absorption of starlight by dust in galaxies // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 539. – P. 718–731.
125. Mezger P.G., Mathis J.S., Panagia N. The origin of the diffuse galactic far infrared and sub millimeter emission // *Astron. and Astrophys.* – 1982. – Vol. 105. – P. 372–388.
126. Mathis J.S., Mezger P.G., Panagia N. Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds // *Astron. Astrophys.* – 1983. – Vol. 128. – P. 212–229.
127. Mathis J.S., Rumpl W., Nordsiek K.H. The size distribution of interstellar grains // *Astrophys. J.* – 1977. – Vol. 217. – P. 425–433.
128. Rowan-Robinson M., Efstathiou A. Multigrain dust cloud models of starburst and Seyfert galaxies // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* – 1993. – Vol. 263. – P. 675–680.
129. Izotova I.Yu., Izotov Yu.I. The far infrared emission simulation of the blue compact dwarf galaxies: Preprint / Academy of Sciences of the Ukrainian SSR. Institute for Theoretical Physics; ITP – 91 – 53E. – K.: 1991.
130. Izotova I.Yu., Izotov Yu.I. Simulation of the far infrared emission of blue compact dwarf galaxies // *Astron. Astrophys. Transactions.* – 1992. – Vol. 3. – P. 101–130.
131. Izotova I.Yu., Izotov Yu.I. Far Infrared Emission of Blue Compact Dwarf Galaxies // *Proc. ESO/OHP Workshop "Dwarf Galaxies"*. – Obs. de Haute Provence, France. – 1993. – P. 459–462.
132. De Grijs M.H.K., Miley G.K., Keel W.C. et al. Warm IRAS Sources. I. A catalogue of AGN candidates from the Point Source Catalog // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* – 1987. – Vol. 70. – № 1. – P. 95–114.

Надійшла до редколегії 10.06.03

УДК 524.7–325

Ю.М. Кудря

КОЛЕКТИВНИЙ РУХ ПЛОСКИХ ГАЛАКТИК ЗА ДАНИМИ 2MASS-ФОТОМЕТРІЇ З ВИКОРИСТАННЯМ ОБЕРНЕНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ТАЛЛІ – ФІШЕРА

Для вибірки 1141 плоских галактик з каталогу RFGC досліджено параметри оберненої залежності Таллі – Фішера з використанням дев'яти оцінок зоряних величин у J, H і K_s-смугах із 2MASS-огляду. На основі підвибірки з 904 галактик визначено модуль і напрям дипольної колективної швидкості. Проведено порівняння з аналогічним дослідженням на основі прямої залежності. За оберненою залежністю модуль колективної швидкості виявився приблизно вдвічі більшим, ніж за прямою, при відносно невеликих змінах напрямку швидкості.

For the sample of 1141 flat galaxies from the RFGC catalog the parameters of inverse TullyFisher relation are investigated with use of nine 2MASS J, H and K_s magnitudes. The value and direction of dipol bulk velocity are determined based on the subsample of 904 galaxies. The comparison with similar investigation based on forward relation is carried out. The bulk motion value with use inverse relation turn out to be on factor two greater than with use forward relation whereas the direction varies weakly.

Вступ. Для дослідження колективних рухів галактик, що накладаються на загальне космологічне розширення Всесвіту, необхідний спосіб визначення відстаней, відмінний від червоного зміщення. Такий спосіб для спіральних галактик дає залежність Таллі – Фішера [1] (далі ТФ-залежність) між абсолютною світністю й шириною водневої радіолінії 21 см. Караченцевим [2] було обґрунтовано можливість використання для таких досліджень плоских спіральних галактик, що видимі з ребра. З цією метою був складений каталог FGC (Flat Galaxy Catalogue) [3], пізніше – його ревізована версія RFGC [4]. На основі вибірок із цього каталогу галактик з відомими червоними зміщеннями й шириною лінії 21 см були визначені параметри колективного руху в дипольному [5, 6], квадрупольному й октупольному наближеннях [7]. При цьому використовувалася ТФ-залежність у варіанті лінійний розмір – ширина лінії, оскільки каталог містить точні вимірювання кутових діаметрів галактик.

Поява однорідного й повного інфрачервоного (ІЧ) огляду 2MASS (Two Micron All Sky Survey) [8] відкрила нові можливості використання плоских галактик для дослідження космічних течій. У роботі [9] були ототожені RFGC галактики з об'єктами Каталогу протяжних джерел (Extended Source Catalog, XSC) [10], що був складений за 2MASS-даними. Із загальної кількості 4236 плоских галактик у J-, H-, K_s-смугах було детектовано 2996, тобто 71 % RFGC галактик. 2MASS-характеристики плоских галактик, що ввійшли у XSC, були детально проаналізовані; для обмеженої вибірки 436 галактик були обчислені параметри ТФ-залежності в класичному варіанті абсолютна світність – ширина лінії з використанням ІЧ-величин [9].

Відзначимо, що ІЧ-ТФ-залежність широко використовується в дослідженні колективних рухів, починаючи з піонерської роботи Ааронсона та ін. [11], зокрема, при складанні каталогу MarkIII [12]. Досить повний огляд робіт з результатами дослідження ІЧ-ТФ-залежності подано у дисертації Бамфорда [13].

У роботі [14] була сформована вибірка 1141 плоских RFGC галактик, для яких були відомі червоні зміщення, ширина ліній та оцінки ІЧ-величин, а також деякі додаткові ІЧ-параметри з каталогу XSC. На основі прямої ІЧ-ТФ-залежності для цієї вибірки були визначені параметри колективного руху галактик у дипольному наближенні. Унаслідок коротких експозицій апріорі не було впевненості в можливості використання 2MASS-фотометрії для дослідження колективних рухів. Основним результатом роботи [14] було доведення такої можливості. Аналогічного висновку відносно 2MASS-фотометрії дійшов Бамфорд [13]. Отримані в роботі [14] оцінки дипольної колективної швидкості узгоджуються з оцінками інших авторів і з концепцією спадання модуля швидкості зі зростанням глибини вибірки відповідно до теорії утворення структур. Показано також, що усереднене двовимірне поле пекулярних швидкостей відслідковує реальну великомасштабну структуру в розподілі галактик.

У даній роботі проведено аналогічні дослідження на основі оберненої ТФ-залежності. Обернена залежність має ту особливість, що на ній менш відчутні систематичні похибки, пов'язані з ефектом Малмквіста для обмежених за видимою величиною вибірок. Порівняння параметрів колективної швидкості, обчислених за прямою та оберненою ТФ-залежністю, дає змогу отримати повнішу й достовірнішу інформацію. Ми використовуємо ту саму методику очищення даних, що з успіхом була використана в роботі [14]. Ми також оцінюємо вплив на параметри ТФ-залежності й

на колективну швидкість урахування на даному спостережному матеріалі релятивістської залежності між червоним зміщенням і фотометричною відстанню.

1. Спостережувані дані та їхні редукації. У даній роботі використовується вибірка з 1141 плоских галактик з каталогу RFGC, формування якої було описане в роботі [14]. Галактики цієї вибірки мають визначення червоних зміщень, ширини лінії 21 см і ототоженні з протяжними об'єктами каталогу XSC 2MASS-огляду [10]. Для дослідження використано такі ІЧ-характеристики зображення галактики з XSC:

- ізототні видимі величини в еліптичних апертурах J_{20fe} , H_{20fe} , K_{20fe} у J -, H - і K_s -смугах відповідно, виміряних до радіуса, що відповідає ізототі 20 mag/arcsec² у K_s -смузі;
- кронівські видимі величини в еліптичних апертурах J_{fe} , H_{fe} , K_{fe} у J , H і K_s -смугах, виміряних до кронівського радіуса у K_s -смузі;
- повні видимі величини J_{ext} , H_{ext} , K_{ext} у J , H у K_s -смугах;
- r_{ext} – радіус повної апертури в кутових секундах;
- sab – комбіноване (за трьома смугами) відношення осей (малої b до великої a);
- Jhl – ефективна поверхнева яскравість у J -смузі;
- $Jcdex$ – індекс концентрації у J -смузі.

Детальне описання цих характеристик див. у [10] та на сайті <http://spider.ipac.caltech.edu/staff/jarrett/2mass/XSC>.

Усі дев'ять ІЧ-зоряних величин добре скорельовані, коефіцієнт кореляції між ними не менший за 0.988 [14]. Величини виправлялися за поглинанням у Галактиці [14]:

$$K^c = K - 0.084 \cdot A_B, \quad J^c = J - 0.207 \cdot A_B, \quad H^c = H - 0.132 \cdot A_B,$$

де A_B – величина поглинання у В-смузі згідно з [15], що наводиться в каталозі RFGC. Корекція за внутрішнім поглинанням не вводилася, оскільки для сильно нахилених галактик вона мало впливає на розкид точок на ТФ-залежності [2].

За спостережуваними променевими геліоцентричними швидкостями галактик V_h (червоними зміщеннями) були обчислені швидкості V_{3K} у системі триградусного мікрохвильового фону (ЗК-системі) з використанням визначення швидкості Сонця в роботі [16]. Спостережувані ширини лінії 21 см були скориговані за космологічним розширенням і турбулентністю [17]. Корекція ширини лінії за нахилом до променя зору не проводилася, оскільки галактики із RFGC за визначенням є сильно нахиленими до променя зору ($i > 80^\circ$).

2. Обернена залежність Таллі – Фішера й дипольна модель поля пекулярних швидкостей. Обернена залежність Таллі – Фішера (ТФ-залежність) приймалася у такому вигляді:

$$y = C_1 + C_2 x + \delta_1, \quad y = \log(w^c), \quad x = m - 25 - 5 \log r. \quad (1)$$

Тут m – одна з дев'яти ІЧ-зоряних величин (J , H , або K_s , ізототні, кронівські або розширені), w^c – скоригована ширина лінії 21 см, r – фотометрична відстань до галактики (у Мпк), δ_1 – індивідуальні відхилення від ТФ-залежності. Відстань r оцінювалася за радіальною швидкістю V_{3K} (червоним зміщенням) у ЗК-системі в постаблівському наближенні однорідної ізотропної космології:

$$r = \frac{V_{3K}}{H} \left\{ 1 - \frac{1}{2} (q_0 - 1) \frac{V_{3K}}{c} \right\}. \quad (2)$$

Ми приймали значення сталої Габла $H = 75$ км/с/Мпк (хоча в даному дослідженні її чисельні значення не відіграють ніякої ролі) і космологічного параметра уповільнення $q_0 = -0.55$ відповідно до популярної космологічної моделі з $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$. Використано також узагальнену шестипараметричну обернену ТФ-залежність, що отримується з (1) доповненням додатковими регресорами:

$$y = \sum C_i x_i + \delta_1, \quad y = \log(w^c), \quad x_1 = 1, \quad x_2 = m - 25 - 5 \log r, \quad (3)$$

$$x_3 = Jcdex, \quad x_4 = \log(r_{ext}), \quad x_5 = Jhl, \quad x_6 = sab.$$

З додаткових регресорів при дослідженні в роботі [14] різних варіантів прямої ТФ-залежності найбільш значущими виявилися $Jcdex$ і $\log(r_{ext})$. Тому в роботі [14] ми прийняли за основну чотирипараметричну пряму ТФ-залежність із цими додатковими регресорами. У даній роботі ми також використовуємо чотирипараметричну регресію, що отримується із залежності (3) відкиданням двох останніх регресорів (поверхневої яскравості Jhl і відношення осей sab).

Коефіцієнти C_i -залежностей (1) або (3) знаходилися шляхом мінімізації величини $\sum \delta_1^2$, де підсумовування проводилося за всіма галактиками вибірки. Після знаходження коефіцієнтів C_i , розв'язуючи ці залежності відносно відстані r , пекулярну швидкість відповідно до формули (2) визначаємо таким чином:

$$V_{pec} = V_{3K} - Hr \left\{ 1 + \frac{1}{2} (q_0 - 1) \frac{Hr}{c} \right\}. \quad (4)$$

Колективну швидкість $\vec{V} = \{V_i, i = 1, 2, 3\}$ галактик вибірки у ЗК-системі визначаємо незваженим методом найменших квадратів, приймаючи дипольну модель поля пекулярних швидкостей

$$V_{pec} = V_i e^i + \delta_2, \quad (5)$$

де e^i – одиничний вектор напрямку на галактику вибірки, δ_2 – індивідуальні відхилення. Далі для порівняння ми будемо наводити також результати обчислень без урахування постаблівського члена у залежності між відстанню й червоним зміщенням, тобто приймаючи лінійний закон Габла та евклідову геометрію в межах обсягу вибірки.

Похибки коефіцієнтів лінійних залежностей (1) або (3) і компонент V_i колективної швидкості ми визначаємо звичайним чином як корені квадратні з діагональних компонент відповідних коваріаційних матриць. Похибки модуля

швидкості й галактичних координат апекса знаходимо таким чином: спочатку обчислюємо діагональні елементи B_{VV}, B_{II}, B_{bb} коваріаційної матриці B у репері $\{\bar{e}_V, \bar{e}_I, \bar{e}_b\}$, а потім – $\Delta V = (B_{VV})^{1/2}$, $\Delta I = \arctan\{(B_{II})^{1/2}/V\}$,

$$\Delta b = \arctan\{(B_{bb})^{1/2}/V\}.$$

3. Результати обчислень з використанням двопараметричної ТФ-залежності. На першому етапі досліджувалися параметри оберненої ІЧ-ТФ-залежності для повної вибірки 1141 галактик, що використовувалася в роботі [14]. Результати обчислень наведено в табл.1.

На рис.1 як приклад наведено ТФ-залежність для кронівської величини J_{fe} для цієї вибірки. При використанні інших величин загальна картина залежності аналогічна.

З рис. 1 і табл. 1 видно, що дисперсія залежності є великою. Для порівняння наведено дані для підвибірок з MARKIII: σ_{inv} коливається від 0.043 до 0.059 [12]; для підвибірки Ааронсона A82 (H -смуга) значення σ_{inv} мінімальне, для підвибірки Метьюсона MAT (I -смуга) – максимальне. У дисертації Бамфорда [13] отримано $\sigma_{inv}=0.0487$ для J -смуги, $\sigma_{inv}=0.0483$ для H -смуги і $\sigma_{inv}=0.0494$ – для K -смуги. Видно також, що дисперсія майже не залежить від типу величини й визначається наявністю досить великої кількості даних із грубими похибками вимірювання.

Таблиця 1. Параметри оберненої ІЧ-залежності Таллі – Фішера (1) для вибірки 1141 галактик

m	σ_{inv}	C_1	C_2
J_{fe}	0.106	0.438±0.050	0.0949±0.0023
J_{20fe}	0.106	0.638±0.046	0.0865±0.0021
J_{ext}	0.107	0.554±0.048	0.0894±0.0022
H_{fe}	0.105	0.443±0.050	0.0915±0.0022
H_{20fe}	0.106	0.638±0.046	0.0836±0.0021
H_{ext}	0.107	0.564±0.048	0.0860±0.0022
K_{fe}	0.105	0.460±0.049	0.0894±0.0022
K_{20fe}	0.106	0.642±0.045	0.0820±0.0020
K_{ext}	0.106	0.579±0.047	0.0842±0.0021

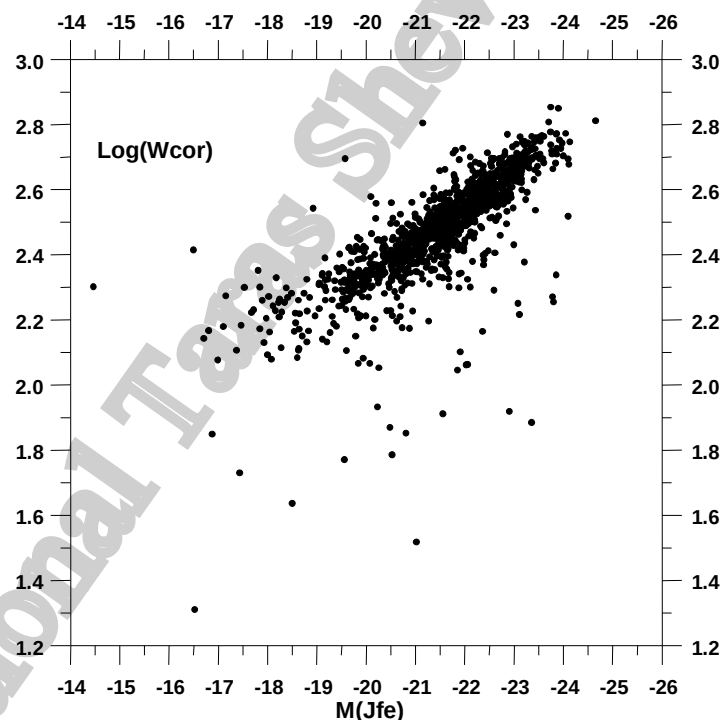


Рис. 1. Обернена інфрачервона залежність Таллі – Фішера для вибірки 1141 галактик

На другому етапі, беручи за основну обернену ТФ-залежність для кронівської величини J_{fe} , проводимо "чищення" даних, керуючись тими самими критеріями, що використовувалися при дослідженні прямої залежності [14], а саме, відкидаємо об'єкти, які:

- мають нереально велике значення пекулярної швидкості (4), більше за 3000 км/с (200 галактик);
- мають відхилення, більші за $3\sigma_{inv}$, на оберненій ТФ-залежності (56 галактик);
- знаходяться на великих відстанях Hr , більших за 18000 км/с (40 галактик);
- є швидкими з $V_{zk} > 18000$ км/с (6 галактик);
- є карликами з $w < 100$ км/с (13 галактик).

Усього було відкинуто 237 галактик (унаслідок ненульових перетинів відкинутих галактик за різними критеріями сума не є 237).

Відзначимо, що ми провели також контрольні процедури чищення даних з використанням інших величин. У всіх випадках довелося, керуючися сформульованими вище критеріями, відкинути більше об'єктів, ніж для величини J_{fe} (наприклад, для J_{20fe} було відкинуто 271 галактику, для J_{ext} – 269).

Для "очищеної" вибірки 904 галактик параметри оберненої ТФ-залежності наведено в табл. 2.

У другому стовпчику позначка (р) означає використання релятивістських залежностей (2) і (4), (н) – нехтування ними (формально $q_0 = 1$).

Порівняння даних табл. 1 і 2 показує, що очищення даних привело до зменшення розсіювання на ТФ-діаграмі більше ніж удвічі. Тепер дисперсія знаходиться на рівні середніх значень для підвибірок із MARKIII і майже збігається зі значеннями, наведеними в [13]. Видно також, що нехтування релятивістською залежністю (2) призводить до систематичних похибок у визначенні коефіцієнтів оберненої ТФ-залежності в межах 1–2 % або до половини похибки їх визначення. "Очищена" ТФ-залежність для величини J_{fe} наведена на рис. 2.

Таблиця 2. Параметри оберненої ІЧ-ТФ-залежності (1) для вибірки 904 галактик

m	Модель	σ_{inv}	C_1	C_2
J_{fe}	р	0.047	0.463 ± 0.026	0.0938 ± 0.0012
	н	0.047	0.452 ± 0.026	0.0945 ± 0.0012
J_{20fe}	р	0.046	0.673 ± 0.023	0.0849 ± 0.0011
	н	0.046	0.666 ± 0.023	0.0854 ± 0.0011
J_{ext}	р	0.049	0.587 ± 0.026	0.0880 ± 0.0012
	н	0.049	0.577 ± 0.026	0.0886 ± 0.0012
H_{fe}	р	0.047	0.479 ± 0.026	0.0900 ± 0.0012
	н	0.047	0.468 ± 0.026	0.0906 ± 0.0012
H_{20fe}	р	0.046	0.678 ± 0.023	0.0818 ± 0.0010
	н	0.046	0.670 ± 0.023	0.0822 ± 0.0010
H_{ext}	р	0.049	0.612 ± 0.025	0.0839 ± 0.0011
	н	0.049	0.603 ± 0.026	0.0845 ± 0.0012
K_{fe}	р	0.046	0.499 ± 0.025	0.0878 ± 0.0011
	н	0.046	0.488 ± 0.025	0.0884 ± 0.0011
K_{20fe}	р	0.046	0.685 ± 0.023	0.0802 ± 0.0010
	н	0.046	0.677 ± 0.023	0.0806 ± 0.0010
K_{ext}	р	0.048	0.625 ± 0.024	0.0822 ± 0.0011
	н	0.048	0.616 ± 0.024	0.0827 ± 0.0011

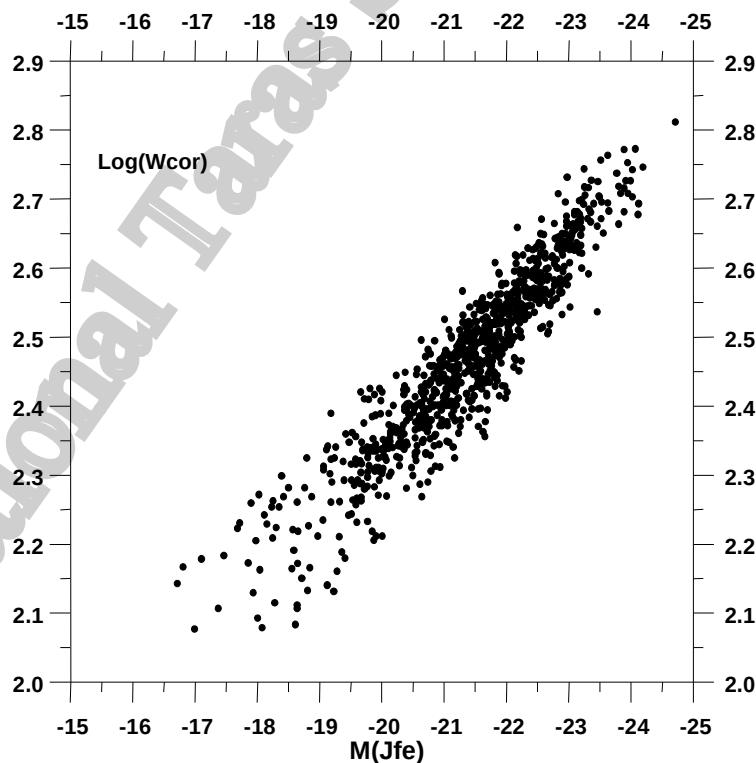


Рис. 2. Обернена ІЧ-залежність Таллі – Фішера для вибірки 904 галактик

Для даної вибірки, приймаючи дипольну модель поля пекулярних швидкостей (5), знаходимо параметри колективної швидкості, що подані у табл. 3.

Позначки (р) і (н) у другій колонці мають той самий смисл, що й у табл. 2, позначка (п) відповідає параметрам колективної швидкості, визначеної за прямою двопараметричною ТФ-залежністю для даної вибірки 904 галактик за методикою роботи [14] (без урахування релятивістської залежності).

Таблиця 3. Дисперсія σ_V поля пекулярних швидкостей у дипольній моделі, модуль V , галактичні координати (l , b) апекса колективної швидкості та значущість f за Фішером дипольної швидкості V для вибірки 904 галактик для кожної з дев'яти ІЧ-величин

m	Модель	σ_V , км/с	V , км/с	l , °	b , °	f
Jfe	р	1122	386±68	301±11	14±8	10.7
	н	1137	420±69	300±10	16±8	12.3
	п	1013	318±62	297±12	7±9	8.9
J20fe	р	1239	517±75	303±9	18±7	15.8
	н	1267	558±77	303±8	20±7	17.6
	п	1116	439±68	300±9	14±7	14.0
Jext	р	1278	432±77	305±11	10±9	10.4
	н	1299	467±79	305±10	12±8	11.8
	п	1129	348±68	302±12	1±10	8.8
Hfe	р	1175	430±71	299±10	19±8	12.1
	н	1194	467±73	298±9	21±7	13.8
	п	1060	356±65	294±11	14±9	10.1
H20fe	р	1288	535±78	303±9	20±7	15.7
	н	1318	577±80	303±8	22±7	17.5
	п	1149	451±70	300±9	16±7	13.9
Hext	р	1352	451±82	298±11	20±9	10.0
	н	1378	490±84	298±10	21±8	11.4
	п	1175	354±72	292±12	13±10	8.1
Kfe	р	1187	349±72	300±12	18±10	7.8
	н	1201	383±73	299±11	20±9	9.2
	п	1074	276±66	295±14	11±11	6.0
K20fe	р	1301	460±79	303±10	19±8	11.3
	н	1325	498±80	302±10	21±8	12.9
	п	1161	376±71	299±11	14±9	9.5
Kext	р	1322	395±80	303±12	19±10	8.1
	н	1343	431±81	302±11	21±9	9.4
	п	1170	303±71	298±14	12±11	6.1

З таблиці видно, що:

а) визначення дипольної колективної швидкості на даному спостережному матеріалі з використанням оберненої ТФ-залежності відбувається на досить високому рівні довірчої ймовірності, більшої за 99.9 % (нагадаємо, що для довірчої ймовірності 95 % квантілі розподілу Фішера для трьох степенів вільності чисельника й нескінченної кількості степенів вільності знаменника дорівнює 2.60, для 99 % – 3.78, для 99.9 % – 5.42);

б) варіювання видом зоряної величини мало впливає на галактичну довготу апекса, трохи більше – на широту й досить суттєво – на модуль дипольної колективної швидкості (приблизно в межах 3-х похибок визначення модуля);

с) нехтування релятивістською залежністю між червоним зміщенням і фотометричною відстанню майже не впливає на положення апекса колективної швидкості, але систематично збільшує значення її модуля в межах 8 % – 10 %;

д) модуль колективної швидкості систематично більший (приблизно на 1.5 похибки його визначення) порівняно з визначеннями за прямою ТФ-залежністю при значно менших різницях у визначенні координат апекса.

Відзначимо, що дещо кращі показники при використанні кронівської J -величини є наслідком того, що чищення даних ми проводили на основі ТФ-залежності з використанням саме цієї величини.

4. Результати обчислень з використанням узагальненої ТФ-залежності. При дослідженні прямої регресії з метою зменшення розсіювання на ТФ-залежності ми використовували додаткові регресори, пов'язані з ІЧ-характеристиками, що наведені у розділі 1. У результаті з використанням критерію значущості була сформована оптимальна чотирипараметрична регресія з додатковими регресорами – індексом концентрації й логарифмом повного радіуса. Остаточне визначення параметрів колективної швидкості приймалося саме для цієї регресії. Порівняно з простою двопараметричною залежністю використання додаткових регресорів привело до деякого зменшення модуля швидкості (2 %) при стабільному положенні апекса.

Ми також дослідили чотирипараметричну регресію вигляду (4) (без п'ятого й шостого регресорів). У табл. 4 наведено результати обчислень параметрів цієї регресії й відповідних характеристик колективної дипольної швидкості для сформованої вибірки 904 (релятивістська залежність між відстанню й червоним зміщенням).

Порівнюючи дані табл. 2 і 3 з даними табл. 4, можна побачити, що додавання двох додаткових регресорів:

а) не приводить до зменшення розсіювання на ТФ-діаграмі, хоча значущість цих регресорів (ми не наводимо ці дані) є досить високою;

б) збільшує приблизно на 1–4 % дисперсію пекулярних швидкостей при використанні кронівських і повних величин і практично не змінює її при використанні ізофотних величин;

с) практично не змінює положення апекса;

д) збільшує в межах до 10 % дисперсію пекулярних швидкостей при використанні кронівських і повних величин та зменшує її в межах до 6 % для ізофотних величин.

Таблиця 4. Дисперсія σ_{inv} на чотирипараметричній узагальненій оберненій ТФ-залежності, дисперсія σ_V поля пекулярних швидкостей у дипольній моделі, модуль V , галактичні координати (l, b) апекса колективної швидкості й значущість f за Фішером дипольної швидкості $\vec{V}$ для вибірки 904 галактик для кожної з дев'яти ІЧ-величин

m	σ_{inv}	σ_{V_i} , км/с	V , км/с	l , °	b , °	f
Jfe	0.046	1167	437±71	301±10	16±8	12.7
J20fe	0.046	1240	483±75	305±9	16±7	13.8
Jext	0.049	1278	473±80	305±10	12±8	11.6
Hfe	0.047	1217	473±74	299±9	20±7	13.7
H20fe	0.046	1286	501±78	305±9	19±7	13.9
Hext	0.049	1401	502±85	298±10	21±8	11.6
Kfe	0.046	1223	404±74	299±11	20±9	9.9
K20fe	0.046	1309	453±79	304±11	19±8	10.9
Kext	0.048	1336	401±81	303±12	19±10	8.2

Таким чином, використання додаткових регресорів не привело до суттєвого й стабільного зменшення розсіювання на оберненій ТФ-залежності, що мало місце для прямої залежності [14]. Оскільки можна припустити, що причиною цього є невдалий вибір додаткових регресорів, ми побудували шестипараметричну регресію (4). Виявилося, що тенденція поліпшення залежності не з'явилася й у цьому випадку. Більше того, при стабільному положенні апекса модуль колективної швидкості мав тенденцію до подальшого збільшення. Наприклад, для величини J_{fe} він збільшився до (572 ± 75) км/с.

Висновки. У даній роботі були досліджені параметри оберненої ІЧ-ТФ-залежності й дипольні характеристики поля пекулярних швидкостей на основі вибірки плоских галактик з каталогу RFGC, що були раніше ототожнені з об'єктами Католагу протяжних джерел 2MASS-огляду. Первісна вибірка 1141 таких галактик була піддана "чищенню" на основі оберненої залежності за тією ж схемою, що в роботі [14], на основі прямої залежності. Оскільки для кронівської J -величини первісна ТФ-залежність мала менше розсіювання (так само як і для прямої залежності), то для чищення даних була використана саме ця величина з набору дев'яти ІЧ-зоряних величин. У результаті сформована вибірка з 904 галактик, для яких відстані й радіальні швидкості не більші за 18000 км/с. Для цієї вибірки розсіювання на ТФ-діаграмах більш ніж у 2 рази менше, ніж для первісної вибірки з 1141 галактик.

Для очищеної вибірки були визначені параметри оберненої ТФ-залежності, обчислені відповідні пекулярні швидкості та визначені модуль і напрямок колективної швидкості в дипольному наближенні. Розрахунки велися у двох варіантах: з прийняттям постаблівської залежності між фотометричною відстанню й червоним зміщенням з параметром уповільнення $q_0 = -0.55$ і, для порівняння, з прийняттям нерелятивістського закону Габла. Виявилося, що нехтування релятивістською поправкою систематично збільшує модуль швидкості приблизно на 8–10 %, що становить приблизно половину похибки визначення модуля швидкості, при практично незмінному положенні апекса.

Додавання додаткових регресорів з ІЧ-параметрами із XSC не приводить до поліпшення ТФ-залежності, на відміну від прямої регресії.

Визначення модуля швидкості за оберненою ТФ-залежністю виявилися приблизно на 30 % більшими за визначення для тієї ж вибірки за прямою залежністю. Для кронівської величини J_{fe} , що прийнята за основну, маємо такі визначення модуля й галактичних координат апекса колективної дипольної швидкості:

$$V = (386 \pm 68) \text{ км/с}, \quad l = 301^\circ \pm 11^\circ, \quad b = -14^\circ \pm 8^\circ.$$

Порівняно з визначеннями за прямою регресією в роботі [11] (за іншою вибіркою – 971 галактики) за довготою маємо ідеальний збіг, широта знаходиться на 12 градусів нижче, що є порівнянням з похибками обчислення, а модуль швидкості приблизно вдвічі більший. Значне розходження визначень модулів швидкості визначається перш за все використанням різних вибірок, сформованих на основі різного типу залежностей, і потребує додаткового дослідження.

Автор вдячний І.Д. Караченцеву та В.Ю. Караченцевій, які стимулювали дану роботу, і С.М. Мітроновій за велику попередню роботу із формування файлів даних.

У роботі використовувалися дані 2MASS-огляду, що є спільним проектом Масачусетського університету й Центру обробки та аналізу даних в інфрачервоній області, фінансованого NASA і NSF.

1. Tully R.B., Fisher R. A new method of determining of distances to galaxies // Astron. Astrophys. – 1977. – Vol. 54. – P. 661–673.
2. Karachentsev I.D. Thin edgeon galaxies as a tool for the investigation of largescale streaming motions in the Universe // Astron. J. – 1989. – Vol. 97. – P. 1566–1575.
3. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Parnovsky S.L. Flat Galaxy Catalogue // Astron. Nachr. – 1993. – Vol. 313. – P. 1–97.
4. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. The Revised Flat Galaxy Catalogue // Bull. SAO. – 1999. – Vol. 47. – P. 5–185.
5. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. Largescale streaming of flat galaxies // Astron. Nachr. – 1995. – Vol. 316. – P. 369–380.
6. Караченцев И.Д., Караченцева В.Е., Кудря Ю.Н. та ін. Коллективные движения галактик из каталога FGC на масштабах 100 Мпк // Астрон. журн. – 2000. – Т. 77. – С. 175–187.
7. Парновский С.Л., Караченцев И.Д., Караченцева В.Е. та ін. Коллективное движение плоских галактик на масштабах 100 Мпк в квадрупольном и октупольном приближениях // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т. 27. – С. 890–900.
8. Cutri R.M., Skrutski M.F. Two Micron All Sky Survey Status Report // BAAS. – 1998. – Vol. 30. – P. 1374–1392.
9. Karachentsev I.D., Mitronova S.N., Karachentseva V.E. et al. The 2MASS TullyFisher relation for flat edgeon galaxies // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 396. – P. 431–438 (astro-ph/0209189).
10. Jarrett T.H., Chester T., Cutri R. et al. 2MASS Extended Source Catalog: Overview and Algorithms // Astron. J. – 2000. – Vol. 119. – P. 2408–2531.
11. Aaronson M., Huchra J.P., Mould J.R. The infrared luminositywidth relation and its application to the distance scale // Astrophys. J. – 1979. – Vol. 229. – P. 1–13.
12. Willick J.A., Courteau S., Faber S.M. et al. Homogeneous VelocityDistance Data for Peculiar Velocity Analysis. III. The Mark III Catalog of Galaxy Peculiar Velocities // Astrophys. J. Suppl. – 1997. – Vol. 109. – P. 333–366 (astro-ph/9610202).
13. Bamford S.P. The 2MASS TullyFisher relation and Local peculiar velocities // Thesis. University of Durham. – 2002. – (astro-ph/0210227).
14. Kudrya Yu.N., Karachentseva V.E., Karachentsev I.D. et al. The bulk motion of flat edgeon galaxies based on 2MASS photometry // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 407. – P. 889–898 (astro-ph/0305483).
15. Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds // Astrophys. J. – 1998. – Vol. 500. – P. 525–553.
16. Kogut A., Lineweaver C., Smoot G. F. et al. Dipole anisotropy in the COBE differential microwave radiometers firstyear sky map // Astrophys. J. – 1993. – Vol. 419. – P. 1–6.
17. Tully R.B., Fouge P. The extragalactic distance scale. I. Corrections to fundamental observables // Astrophys. J. Suppl. – 1985. – Vol. 58. – P. 67–80.

HIGH AMPLIFICATION MICROLENSING EVENTS AND SOURCE STRUCTURE IN Q2237+030

We use the data of OGLE and GLITP groups on high amplification events (HAE) to estimate source size in Q2237+030 'Einstein Cross' gravitational lens system. On the other hand we show that the data do not remove a considerable ambiguity about brightness distribution over the source. Reliability of asymptotic relations used to describe HAE is studied in detail.

Проаналізовано спостережені дані груп OGLE і GLITP щодо подій із значним підсиленням (ПЗП) для оцінки розміру джерела випромінювання в гравітаційно-лінзовій системі Q2237+030 "Хрест Ейнштейна". Досліджено рівень точності асимптотичних співвідношень, що були використані для аналізу даних за ПЗП.

1. Introduction. The extragalactic gravitational lens system (GLS) Q2237+0305 ("Einstein Cross") is very convenient for investigation of microlensing processes. Relative time delays between source images in this GLS are estimated to be of the order of some hours, which is much smaller than the time of the quasar proper brightness variations. Therefore one can derive microlensing intensity variations by comparing brightness curves of the different images practically at the same time. Treatment of these variations makes it possible to investigate the source structure, at least to estimate the source size [4, 6]. Important information may be obtained from observation of separate high amplification microlensing events (HAE) that have been observed in Q2237+0305 by OGLE and GLITP groups [1, 12]. Determination of source parameters in Q2237+0305 using microlensing events data has been considered by Wyithe et al. [13–16], Yonehara [17], Shalyapin [8, 9]. The results of different authors are about to agree on the source size. However there are different opinions about determination of more delicate model parameters describing brightness distribution over the source. Here we consider this question in detail. The main point of our paper is to estimate reliability of microlensing parameters determined on account of a separate HAE. We discuss this problem using the data of OGLE and GLITP groups obtained during the period 1999–2000 on Q2237+0305.

In this paper we confine ourselves to hypothesis of regular caustic crossing HAE. But even in this case, because the position of microlenses is unknown, it is generally impossible to provide exact relations for amplification to fit the brightness curve during HAE, of course if we do not want to deal with enormous number of fitting parameters. Therefore, because of limited precision of observational data we are forced to look for some approximations with small number of parameters and there is a natural question about accuracy and effectiveness of relations involved.

We estimate precision of asymptotic formulae for magnification by comparing them to results of numerical simulations in case of the Chang–Refsdal lens. Accuracy of fitting procedure is discussed under assumption of regular caustic crossing. We estimate GLS parameters from OGLE and GLITP data for power law and Gaussian brightness models of the source; we show that present data are not sufficient to make a statistically significant choice between these models.

2. Basic relations and notations. The normalised lens equation

$$\mathbf{r} = \boldsymbol{\zeta} - \boldsymbol{\alpha}(\boldsymbol{\zeta}) \quad (1)$$

relates angular position of the image $\boldsymbol{\zeta}$ with angular position unlensed source $\mathbf{r}$, $\boldsymbol{\alpha}(\boldsymbol{\zeta})$ is the deflection angle.

Flux magnification of an extended source is

$$K = \frac{\iint P(\mathbf{r}) K(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}}{\iint P(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}}, \quad (2a)$$

$P(\mathbf{r})$ is the surface brightness distribution; $K(\mathbf{r})$ is total amplification of a point source taking into account all its images; integration is performed over the source. This may be rewritten as

$$K = \frac{\iint_{\Omega} P(\mathbf{r}(\boldsymbol{\zeta})) d^2\boldsymbol{\zeta}}{\iint_{\Omega} P(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}}, \quad (2b)$$

where integration is performed over all image plane and $\mathbf{r}(\boldsymbol{\zeta})$ is given by (1).

3. Amplification for point source. Theoretic modelling of HAE is based on asymptotic behaviour of the lens mapping near caustics. Let the coordinate origin O lay on the caustic at its regular point, OX axis is tangent to caustic, OY axis is orthogonal to it and directed to the side of caustic convexity. Then the Taylor expansion of lens mapping near the origin is [10, 18]:

$$\begin{aligned} x &= 2\xi + a(\xi^2 - \eta^2) + 2b\xi\eta + \dots, \\ y &= b(\xi^2 - \eta^2) - 2a\xi\eta + \dots, \end{aligned} \quad (3)$$

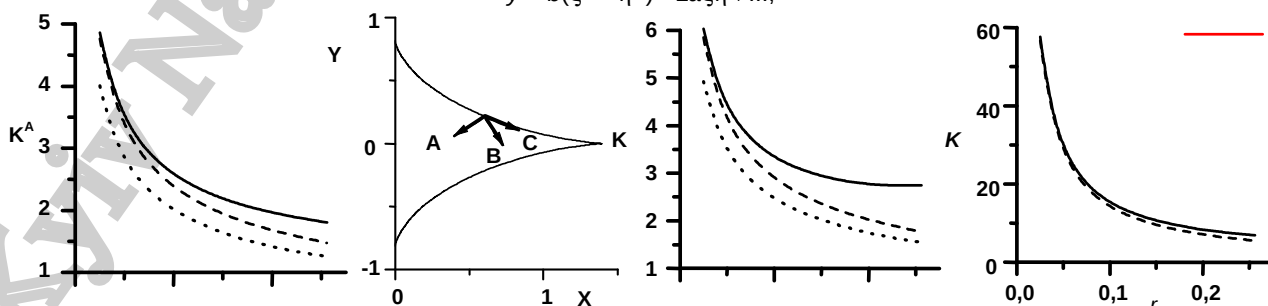


Fig. 1. Upper right corner: fragment of the caustic and three linear trajectories of a point source. On the diagrams solid lines represent numerical simulations, dashed – the linear caustic approximation, dotted – the approximation of parabolic caustic, r is the distance to caustic

Approximation of linear caustic. The caustic equation is approximated as $y=0$. In this case the total amplification of a point source at distance y from the caustic is:

$$K(y) = K_0 + k \frac{\theta(y)}{\sqrt{y}}. \quad (4)$$

This formula takes into account two images that are nearest to caustic; it was used to fit brightness curves in a number of papers [8, 9]. Here K_0 is magnification of images far from critical curve that may be considered as constant during microlensing event, $\theta(y)$ is the Heavyside step function, parameter $k = 1/(2\sqrt{|b|})$ is sometimes called a caustic strength.

Formula (4) is very simple, but for points between tangent and caustic this formula does not work.

Parabolic approximation. In this approximation the equation of the caustic is written as $y = -\beta x^2$, $\beta = \frac{a^2 + b^2}{4|b|}$. Its curvature at the origin is 2β . Some authors [4, 5, 7] propose to take the curvature into account by using following expression for magnification

$$K_{1+2} = k \frac{\theta(y + \beta x^2)}{\sqrt{y + \beta x^2}} \quad (5)$$

Chang & Refsdal lens. To check the accuracy of approximations we use the Chang & Refsdal [2] gravitational lens model describing one point mass in the smooth gravitational field of remote masses described by shear parameter $\gamma = 0.5$. Linear size of caustic is ~ 1 ($R_E=1$).

Corresponding magnifications for three source trajectories are shown on three graphs. For A and B trajectories the relative error of (4) is about 18 % on a distance 0.025 and increases with r (to 43 % at $r = 0.25$ on B trajectory). Formula (5) allows to reduce the error significantly on small distances, but at $r > 0.1$ it is also more than 10 %. For the direction tangential to the caustic (C track) error of formula (5) is on the level of 10 % on distance 0.15.

4. Analytical relations for an extended source. Consider a simplest case of a circular source with the centre at the origin on the caustic and uniform (or flat) brightness distribution $P(r) = \frac{1}{\pi R^2}$. Integral brightness is normalised to one, R is size of the source. For this distribution the rootmeansquared radius is $R_{rms} = R/\sqrt{2}$.

In case of linear caustic total magnification of two images is:

$$K_{linear} = \frac{2k}{\pi R^2} \int_0^R dx \int_0^{\sqrt{R^2 - x^2}} \frac{dy}{\sqrt{y}} \approx 0,936 \frac{k}{\sqrt{R_{rms}}} \quad (6)$$

In parabolic approximation the caustic is parabola with extremum in O described by the equation $y = -\beta x^2$; the magnification is

$$K_{parabolic} = \frac{2k}{\pi R^2} \int_0^R dx \int_{-\beta x^2}^{\sqrt{R^2 - x^2}} \frac{dy}{\sqrt{y + \beta x^2}} \approx K_{linear} \cdot \left[1 + 0,194 \frac{R_{rms}}{\rho} \right]; \quad (7)$$

here $\rho = 1/2\beta = 2|b|/(a^2 + b^2)$ is curvature radius of the caustic in O point.

This estimate is apparently valid for $R_{rms} < \rho$.

For our example (Chang–Refsdal lens with $\gamma = 0.5$) we have $0 < \rho \leq 2.4$. In [4] for this lens $\beta = 0.3$ is recommended, i. e. $\rho \approx 1.7$.

Relative change of magnification due to parabolicity is proportional to source radius. More precise estimate shows that it can be up to 16 % for sources with R_{rms} approximate as caustic curvature radius at O. As we do not consider cusps we would assume $\rho > 0.1$. Then, correction due to the caustic curvature is less than 16 % for source radius $R_{rms} < 0.1$, and if $\rho > 1$ it would be less than 1.6 %.

Note that to ignore a narrow area between caustic and tangent to it in O would be incorrect; contribution of this area is significant:

$$\Delta K = \frac{2k}{\pi R^2} \int_0^R dx \int_{-\beta x^2}^0 \frac{dy}{\sqrt{y + \beta x^2}} = \frac{4k}{\pi R^2} \int_0^R \sqrt{\beta x^2} dx \approx \left(0.481 \sqrt{\frac{R_{rms}}{\rho}} \right) K_{linear}.$$

Comparing with (7) we can see that ΔK can be even greater than correction due to parabolicity.

Then the main conclusion of this section is that approximation of linear caustic (4) is correct (up to $\sim 10\div 20$ % accuracy) only in the small area $\sim 0.1R_E$ near the caustic; taking into account the caustic parabolicity (5) does not improve significantly this situation.

5. Simulation of brightness curves of extended source in Chang–Refsdal lens: role of brightness distribution. Consider a symmetric source brightness distribution $P(x,y) = F(r/R)/R^2$, where R characterizes the source size, $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. If the center is moved to (x_c, y_c) , the distribution will be $P(x,y-y_c)$. In virtue of (4) and (2a) (for a linear caustic $y = 0$) we have:

$$K(y_c) = K_0 + \frac{k}{\sqrt{R}} J\left(\frac{y_c}{R}\right), \quad (8)$$

where

$$J(z) = \frac{\int_0^\infty \frac{dy}{\sqrt{y}} \int_{-\infty}^\infty dx F[\sqrt{x^2 + (y-z)^2}]}{\int_{-\infty}^\infty dy \int_{-\infty}^\infty dx F[\sqrt{x^2 + y^2}]} \quad (9)$$

Further we consider the powerlaw brightness distribution:

$$F(r) = \frac{(p-1)}{\pi[1+r^2]^p}, \quad p>1; \quad (10)$$

and Gaussian brightness distribution with:

$$F(r) = \frac{1}{\pi} \exp[-r^2]. \quad (11)$$

Integral brightness in (10) and (11) is normalised to unity. The rootmeansquared radius R_{rms} for power distribution is $R_{rms} = R/(p-2)^{1/2}$ ($p > 2$), for Gaussian source $R = R_{rms}$. It is easy to show that for fixed R_{rms} Gaussian distribution is the limit of (10) as $p \rightarrow \infty$.

In order to test an efficiency of approximate formulae (4), (8) we simulated the brightness curves of a source with brightness distribution either (10) or (11) microlensed by point mass with a background field [2]. The source with $R_{rms} = 0.1R_e$ was assumed to move uniformly along a straight line. The exact relation (2b), which is representation of a rayshooting method, has been estimated numerically analogously to Zhdanov et al. [19], Fedorova et al. [3]. These simulated curves were considered as source of "experimental" data K_i for amplification and they has been used to determine fitting parameters with approximate formula (9). The parameters have been determined from minimization procedure for r.m.s

deviation $\sum_{i=1}^N (K_i - K_0 - kJ_i)^2$, where $J_i = J(y_i)$ and y_i is the abscissa of source centre in i th 'measurement'. Here we

have assumed that the weights of all the points are equal. This procedure has been carried out for different fitting intervals of independent variable from 0.02 up to 0.17 R_e near the caustic.

Investigation of brightness curves of extended source microlensed by ChangRefsdal lens for different brightness distributions over the source leads us to following conclusions:

- Typically the fitting procedure is most credible for small fitting interval ($< 0.1R_e$), which is about the source size.
- Brightness curves with $p > 5$ differ slightly and parameter p cannot be determined confidently from existing experimental data.
- Fitting of HAE corresponding to passing near/through cusps leads to fully incorrect and unstable results.

6. Elliptical source, approximation of linear caustic. Evidently, real source brightness distribution will differ from symmetric distributions (10), (11). Simplest modification of this distribution deals with taking into account the source ellipticity. Here we consider twodimensional brightness distribution with elliptical isophotes with equal eccentricity that may be written as:

$$P(x,y) = F(\rho), \quad \rho^2 \equiv \left[\frac{x \cos(\varphi) + y \sin(\varphi)}{a} \right]^2 + \left[\frac{-x \sin(\varphi) + y \cos(\varphi)}{b} \right]^2, \quad (12)$$

where (in Cartesian coordinates) abscissa is tangent to caustic at the origin and φ is angle between semimajor axis of ellipses and OX. This seems to be rather a general model of elliptical source.

In order to obtain the total brightness of the microlensed elliptic source we must convolve (12) with amplification of the points source. Using (4) after simple transformations yields the same relation as in case of a circular source (cf. (8)):

$$I(y_c) = I_0 \left[K_0 + \frac{k}{\sqrt{R}} J \left(\frac{y_c}{R} \right) \right], \quad (13)$$

where $J(x)$ is given by (9) and ($b < a$), $R = a\sqrt{1 - \varepsilon^2 \cos^2(\varphi)}$, $\varepsilon = (1b^2/a^2)^{1/2}$.

In observations we deal with dependence of total brightness upon the time:

$$I(t)/I_0 = K_0 + \frac{k}{\sqrt{R}} J \left(\frac{V(t-t_c)}{R} \right) \quad (14)$$

t_c is the time of caustic intercept by the source centre, V being the rate of change of distance from this center to the caustic. Note that V depends not only upon proper motion of the source and its direction with respect to caustic, but also upon deformations of caustic field due to stochastic motions of microlenses.

All information about ellipticity is incorporated into R . Thus, because brightness curve of elliptical source would look just as that for axially symmetric source, eccentricity of a source cannot be determined from a single microlensing event.

7. Determination of fitting parameters. Here we present estimates of parameters in GLS Q2237+0305 on account of data by OGLE and GLITP groups [1, 12]. We use the data about fluxes in R and V colour bands. The results of the fitting are presented in Table 1 below.

Fitting dependence was taken in terms of the flux (in mJanskys) as $\mu(t) = AJ[(t - T_c)/T_R] + B$; fitting parameters were A , B , $T_R = R/V$ (caustic crossing time by the whole source), and T_c (moment of caustic intercept by the source center). Choice of different source models has been varied from Gaussian distribution (11) to steep powerlaw dependence (10) with $p = 3/2$ corresponding Shakura & Sunyayev [11] model.

The fitting parameters have been determined from minimisation of discrepancy

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N W_i [I_i - \mu(t_i)]^2 \quad (15)$$

Here $W_i = 1/\sigma_i^2$, where σ_i^2 is the dispersion of i th measurement; $J = J[(t - T_c)/T_R]$, the function J is defined by the formulas (9)–(11).

To have a comparable parameter for different source models we use $T_{rms} = T_R / (p - 2)^{1/2}$ for $p > 2$, which is related with the root mean square radius. Because we do not know neither the angle between caustic and the direction of source motion, nor velocity of caustics themselves, we may infer only an estimate of the source size L as follows $L = VT_{rms}$.

An important point of our treatment was the choice of time interval for fitting. According to the results of previous sections we have chosen this interval as small as possible (of the order of the source size) to have a reliable precision of approximate relations used and stability of the results for L . For example, in case of OGLE data for image A this interval was 91 days (fig. 2), for image C 146 days (fig. 3), which for example is significantly smaller than that chosen by Shalyapin [8]. In case of GLITP data (fig. 4) we used the period from 90 to 95 days.

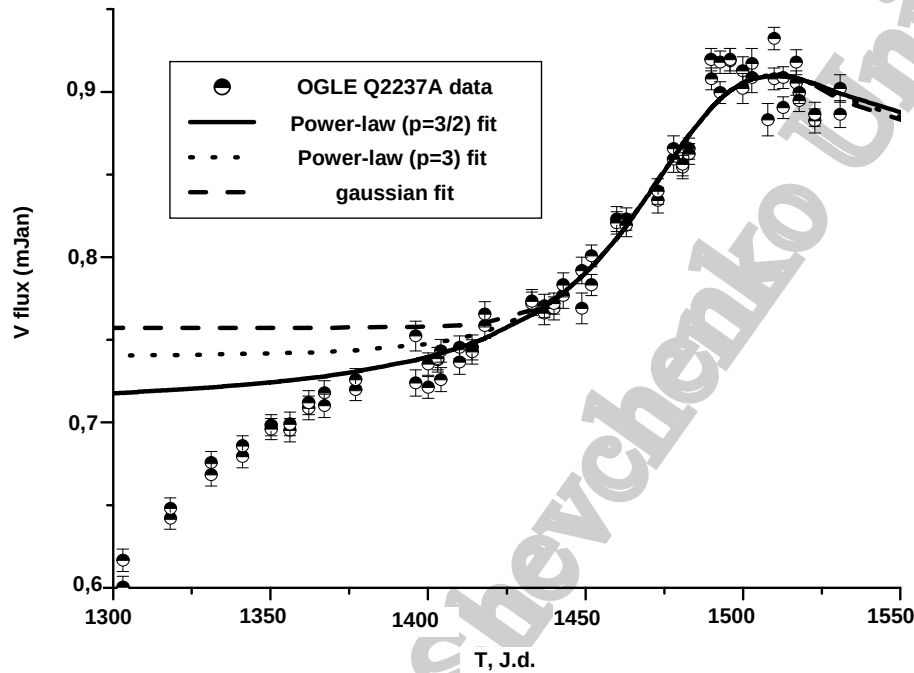


Fig. 2. Fitting OGLE data for GLS Q2237+0305 (V – band of image A). Squares represent observations, curves – fittings of these data with brightness distributions (10)–(11)

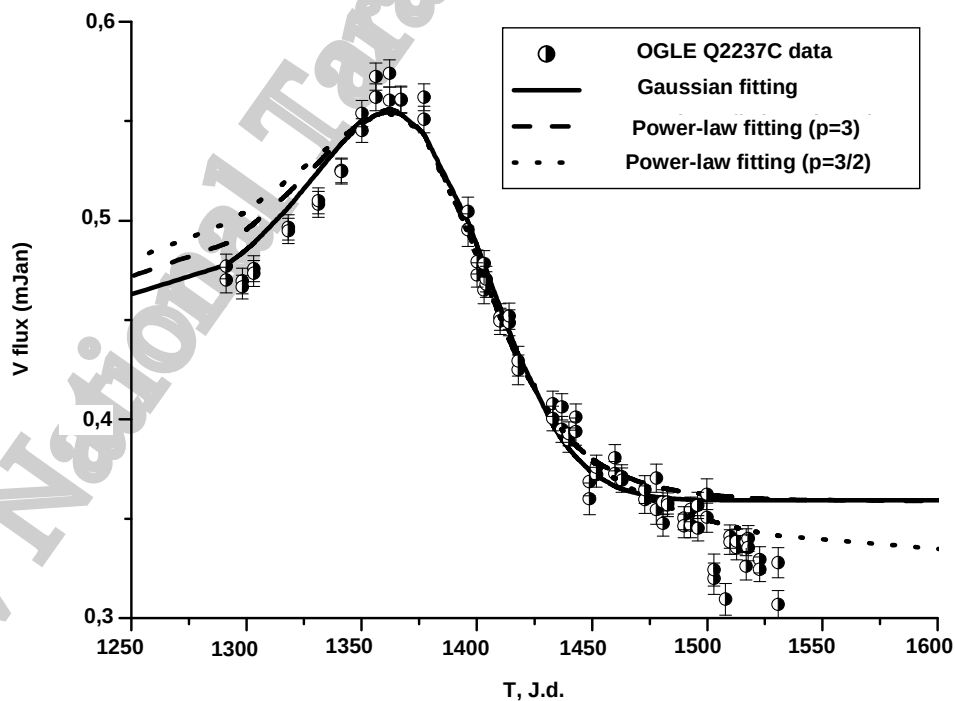


Fig. 3. Fitting V – band of image C in GLS Q2237+0305 (OGLE)

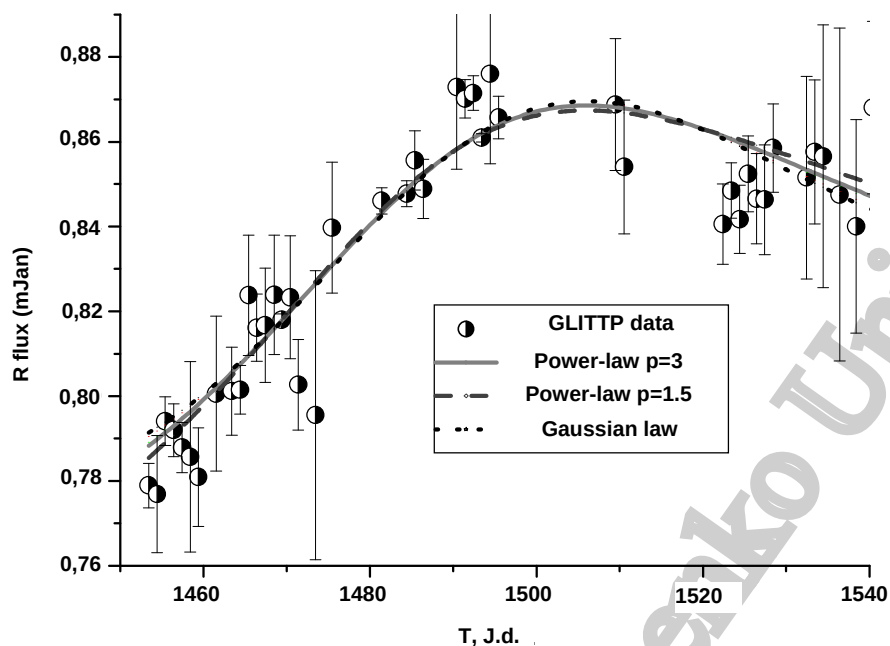


Fig. 4. R – band of image A in GLS Q2237+0305

Errors were estimated from statistical simulations using published dispersions of measurements. Error limits correspond to 90 % confidence level. Our estimates for source size agree with that of Wyithe et al. [14] (in Rband: $1.94 \cdot 10^{-3} \text{ pc} > L > 0.007 \cdot 10^{-3} \text{ pc}$), and Shalyapin et al. [9] (GLITP data, V band, image A: $39.6^{+10.4}_{-9.5}$ J.d.; GLITP data, R band, image A: $41.3^{+18.8}_{-10.9}$ J.d.; OGLE, V band image A: $29.5^{+3.2}_{-3.1}$ J.d.) though for OGLE data we have larger error limits. This is because we choose smaller fitting interval. Earlier estimate of Shalyapin [8] (OGLE, V band, image A) 91 ± 4 J.d.) is seemingly a result of a very large fitting interval.

We compared χ^2 (15) for different source models and found that any value of $p > 1.5$ is statistically preferable. On the other hand we observe obvious model dependence of the source size r.m.s. estimate (fig. 5).

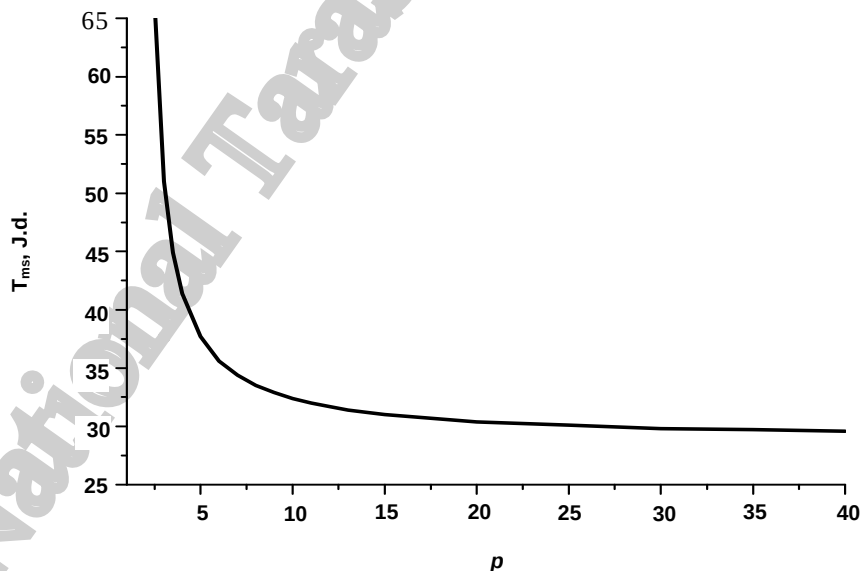


Fig. 5. Dependence of fitted T_{rms} from p GLITP data in V band (PSF I photometry)

8. Conclusions. We treated OGLE and GLITP observational data on microlensing in Q2237+ 0305. To have confident results we used as small as possible time interval for data fitting, where we expect at least 10–20 % accuracy of approximate relations for magnification used. This corresponds to optimal region near the caustic, which is roughly of the source size. Our estimate for source size L (Table 1) are mainly in good correspondence with those obtained earlier by other authors; though sometimes we have larger error limits. The latter circumstance is due to more stringent requirements to the choice of the fitting interval (that is related to the number of data)/ This leads to larger error limits at fixed 90 % confidence level, but, on the other hand, in this case we are sure about reliability of our fitting curves.

Table 1. Results of observational data fitting for symmetric source in linear caustic approximation. In the second column we present estimated value for T_{rms} for $p > 2$ and T_R for $p = 3/2$. In the last column $L_{upper} = VT_{rms}$ for $p > 2$ and $L_{upper} = VT_R$ for $p = 3/2$. The error limits correspond to 90 % confidence level

Data and Fit	$T_{rms} (T_R)$ J.d.	T_{c_1} J.d.	A , mJan	L_{upper} , $10^{-3} pc \cdot V / 500 km/s$
GLITP A, R band, PSF I phot., gaussian	38^{+44}_{-17}	1474^{+15}_{-10}	$0.09^{+0.26}_{-0.05}$	$0.57^{+0.66}_{-0.25}$
GLITP A, R band, PSF I phot., PL $p=3$	62^{+30}_{-19}	1486^{+6}_{-12}	$0.15^{+0.15}_{-0.09}$	$0.93^{+0.45}_{-0.29}$
GLITP A, R band, PSF I phot., PL $p=3/2$	41^{+19}_{-11}	1482^{+5}_{-12}	$0.14^{+0.16}_{-0.09}$	$0.62^{+0.29}_{-0.17}$
GLITP A, R band, PSF II phot., gaussian	24^{+42}_{-2}	1479^{+14}_{-18}	$0.08^{+0.22}_{-0.02}$	$0.36^{+0.63}_{-0.03}$
GLITP A, R band, PSF II phot., PL $p=3$	41^{+37}_{-7}	1488^{+5}_{-18}	$0.09^{+0.15}_{-0.02}$	$0.62^{+0.56}_{-0.1}$
GLITP A, R band, PSFII phot., PL $p=3/2$	27^{+38}_{-2}	1488^{+7}_{-13}	$0.09^{+0.31}_{-0.02}$	$0.41^{+0.57}_{-0.03}$
GLITP A, V band, PSF I phot., gaussian	29^{+25}_{-10}	1479^{+10}_{-9}	$0.09^{+0.15}_{-0.05}$	$0.44^{+0.38}_{-0.15}$
GLITP A, V band, PSF I phot., PL $p=3$	51^{+15}_{-29}	1485 ± 7	$0.14^{+0.08}_{-0.04}$	$0.77^{+0.23}_{-0.44}$
GLITP A, V band, PSF I phot., PL $p=3/2$	36^{+9}_{-20}	1481^{+8}_{-6}	0.13 ± 0.08	$0.54^{+0.14}_{-0.3}$
GLITP A, V band, PSF II phot., gaussian	29^{+10}_{-13}	1479^{+9}_{-7}	$0.09^{+0.05}_{-0.07}$	$0.44^{+0.15}_{-0.2}$
GLITP A, V band, PSF II phot., PL $p=3$	43^{+15}_{-6}	1485^{+9}_{-8}	$0.12^{+0.05}_{-0.02}$	$0.65^{+0.23}_{-0.09}$
GLITP A, V band, PSFII phot., PL $p=3/2$	32^{+15}_{-21}	1482^{+10}_{-7}	$0.13^{+0.11}_{-0.12}$	$0.48^{+0.23}_{-0.31}$
OGLE A, V band, Gaussian	40^{+17}_{-15}	1487^{+9}_{-7}	$0.14^{+0.05}_{-0.04}$	$0.61^{+0.26}_{-0.23}$
OGLE A, V band, PL $p=3$	63^{+22}_{-20}	1486^{+6}_{-4}	$0.22^{+0.18}_{-0.14}$	$0.81^{+0.34}_{-0.31}$
OGLE A, V band, PL $p=3/2$	39 ± 27	1486^{+8}_{-9}	$0.16^{+0.25}_{-0.23}$	0.59 ± 0.35
OGLE C, V band Gaussian	42^{+21}_{-20}	1383^{+8}_{-5}	$0.17^{+0.06}_{-0.05}$	$0.64^{+0.32}_{-0.3}$
OGLE C, V band, PL $p=3$	64^{+22}_{-18}	1384^{+9}_{-13}	$0.22^{+0.04}_{-0.03}$	$0.96^{+0.34}_{-0.29}$
OGLE C, V band, PL $p=3/2$	42^{+17}_{-13}	1384^{+10}_{-7}	$0.17^{+0.04}_{-0.02}$	$0.64^{+0.26}_{-0.2}$

There is a considerable model dependence of the source size estimate upon parameter p of the brightness distribution, which cannot be recovered from the present data. It is important to note that this dependence stabilizes as $p \rightarrow \infty$ (gaussian source limit), but it strongly varies in the region of $p \rightarrow 2$ just where we may compare with theoretical accretion disk models. We remind that in fact we may determine only some effective estimates for parameter L that involve the source ellipticity, its inclination with respect to caustic, absolute value and direction of the lens velocity and caustic velocity. Accuracy of analytical relations with small number of fitting parameters is typically not sufficient to describe the caustic crossing event if fitting accuracy less than $\sim 5\%$ is required. Approximation of linear caustic (4) is correct (typically up to $\sim 10 \div 20\%$ accuracy) only in the small area near the caustic.

This work has been supported in part by Science and Technology Center in Ukraine (project NN43, 2003 year).

- Alcalde D., Mediavilla E. et al. QSO 2237+0305 VR light curves from GLITP optical monitoring // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 572. – P. 729–734.
- Chang K., Refsdal S. Star disturbances in gravitational lens galaxies // *Astron. Astrophys.* – 1984. – Vol. 132. – P. 168.
- Fedorova E.V., Zhdanov V.I., Alexandrov A.N. Motion of source image in Chang–Refsdal lens // *J. Phys. Studies* – 2002. – Vol. 6. – P. 465–468.
- Fluke C.J., Webster R.L. Investigating the geometry of quasars with microlensing // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* – 1999 – Vol. 302 – P. 68–74.
- Gaudi B.S., Petters A.O. Gravitational microlensing near caustics I: folds // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 574. – P. 970–984.
- Grieger B., Kayser R., Refsdal S. Gravitational micro–lensing as a clue to quasar structure // *Astron. Astrophys.* – 1988. – Vol. 194 – P. 54–64.
- Rhie S.H., Bennett D.P. Line caustic crossing microlensing and limb darkening // *arXiv: astro-ph/9912050*.
- Shalyapin V.N. Caustic Crossing in the Gravitational Lens Q2237+0305 // *Astron. Lett.* – 2001. – Vol. 27. – P. 150–155.
- Shalyapin V.N., Goicoechea L.J., Alcalde D. et al. The nature and size of the optical continuum source in QSO 2237+0305 // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 579. – P. 127–135.
- Schneider P., Ehlers J., Falco E.E. Gravitational Lenses – New York, 1992.
- Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* – 1973. – Vol. 24. – P. 337.
- Wozniak P.R., Udalski A., Szymanski M. et al. The Optical Gravitational Lensing Experiment: A Hunt for Caustic Crossings in QSO 2237+0305 // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 540. – P. 65–67.
- Wyithe J.S., Webster R.L., Turner E.L. Interpretation of the OGLE Q2237+0305 microlensing light–curve (1997–1999) // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2000. – Vol. 318. – P. 1120–1130.
- Wyithe J.S., Webster R.L., Turner E.L., Mortlock D.J. A gravitational microlensing determination of continuum source size in Q2237+0305 // *Month. Not. Royal Astron. Soc.* – 2000. – Vol. 315. – P. 62–68.
- Wyithe J.S., Webster R.L., Turner E.L. A small source in Q2237+0305 // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2000. – Vol. 318. – P. 762–768.
- Wyithe J.S., Agol E., Fluke C.J. The size of a quasar's mid–IR emission region inferred from microlensed images of Q2237+0305 // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 331. – P. 1041–1052.
- Yonehara A. Evidence for a source size of less than 2000 AU in quasar 2237+0305 // *Astron. J.* – 2001. – Vol. 548. – P. L127–L130.
- Zakharov A.F. Gravitational Lenses and Microlenses. – Moscow, 1997.
- Zhdanov V. I., Salata S. A., Fedorova E. V. Background– Field Effects in Astrometric Microlensing // *Astron. Lett.* – 2001. – Vol. 27. – P. 562–578.

УДК 521.852

М.І. Буромський, О.К. Осипов, В.Й. Мазур, Б.М. Скорітченко

РЕЗУЛЬТАТИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ ДОТИЧНИХ ПОКРИТЬ ЗІР МІСЯЦЕМ У 1988, 2000–2002 РОКАХ

Наведено поправки до карт Уоттса, що одержані із спостережень дотичних покрив зір Місяцем, виконаних в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету у 1988 і 2000–2002 рр.

The correction to Watt's maps from observations of grazing occultations were given from the Astronomical observatory of Kyiv University astronomical expedition in 1988 and 2000–2002.

У 2000–2002 рр. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка продовжувала виконання програми зі спостереження дотичних покрив зір Місяцем. Спостереження проводились за ефемеридами Міжнародного центру місячних покрив (International Lunar Occultation Centre, ILOC, Токуо) та Європейської асоціації спостерігачів (The Lunar Occultations Workbench). В ефемеридях наводяться: всесвітній час і позиційний кут дотику зорі до місячного диска, зоряна величина, номер зорі за каталогом, значення оптичної лібрації Місяця, географічні координати границі смуги покриття, висоти та азимути Місяця й Сонця, профіль місячного краю за картами Уоттса. Експедиції у складі 5-10 чоловік здійснювались відповідно до обчислених ефемерид у пункти з найбільш прийнятними умовами для спостережень. Спостерігачі розташовувались перпендикулярно до границі тіні на відстані 200-700 м від одного. Для спостереження використовувались рефлектори системи Ньютона *Мицар* ($D = 110$ мм, $F = 80$ см), телеоб'єктиви МТО-1000 системи Максутова ($D = 110$ мм, $F = 100$ см), рефрактори ($D = 80$ мм, $F = 80$ см; $D = 60$ мм, $F = 60$ см), ($D = 63$ мм, $F = 84$ см). Моменти часу реєструвались за допомогою хронометрів, механічних та електронних секундомірів, друкуючих хронографів. Поправки хронометрів і хронографів визначались з прийому 6-ти сигналів радіостанції "Маяк". Координати інструментів визначались за допомогою GPS-приймача й геодезичної прив'язки до орієнтирів на місцевості з використанням топографічних карт масштабом 1:10000–1:200000. Результати спостережень дотичних покрив зображено в табл. 1.

Таблиця 1. Результати спостережень дотичних покрив київських експедицій за 1988 р., 2000–2002 рр.

Дата: рік, місяць, день	Каталог, № зорі за катало- гом	Місце спосте- реження	Організатор спостережень	Кількість спосте- рігачів	Число контактів	Лібрації по Довготі й широті, град.	Номер експе- диції
1988 06 19	ZC 1487	Київська обл. с. Фарбоване	Осипов О.К.	9	30	0,38 1,20	1
2000 09 23	SAO 79846	Київська обл., спост. станція Пилиповичі	Буромський М.І.	7	8	0,10 0,13	2
2001 03 31	SAO 77967	м. Київ	Буромський М.І.	5	12	1,54 5,32	3
2001 10 7	ZC 755	Київська обл., м. Іванків	Буромський М.І.	5	14	5,46 2,21	4
2002 09 28	ZC 882	Київська обл., с. Жовтневе	Буромський М.І.	5	40	6,65 1,27	5

Обробка результатів спостережень виконана методом Бесселя за алгоритмом з [1] з метою уточнення карт Уоттса (табл. 2 і 3). Координати Місяця на площині Бесселя обчислювались на основі ефемериди LE200, положення спостерігача на тій же площині обиралось з використанням елементів референц-еліпсоїда Ф.Н. Красовського (експедиція № 2) і міжнародного еліпсоїда WGS84 (експедиції 1, 3, 4, 5). Координати центрів еліпсоїдів визначались відносно геоцентричної системи координат. Положення зір на епоху J2000.0 запозичені з каталогів ZC[2], TYCHO [3]. Обчислені величини ds'' (табл. 2, 3) є висотою точки краю над барицентричною середньою сферою Місяця з радіусом 932.64". Відповідно до цих висот (ds''), висоти hw'' на картах К. Уоттса [4] інтерполювались з комп'ютерної версії карт з урахуванням поправок Л. Морісона й Р. Мартіна [5] (поправки за зміщення нуля-пункта карт на $0,25^\circ$ і за несферичність поверхні відносно Місяця). Величини "OC" є поправками до висот, знятих з карт Уоттса при певних значеннях місячних лібрацій (графи 6,12 у табл. 2, 3), і топоцентричних позиційних кутів (графи 2, 8 табл. 2, 3).

Автори вдячні спостерігачам Казанцевій Л.В., Данилевському В.О., Кравцову Ф.І., Хлистуно Ф.Є., Житецькому А.О., Чешкову О.А., Тряшину С.С., Москаленку Ю.А. за участь у підготовці й проведенні спостережень.

Таблиця 2. Поправки до карт Уоттса поблизу північного полюса Місяця

№ п/п	Кути Уоттса в град.	ds"	hw"	(O – C)"	Лібрація Lt, bt у град.	№ п/п	Кути Уоттса в град.	ds"	hw"	(O – C)"	Лібрація Lt, bt у град.
1	343.82	1.47	0.32	1.78	5,46 2,21	32	346.38	0.94	0.34	0.60	6,65 1,27
2	344.06	0.81	0.07	0.87	6,65 1,27	33	346.42	0.94	0.33	0.60	6,65 1,27
3	344.13	0.51	0.24	0.74	5,46 2,21	34	346.46	0.93	0.33	0.60	6,65 1,27
4	344.14	0.70	0.08	0.78	6,65 1,27	35	346.50	0.92	0.33	0.60	6,65 1,27
5	344.20	0.73	0.35	1.08	6,65 1,27	36	346.54	0.91	0.32	0.59	6,65 1,27
6	344.27	0.76	0.36	1.12	6,65 1,27	37	346.57	0.91	0.32	0.59	6,65 1,27
7	344.29	0.65	0.36	1.01	6,65 1,27	38	346.59	0.25	0.74	0.99	5,46 2,21
8	344.31	0.53	0.36	0.89	6,65 1,27	39	346.60	0.90	0.14	0.76	6,65 1,27
9	344.32	1.15	0.14	1.30	5,46 2,21	40	346.61	0.59	0.14	0.45	6,65 1,27
10	344.80	0.56	0.06	0.62	5,46 2,21	41	346.67	1.00	0.13	0.87	6,65 1,27
11	344.87	0.89	0.27	0.61	5,46 2,21	42	346.76	0.98	0.13	0.85	6,65 1,27
12	345.00	0.76	0.36	1.12	6,65 1,27	43	346.80	0.85	0.08	0.77	6,65 1,27
13	345.07	0.78	0.35	1.13	6,65 1,27	44	346.83	0.84	0.08	0.77	6,65 1,27
14	345.10	0.78	0.35	1.13	6,65 1,27	45	346.90	0.82	0.08	0.75	6,65 1,27
15	345.19	0.61	0.34	0.96	6,65 1,27	46	346.93	0.81	0.07	0.74	6,65 1,27
16	345.29	0.81	0.27	1.08	6,65 1,27	47	346.98	0.80	0.07	0.72	6,65 1,27
17	345.41	0.83	0.24	1.08	6,65 1,27	48	347.06	0.89	0.05	0.85	6,65 1,27
18	345.47	0.84	0.23	1.07	6,65 1,27	49	347.21	0.98	0.11	0.87	6,65 1,27
19	345.48	0.65	0.23	0.89	6,65 1,27	50	347.37	0.40	0.39	0.78	5,46 2,21
20	345.54	0.84	0.23	1.07	6,65 1,27	51	347.95	0.21	0.77	0.98	5,46 2,21
21	345.63	0.85	0.02	0.83	6,65 1,27	52	347.98	0.23	0.77	1.00	5,46 2,21
22	345.66	0.65	0.25	0.90	5,46 2,21	53	348.03	0.25	0.70	0.96	5,46 2,21
23	345.73	0.67	0.01	0.66	6,65 1,27	54	352.16	0.29	0.82	1.11	0,10 0,13
24	345.90	0.86	0.20	1.05	6,65 1,27	55	352.20	0.32	0.60	0.91	0,10 0,13
25	346.03	0.67	0.16	0.51	5,46 2,21	56	352.24	0.31	0.42	0.11	0,10 0,13
26	346.03	0.25	0.65	0.90	6,65 1,27	57	352.28	0.31	0.69	0.38	0,10 0,13
27	346.04	0.85	0.16	0.69	6,65 1,27	58	352.30	0.31	0.77	0.45	0,10 0,13
28	346.06	0.25	0.65	0.90	5,46 2,21	59	352.55	0.34	1.58	1.24	0,10 0,13
29	346.13	0.97	0.17	0.80	6,65 1,27	60	352.81	0.45	3.39	2.95	0,10 0,13
30	346.22	0.24	0.80	1.04	5,46 2,21	61	352.83	0.45	4.04	3.59	0,10 0,13
31	346.26	0.65	0.34	0.31	6,65 1,27						

Таблиця 3. Поправки до карт Уоттса поблизу південного полюса Місяця

№ п/п	Кути Уоттса в град.	ds"	hw"	(O – C)"	Лібрація Lt, bt у град.	№ п/п	Кути Уоттса в град.	ds"	hw"	(O – C)"	Лібрація Lt, bt у град. ¹²
1	173.80	3.61	0.42	4.03	1,54 –5,32	22	191.11	1.44	1.77	0.33	0,38 1,20
2	173.86	3.51	0.42	3.93	1,54 –5,32	23	192.11	1.37	1.92	0.55	0,38 1,20
3	175.71	0.86	0.86	1.72	1,54 –5,32	24	192.19	1.24	1.91	0.68	0,38 1,20
4	176.30	0.05	0.60	0.65	1,54 –5,32	25	192.19	1.31	1.91	0.60	0,38 1,20
5	176.45	0.08	0.26	0.19	1,54 –5,32	26	192.21	1.16	1.81	0.65	0,38 1,20
6	176.70	0.31	0.22	0.53	1,54 –5,32	27	192.22	1.18	1.80	0.63	0,38 1,20
7	177.75	0.90	0.74	1.65	1,54 –5,32	28	192.30	1.32	1.80	0.48	0,38 1,20
8	178.01	0.77	0.82	1.59	1,54 –5,32	29	192.75	1.24	1.56	0.31	0,38 1,20
9	178.68	1.27	0.25	1.02	1,54 –5,32	30	192.77	1.23	1.56	0.33	0,38 1,20
10	179.61	0.35	0.05	0.31	1,54 –5,32	31	192.77	1.31	1.56	0.25	0,38 1,20
11	181.00	0.58	0.88	0.30	1,54 –5,32	32	192.79	1.31	1.56	0.25	0,38 1,20
12	181.56	0.82	0.26	1.08	1,54 –5,32	33	192.79	1.44	1.56	0.12	0,38 1,20
13	190.88	0.93	1.39	0.46	0,38 1,20	34	192.80	1.39	1.56	0.17	0,38 1,20
14	190.91	1.08	1.39	0.31	0,38 1,20	35	193.81	1.81	2.04	0.23	0,38 1,20
15	190.91	1.09	1.39	0.30	0,38 1,20	36	193.84	1.76	2.03	0.27	0,38 1,20
16	191.01	1.32	1.75	0.43	0,38 1,20	37	193.89	1.72	2.03	0.30	0,38 1,20
17	191.04	1.33	1.76	0.43	0,38 1,20	38	193.90	1.73	2.02	0.30	0,38 1,20
18	191.07	1.38	1.76	0.38	0,38 1,20	39	193.92	1.68	2.02	0.34	0,38 1,20
19	191.09	1.37	1.76	0.39	0,38 1,20	40	193.94	1.67	2.02	0.35	0,38 1,20
20	191.11	1.50	1.77	0.26	0,38 1,20	41	194.12	1.52	1.68	0.16	0,38 1,20
21	191.11	1.44	1.77	0.33	0,38 1,20	42	194.25	1.43	1.47	0.04	0,38 1,20

1. Report of Lunar occultation observations // ILOC. – 1995. – № 13. – P. 1–4.

2. ZC – Каталог зодіакальних зірок, складений Робертсоном і виправлений Isao Cato // Isao Cato. Catalog of 3539 Zodiacal Stars for the Equinox j2000. Lunar Occultations Observers Group. – Japan, 1986.

3. The ACT Reference Catalog // USNO CD-ROM Sep. – 1997.

4. Watts C.B. The Marginal Zone of the Moon // Astronomical Papers prepared for the use of the Astronomical Ephemeris and nautical Almanac. – 1963. – Vol. XVII.

5. Morrison L.V., Martin R.J. A digitized version of C.B.Watts charts of the marginal zone of the Moon // The Moon. – 1975. – Vol. 2. – № 4. – P. 463–467.

УДК 523.6

Д.П. Андрієнко, І.Г. Міщишина

РУХ КРУПНИХ ПИЛОВИХ ЧАСТИНОК У ПРИПОВЕРХНЕВОМУ ШАРІ КОМЕТНОГО ЯДРА

Проведено моделювання руху крупних пилових частинок у приповерхневому шарі кометного ядра. Установлено, що під час руху в ньому крупні частинки можуть гальмуватися. Показано, що якщо розмір пилинки більший за деякий критичний, то для досягнення гідродинамічної області вона має одержати початковий імпульс на поверхні сублімації.

The thesis dealing with theoretical modeling the dynamics of dust grains in Knudsen boundary layer of a comet nuclear at 2.03.0 a.u. It was shown that the coarse dust particles could occur the deceleration after sweeping from the nucleus. In order to dust particles be able to arrive at the hydrodynamical region it is necessary the starting impulse on the sublimation surface.

Вступ. У задачах кометної фізики, пов'язаних з моделюванням кометної атмосфери, одним з найуживаніших методів для вивчення течії кометного газу є гідродинамічне моделювання. Воно дає досить задовільні результати в області, обмеженій зверху зіштовхувальною зоною навколо ядра. З боку ядра такий підхід теж має просторове обмеження. Причина полягає в тому, що гідродинамічний опис справедливий тільки для випадку, коли газ є рівноважним. Однак у процесі сублімації утворюється газ у нерівноважному стані, навіть якщо це стаціонарна сублімація однокомпонентної речовини з ідеально гладкою плоскою поверхнею. Процес зіткнень між молекулами, що сублімували, приводить до того, що первісно нерівноважна функція розподілу молекул може максвелізуватися (з певною мірою точності) на деякій відстані від поверхні, і після цього стає правомірним використання макропараметрів для описання стану газу. Шар, у якому відбувається максвелізація функції розподілу, називається кнудсенівським. Проблема обчислення параметрів газу на його зовнішній границі вперше поставлена в [1], шар виділений як *приповерхневий* кометного ядра, і відзначено, що розв'язок задачі про коректне визначення граничних умов можливий тільки на основі молекулярно-кінетичної теорії.

Особливе значення приповерхневого шару полягає в тому, що параметри газу на його зовнішній границі є початковими для гідродинамічної задачі. Без визначення цих параметрів неможливо одержати самоузгоджений розв'язок стосовно течії газу в межах всієї кометної атмосфери. Важливо враховувати зворотний потік молекул, що помітно впливає на ефективну швидкість сублімації, оскільки може досягати 25 %.

Дотепер реалізовано два підходи визначення граничних умов для гідродинамічної задачі на основі молекулярно-кінетичної теорії. Перший з них дозволяє аналітично зіставити параметри на внутрішній границі приповерхневого шару, що вважаються відомими, і на зовнішній, що визначаються. Співвідношення встановлюється за допомогою коефіцієнтів, що задають стрибок параметрів. Аналітичні кількісні оцінки для кнудсенівського шару були отримані в роботах [2, 3]. Потім у [4] модель була розширена на обчислення макропараметрів газового потоку молекул води на зовнішній границі кнудсенівського шару кометної атмосфери в припущенні, що число Маха є вільним параметром. Усі результати відносяться до стаціонарної сублімації однокомпонентного газу з однорідної плоскої поверхні.

Другий підхід полягає в чисельному моделюванні течії розрідженого газу на основі різних обчислювальних алгоритмів. Він дозволяє визначити не тільки значення стрибків параметрів, але й структуру приповерхневого шару. Уперше чисельне моделювання кнудсенівського шару з такими ж обмеженнями, що прийняті в аналітичних роботах, здійснене в 1989 р. [5]. Потім було зроблено спробу розширити метод на випадок витікання газопилової суміші [6], а також проведені розрахунки для сублімації крізь пористу мантію [7].

Обидва підходи реалізовані з деякими обмеженнями. Допущення про плоску поверхню сублімації є справедливим тільки на геліоцентричних відстанях до 3 а.о. Далі цієї відстані товщина приповерхневого шару, оцінена за довжиною вільного пробігу, вже не може бути прийнята значно меншою від розміру ядра. Серйозне ускладнення полягає в тому, що остаточно не вирішене принципове питання про значення числа Маха на зовнішній границі кінетичного шару [8]. При аналітичному підході його значення є додатковим модельним припущенням або вільним параметром задачі й обумовлюється вимогами, що виникають при розв'язуванні зовнішньої газодинамічної задачі. Значення місцевого числа Маха на виході з приповерхневого шару приймалося рівним 1 [3] чи знаходилося в діапазоні 1–1.2 [4]. При чисельному підході значення числа Маха визначається в результаті розрахунку, що є перевагою підходу, але при цьому можливе нагромадження помилок, пов'язаних з недостатньою точністю чисельного моделювання [8].

Результати досліджень стрибка параметрів у приповерхневому шарі для випадку стаціонарної однорідної сублімації одноатомного газу, отримані на основі аналітичних моделей, наведені в роботі [8]. Нижче в табл. 1 подано зведені дані числових моделей, де l/s – відношення довжини каналу до його радіуса.

Основна відмінність між результатами аналітичних і чисельних моделей полягає в значенні стрибка температури T_0/T_s , що в аналітичних роботах досягає 0.8 [3], а в чисельних, як видно з таблиці, воно помітно менше. Помітною є також різниця у величинах зворотних потоків молекул: найбільша вона в [4] – 25 %, найменша – у [5] – 12–14 %, а в [3] – 18 %. Для стрибка густини в поверхневому шарі всі моделі у випадку сублімації з відкритої поверхні дають досить близькі значення.

Таблиця 1. Значення стрибка параметрів газу в приповерхневому шарі ядра

Ma	n_0/n_s	T_0/T_s	Зворотний потік	Стан поверхні	Джерело
1.15	0.34	0.56	12-14 %	Вільна	[5]
1.051.15	0.32	0.56	16 %	Вільна	[6]
1.051.15	0.35	0.60	14 %	Вільна	[8]
>1.0	0.5	0.72		Пориста кора, $l/s=3$	[8]

Локальне число Маха на границі шару за чисельними моделями завжди > 1 , у той час як в аналітичних воно приймалося рівним 1. Автори моделювання [8] відзначають, що на даному етапі досліджень не можна однозначно вирішити, чи пов'язані ці розбіжності тільки з недостатньою точністю обчислень. Однак, якщо прийняти їхню оцінку похи-

бки в 10 %, то значення Ma в діапазоні 1.05–1.15, отримане в чисельних моделях, можна редукувати до одиниці. Таке значення числа Маха було постульоване в [3] і здається найбільш прийнятним, бо погоджується з уявленнями, розвинутими в газодинамічних задачах про течію незапиленого газу [3, 9].

Постановка задачі. Значення початкових швидкостей пилових частинок дуже важливі тому, що в задачі для запиленої атмосфери вони можуть впливати на характер течії всієї газопилової суміші, причому іноді цей вплив може бути вирішальним [6, 11]. У задачі зі слабким запиленням, коли рух частинок істотно не впливає на стан газу, початкова швидкість пилінки є другим основним параметром нарівні з розміром, що визначає їх траєкторію в атмосфері комети. Значення початкових швидкостей частинок (позначимо їх V_0) залежать від механізму їх появи. Якщо розглядається рух дрібних мінеральних чи органічних частинок, то, як прийнято вважати, їхня поява в атмосфері комети зумовлена вивільненням з матричної речовини ядра в результаті сублімації. У цьому випадку можна чекати, що стартова швидкість такої пилінки (швидкість при виході з поверхні ядра, позначимо її V_s) буде близька до нуля. Однак це не означає, що течія газопилової суміші в запиленій атмосфері чи рух частинок у слабкозапиленій атмосфері можна розраховувати в припущенні нульових початкових швидкостей останніх. Оскільки при розрахунку течії газу початкові умови треба накладати на зовнішній границі приповерхневого шару, як це було зроблено в [6, 11], то і для твердих частинок швидкість необхідно задавати там же. Для великих твердих частинок, крім цього, необхідно досліджувати залежність V_0 від стартової швидкості, тому що механізм їх появи в приповерхневому шарі може істотно відрізнятись від механізму появи дрібних пилинок.

Значення швидкості твердої частинки на виході із шару можна одержати на основі загальної методики визначення імпульсу, переданого частинці газом з відомим законом розподілу молекул за швидкостями. Для одержання розподілу можна скористатися підходом, запропонованим у [1] і використаним у [6], коли всередині кнудсенівського шару невідома нерівноважна функція розподілу апроксимується зваженою сумою двох відомих функцій розподілу, одна з яких відповідає внутрішній границі приповерхневого шару, а друга – зовнішній. Вагові коефіцієнти можна визначати як лінійну [6] чи експоненціальну функції від відстані до поверхні сублімації. Використовуючи таку методику для дрібних пилинок, автори [6] одержали результати, що свідчать про визначальний вплив температури поверхні на швидкість виходу частинок із приповерхневого шару. При моделюванні подальшого руху пилинок у насколярній області був зроблений висновок про незначний вплив швидкостей виходу на швидкість руху при віддаленні від ядра. Виходячи з наших досліджень, ми вважаємо, що отримані в [6] результати обмежені розглянутими в роботі розмірами пилинок. Вони справедливі для найбільш дрібних, для яких в атмосфері комети можна знехтувати гравітацією ядра, і рух яких відбувається без виникнення особливих точок [11]. Траєкторії більших частинок, а значить, і їх швидкості у насколярній області, можуть принципово відрізнятись при невеликій різниці початкової швидкості. Так, при зміні початкової швидкості V_0 від 29 cm s^{-1} до 30 cm s^{-1} у слабкозапиленій атмосфері траєкторія описує або падаючу на ядро частинку розміром 2.5 cm , або таку, що потрапляє в область прискореного руху. Така структура поля напрямків, коли траєкторія залежно від швидкості змінюється стрибком, характерна для особливих точок типу *сідло*, що її мають частинки вказаного розміру на віддалі $\sim 1 \text{ km}$ [11].

Для розрахунку руху сантиметрових частинок треба враховувати гравітацію ядра, що відрізняє їх від субмікронних. Крім того, вони мають виділятися з поверхні ядра зі швидкістю V_s , яка більша за нульову, оскільки, скоріш за все, є його фрагментами й можуть з'являтися тільки внаслідок руйнування поверхневого шару. Ураховуючи це, для великих твердих частинок необхідно досліджувати початкові швидкості в широкому діапазоні їх розмірів і швидкостей старту.

Рух твердих частинок у приповерхневому шарі. Для вивчення початкових швидкостей було прийнято, що на внутрішній границі приповерхневого шару темп сублімації визначається законом Герца – Кнудсена, розподіл молекул за швидкостями напівмаксвелівський з температурою T_s , що дорівнює температурі поверхні сублімації [1, 6], що справедливо за відсутності пористої кори. На зовнішній границі – розподіл локально-максвелівський з температурою, рівною початковій температурі газодинамічної задачі $T_0 = T_s \Delta T$, де ΔT – стрибок температури. Зворотний потік молекул характеризується теж локально-максвелівським розподілом з температурою T_0 , і цей потік слабкіший за прямий у η разів (η називається коефіцієнтом повернення, його значення за різними оцінками знаходиться в межах 0.14–0.25; ми приймали $\eta = 0.20$).

При такій постановці задачі відповідно до [6] рівняння руху фрагмента в приповерхневому шарі можна записати в такому вигляді:

$$m_d \frac{d\vec{V}}{dt} = [F(0, T_s) - F(0, T_0)](1 - K_x) + F(H_{kn}, T_0)K_x - F_g, \quad (1)$$

де m_d , V – маса й швидкість пилінки, $F(0, T_s)$, $F(H_{kn}, T_0)$ – сили її захоплення прямим потоком газу на внутрішній і зовнішній границях шару, $F(0, T_0)$ – сила при поверхні, обумовлена зворотним потоком молекул, K_x – ваговий коефіцієнт лінійної апроксимації, він записується у вигляді $K_x = H/H_{kn}$, H – відстань від поверхні сублімації, H_{kn} – товщина приповерхневого шару, F_g – сила гравітаційного притягання ядра.

Для стрибка параметрів у кнудсенівському шарі використані значення, отримані в [5], справедливі для плоскої поверхні сублімації. Сили, що входять у рівняння (1), створені потоками молекул. При однорідній сублімації (на масштабі порядку товщини шару) ці потоки мають симетрію відносно перпендикуляра до поверхні. У такій ситуації тангенціальні складові сил, що діють на фрагмент, залежать тільки від відстані до поверхні. Якщо стартова швидкість пилінки має тангенціальну складову, то в межах приповерхневого шару це ніяк не вплине на нормальну складову. Тому в межах кнудсенівського шару рівнянням (1) можна описувати рух фрагмента, нормальний до поверхні сублімації, де V – нормальна складова вектора швидкості. Відповідно, замість векторів сил потрібно брати їх нормальні складові. Надалі в роботі наведені вирази й результати, що характеризують нормальний рух.

Коефіцієнт захоплення частинки потоком газу у випадку максвелівського розподілу відомий [1], для напівмаксвелівського він отриманий у припущенні змішаного (дзеркальний плюс дифузійний) закону розподілу відбитих молекул [6]. У

даній роботі використано косинус-максвелівський закон розподілу відбитих молекул за швидкостями, що приводить тільки до зміни стосовно числового коефіцієнта [1]. Сили, що діють на пилинку, записуються у вигляді

$$F(0, T_S) = \rho_S \pi a^2 k T_S [3/4 + 2/3 (T_r/T_S)]^{1/2}, \quad (2)$$

$$F(H_{kn}, T_0) = \rho_0 \pi a^2 (u_0 - V)^2 C_d / 2, \quad (3)$$

$$F(0, T_0) = \eta \rho_0 \pi a^2 (u_0 - V)^2 C_d / 2, \quad (4)$$

$$C_d = \frac{4/3 \pi^{1/2} (T_r/T_0)^{1/2}}{s} + \frac{(2s^2 + 1) \text{Exp}(-s^2)}{\pi^{1/2} 2s^3} + \frac{(4s^4 + 4s^2 - 1) \text{erfs}}{2s^4}, \quad (5)$$

де $\text{erf}(s) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^s \exp(-\zeta^2) d\zeta$, $s = \frac{|\vec{u} - \vec{V}|}{\sqrt{2kT/m}}$, m – маса молекули, ρ_S і ρ_0 – щільність газу на внутрішній і зовнішній

границях приповерхневого шару, u – швидкість газу, u_0 – швидкість газу на зовнішній границі. Температура пилинки прийнята рівною температурі ядра T_S , T_r – температура відбитих від пилинки молекул [1]. Тут друга й третя сили записані з урахуванням руху пилинки, а перша, як і в [6], відповідає нерухомій пилинці, що є прийнятним наближенням для даного розгляду, оскільки стартова швидкість пилинки, яка приймається до розгляду надалі, набагато менша за початкову швидкість газу.

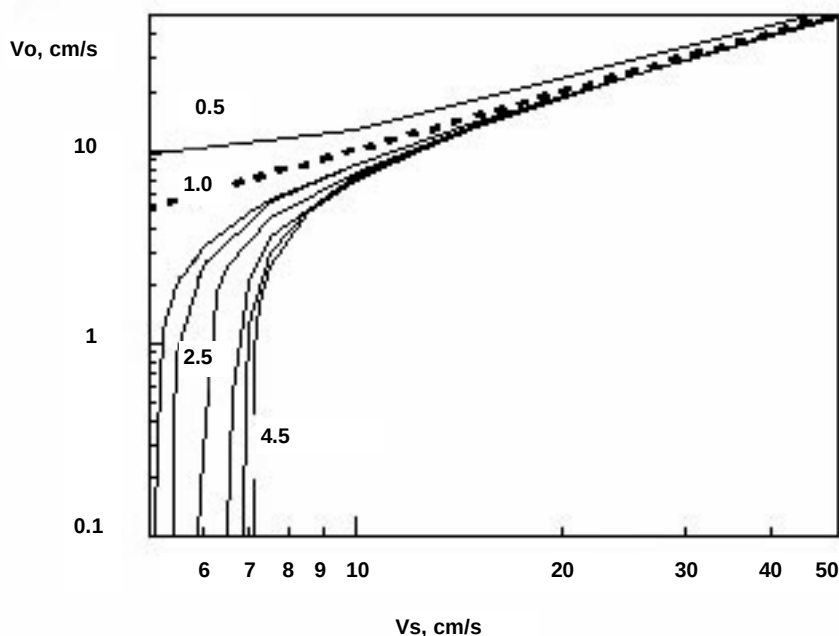


Рис. 1. Залежність швидкості виходу пилинки із приповерхневого шару від стартової швидкості на поверхні ядра. Розмір пилинки наведено біля кривих у сантиметрах (густина 1 г см³). Вільна поверхня сублімації на $R_h = 2$ а.о.

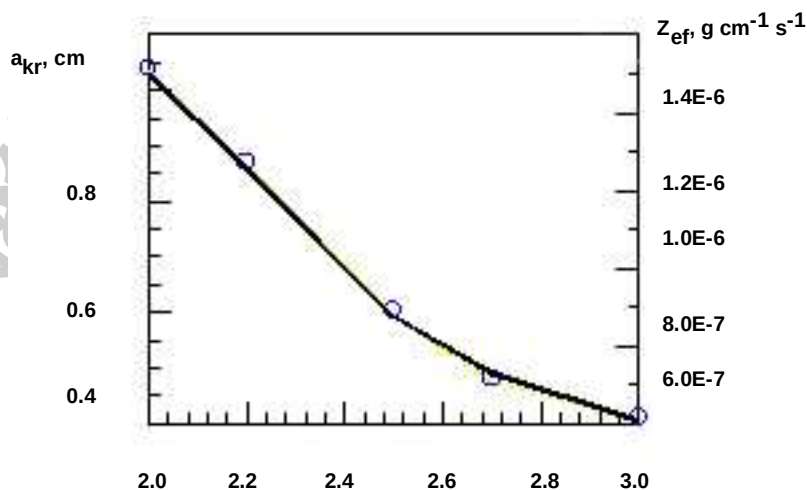


Рис. 2. Критичний розмір пилових частинок і газопродуктивність у геліоцентричній залежності

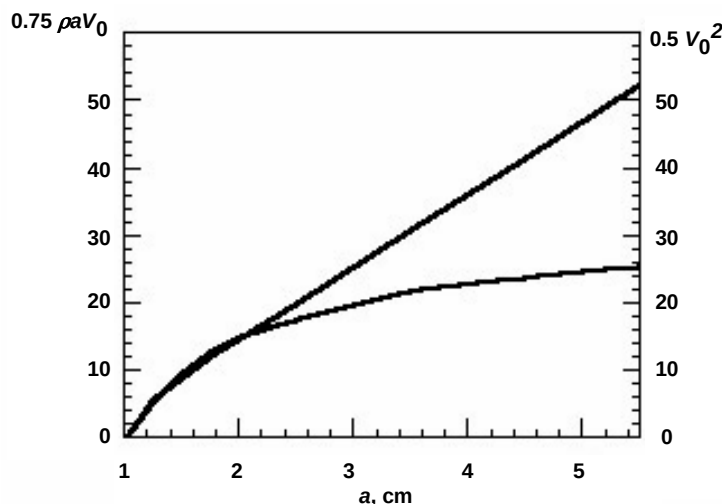


Рис. 3. Значення найменшого стартового імпульсу частинки, нормованого на її площу перерізу, і кінетичної енергії, нормованої на об'єм, при яких фрагменти виходять із шару, залежно від розміру частинок. Геліоцентрична відстань – 2 а.о., поверхня сублимації – вільна

Швидкості вильоту пилових частинок із приповерхневого шару. З використанням наведеної методики розраховано ряд залежностей, що характеризують рух сантиметрових фрагментів у приповерхневому шарі на різних відстанях від Сонця. Значення стрибка параметрів і товщина шару взяті з роботи [8]. Найбільш цікаві результати подано на рис. 1, який зображує значення швидкості V_0 виходу частинки із шару залежно від стартової швидкості V_S на поверхні ядра ($R_H = 2$ а. о.). З цих залежностей випливає, що частинки, розмір яких менший за деякий критичний $a_{кр}$ (у даному випадку $a_{кр} = 1$ см), виходять із шару з прискоренням; якщо ж їх розмір більший за $a_{кр}$ – з гальмуванням. Перші частинки досягають газодинамічної області при нульових стартових швидкостях, другі – потребують для цього початкового імпульсу. Якщо стартова швидкість досягає кількох десятків $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$, то для всіх розмірів швидкість виходу в газодинамічну область V_0 практично дорівнює стартовій швидкості V_S . Подальше збільшення стартової швидкості до метра за секунду практично веде до нівелювання залежності швидкості виходу фрагмента в газодинамічну область від розміру, тобто швидкість входу в газодинамічну область однакова для всіх пилинок. Швидкісна залежність для значення $a_{кр}$ на рис. 1 зображена пунктирною лінією, частинки цього розміру завжди виходять із шару зі швидкістю, що дорівнює їх стартовій V_S . Це означає, що найбільшими фрагментами, які можуть потрапити в область газодинамічної течії без початкового імпульсу на поверхні ядра (тобто для яких $V_S = 0$), є частинки розміром $a_{кр}$. Проте це не означає, що всередині шару така частинка рухається без прискорення зі сталою швидкістю.

Критичний розмір визначається ефективністю сублимації, що демонструє рис. 2, де точки – розрахунки значень $a_{кр}$ для щільності $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, а неперервна лінія – газопродуктивність ядра, що відповідає його рівноважній температурі.

Фрагменти розміром більше $a_{кр}$, щоб вийти з приповерхневого шару, мають одержати стартову швидкість, що перевищує певне значення $V_{кр}$. Таким чином, частинки цих розмірів (тип В, Б і частково А [11]) можуть з'являтися в атмосфері тільки тоді, коли на поверхні ядра вони одержали позитивний початковий імпульс. Залежність критичного імпульсу, що припадає на одиницю поперечного перетину частинки, є лінійною функцією розміру, вона зображена на рис. 3 верхньою кривою. Нижня крива – кінетична енергія, віднесена до одиниці маси.

Насамкінець відзначимо, що, по-перше, отриманий розмір $a_{кр}$ (рис. 2) удвічі менший, ніж критичний на поверхні ядра, який визначається з умови рівності сили гравітаційного притягання й підйомної сили нерівноважного газу [12]. По-друге, одержаний нами результат про гальмування пилових частинок у приповерхневому шарі може пояснити спостереження в експерименті KOSI [13], у якому мало місце не прискорення, а гальмування частинок при взаємодії з газом. Непрямим свідченням такої можливості можна вважати також результати теоретичного дослідження явища псевдозрідження газопилової суміші над поверхнею кометного ядра [14].

1. Шульман Л.М. Динамика кометных атмосфер. Нейтральный газ. – К., 1972.
2. Cercignani C. Strong evaporation of a polyatomic gas // Progr. Astron. Aeron. – 1981. – Vol. 74. – P. 305–320.
3. Анисимов С.И. Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение // Журнал. exper. и теор. физики. – 1968. – Т. 54. – № 1. – P. 339–342.
4. Crifo J.F. Improved gaskinetic treatment of cometary water sublimation and recondensation // Astron. Astrophys. – 1987. – Vol. 187. – P. 438–452.
5. Bisikalo D.V., Marov M.Ya., Shematovitch V.I. et al. The flow of the sublimating gas in the nearnuclear (Knudsen) layer of the cometary coma // Adv. Space Res. – 1989. – Vol. 9. – № 3. – P. 53–58.
6. Маров М.Я., Колесниченко А.В., Скоров Ю.В. Численное моделирование газопылевого потока в приповерхностном слое кометной атмосферы // Астрон. вестник. – 1995. – Т. 29. – № 3. – P. 243–252.
7. Скоров Ю.В. Неравновесная кинетика разреженного газа в пористом слое кометного ядра // Астрон. вестник. – 1997. – Т. 31. – № 1. – P. 28–42.
8. Скоров Ю.В., Королев А.Е. Пространственная структура приповерхностного слоя кометной атмосферы // Астрон. вестник. – 1998. – Т. 32. – № 4. – P. 370–379.
9. Gombosi T.I., Cravens T.E., Nady A.F. Time-dependent dusty gasdynamical flow near cometary nuclei // Astrophys. J. – 1985. – Vol. 293. – № 1. – P. 328–341.
10. Маров М.Я. Физические свойства и модели комет // Астрон. вестник. – 1994. – Т. 28. – № 45. – P. 5–86.
11. Андриенко Д.А., Мицшина И.И. Возможность устойчивого равновесия твердых частиц в кометной атмосфере // Кинематика и физика небес. тел. – 2003. – Т. 19. – № 2. – С. 138–158.
12. Шульман Л.М. Ядра комет. – М., 1987.
13. Kochan H., Markiewicz W.J., Keller H.U. KOSI: gas drag derived from ice/dust particle trajectories. // Geophys. Res. Lett. – 1991. – Vol. 18. – № 2. – P. 273–276.
14. Шульман Л.М. Псевдоожидание в поверхностных слоях ядер комет. I // Астрометрия и астрофизика. – 1982. – № 47. – С. 62–69.

УДК 520.34, 520.35, 520.8.07, 520.82

Ю.Г. Тарануха, О.О. Рожило, П.М. Козак

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЛЕВІЗІЙНОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ СПОСТЕРЕЖЕНЬ МЕТЕОРІВ

Досліджено спектральну характеристику телевізійної системи, що впродовж багатьох років використовується в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету для базисних спостережень метеорів. Визначено параметри телевізійної системи, де як світлоприймач застосовується трубка типу ізокон, поєднана з ширококутним фотографічним об'єктивом "Юпітер-3", що найчастіше використовується для спостережень метеорів. Показано суттєве зміщення інтегральної спектральної кривої чутливості телевізійної системи в червону область спектра порівняно з довідниковими даними. Наведено криву спектральної чутливості, що необхідна для коректної фотометричної обробки метеорів.

Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University, Kyiv, Ukraine The paper deals with the spectral characteristic of the TV system which has been used for many years at the Astronomical Observatory of Kyiv Taras Shevchenko National University for double station meteor observation. The TV system parameters were defined where an Isokon type tube coupled with a Jupiter3 landscape objective was used, which is widespread tool in meteor observations. Analysis reveals a substantial shift in the integral spectral curve of the TV system sensitivity to red region of the spectrum. The integral spectral curve, which is necessary for correct photometric meteor processing, are presented.

Вступ. В Астрономічній обсерваторії Київського університету протягом тривалого часу для базисних спостережень метеорів використовуються телевізійні установки на базі високочутливих приймальних трубок ЛІ-804. Трубки мають мультижонний фотокатод, криві спектральної чутливості якого наводяться в багатьох публікаціях [1, 2, 9]. Технологія виготовлення таких фотокатодів досить складна, тому, як правило, вони відрізняються один від одного за спектральною чутливістю. Як показано в деяких роботах [8, 12], фотометрична похибка поля одного й того ж фотокатода має різну величину в різних ділянках спектра й може досягати 1.2 зоряних величин. Крім того, оскільки в телевізійній системі для спостережень метеорів використовуються й фотографічні об'єктиви, як правило, Юпітер-3 або Геліос-40, то це також приводить до відмінності кривої інтегральної спектральної чутливості від наведеної в літературі.

Знання кривої спектральної чутливості необхідне для проведення коректної фотометричної обробки зображень метеорів, отриманих за допомогою телевізійної системи. Така обробка передбачає побудову калібрувальної кривої за зображеннями зір у кадрі, що мала б пов'язувати їх зоряні величини з відповідними внутрішніми вимірами. У каталогах, як правило, наводяться зоряні величини у класичних фотометричних системах, наприклад, U, B, V, криві спектральної чутливості яких суттєво відрізняються від телевізійних. Для визначення в телевізійній фотометричній системі зоряної величини m_{TV} зорі, що створює на вході в об'єктив на довжині хвилі λ освітленість E_λ і має каталожну зоряну величину u , наприклад, візуальній системі m_V , можна скористатися формулою [12]

$$m_{TV} = m_V - 2.5 \lg \frac{\int E(\lambda) S_{TV}(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda) S_V(\lambda) d\lambda} + \text{const},$$

де $S_V(\lambda)$ – відома крива спектральної чутливості системи Джонсона V, а $S_{TV}(\lambda)$ – крива телевізійної системи. Величину відносного розподілу енергії $E(\lambda)$ у спектрі зір можна отримати за їх відомим спектральним класом, користуючись, наприклад, роботами [3, 4].

Визначення кривої спектральної чутливості телевізійної системи. Для визначення кривої спектральної характеристики телевізійної установки було зібрано спеціальну оптичну схему. Каліброваним джерелом світла служила стандартизована електролампа СИРШ [7], що живилась від стабілізованого джерела струму, з відомим розподілом енергії у спектрі випромінювання при певній силі струму (температурі) (рис. 1а). Оскільки для оперативної настройки телевізійних систем використовуються спеціальні проектори тестових таблиць, що підсвічуються світлодіодами АЛ-307 і АЛ-107, то при визначенні спектральної чутливості нашої системи ми також використали ці джерела світла, спектральний розподіл випромінювання яких наведено на рис 1б.

Для виділення вузьких ділянок спектра застосовано монохроматор УМ2, проградуваний за допомогою ртутної лампи. Для даного монохроматора за літературними джерелами [5, 11] побудовано криву його пропускання (рис. 1д) та оберненої лінійної дисперсії. Незважаючи на те, що як вхідна, так і вихідна щілини монохроматора були вибрані дуже вузькими, світловий потік на виході монохроматора все ж залишався занадто великим для нашої телевізійної системи, що змусило нас використати нейтральний світлофільтр НС3 із відомою кривою пропускання, що наведена на рис. 1с.

Перед початком вимірювань нами було переглянуто весь спектральний діапазон, і за допомогою осцилографа й відеоконтрольного пристрою знайдено ділянку спектра з максимальним відгуком телевізійної системи. Усі параметри системи було виставлено так, щоб не було обмежень і перенасичення відеосигналу.

Відеозображення щілини монохроматора записувалися на відеомагнітофон з подальшим переведенням у цифровий вигляд за допомогою захоплювача кадру. Обробка результатів проводилась за допомогою розроблених нами інтерактивних програм, що застосовуються для фотометричної обробки метеорів.

Позначаючи спектральну криву випромінювання лампи через $B_\lambda(\lambda)$, криву пропускання фільтра й монохроматора – через $t_F(\lambda)$ і $t_M(\lambda)$ відповідно, ширину ділянки спектра (в нанометрах), яка потрапляє в щілину монохроматора, – через $\Delta\lambda(\lambda)$, знайдемо кількість електронів, що вибиваються з фотокатода за одиницю часу N :

$$N = b B_\lambda(\lambda) t_F(\lambda) t_M(\lambda) \Delta\lambda(\lambda) S_{TV}(\lambda),$$

де $S_{TV}(\lambda)$ – шукана крива спектральної чутливості телевізійної системи, b – деяка константа.

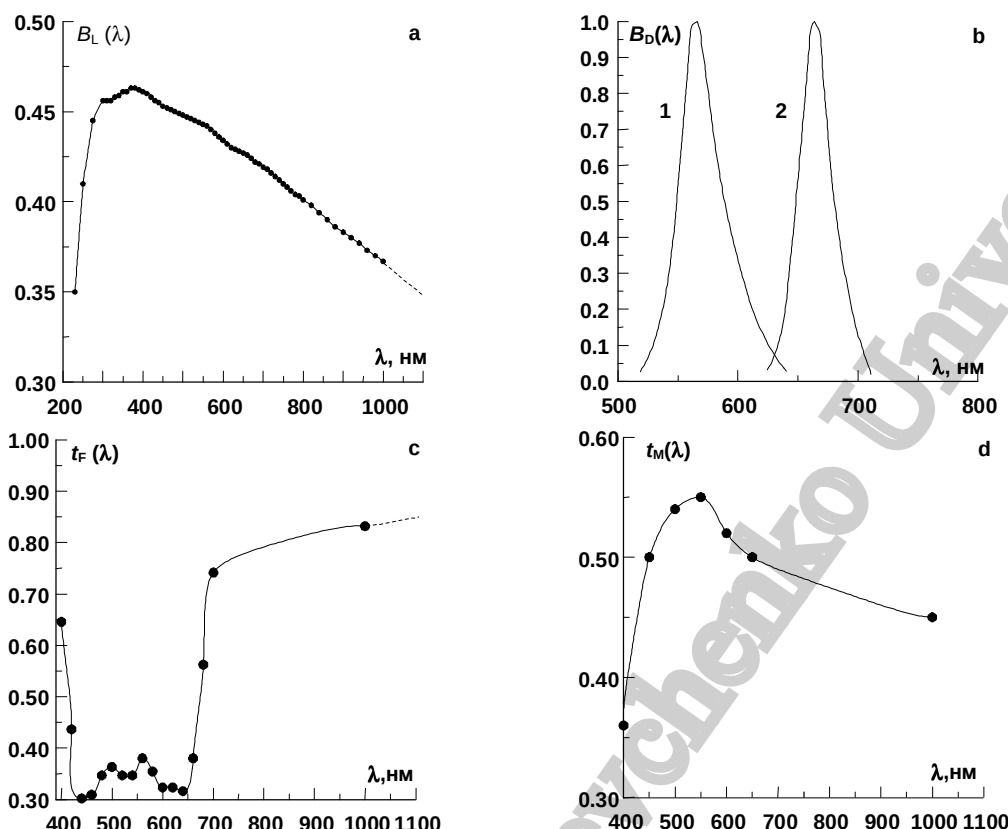


Рис. 1. Спектральна крива випромінювання лампи СИРШ і зеленого та червоного світлодіодів – а і б відповідно; крива пропускання нейтрального фільтра НСЗ і монохроматора УМ2 – с і d відповідно

Як було показано в [6], кількість фотоелектронів N пов'язана з величиною фотометричного об'єму V , що вимірюється в оцифрованому кадрі залежністю $V = aN^k$, де a та k є константами, що, зокрема, говорить про те, що реакція телевізійної системи на вхідний сигнал є суттєво нелінійною. Коефіцієнт контрасту k , що визначався в роботі [6], становив 0.75. Однак він може залежати від режимів роботи телевізійної системи, тобто є динамічною величиною. Ураховуючи це, можна записати

$$\alpha_L [B_L(\lambda)t_F(\lambda)t_M(\lambda)\Delta\lambda(\lambda)S_{TV}(\lambda)]^k = V(\lambda), \quad (1)$$

де α_L – деякий узагальнений коефіцієнт. Звідси знаходимо

$$S_{TV}(\lambda) = \frac{1}{B_L(\lambda)t_F(\lambda)t_M(\lambda)\Delta\lambda(\lambda)} \left(\frac{V(\lambda)}{\alpha_L} \right)^{\frac{1}{k}}. \quad (2)$$

Для світлодіода маємо аналогічну (1) формулу, де замість α_L – інший коефіцієнт α_D , і криву випромінювання світлодіода $B_D(\lambda)$. Ураховуючи, що нас цікавить відносна крива спектральної чутливості $S_{TV}(\lambda)$, тобто $S_{TV}(\lambda)$, нормована на деяку величину $S_{\max}$, для обчислення достатньо знайти величини

$$S'_{TV}(\lambda) = \frac{V(\lambda)^{\frac{1}{k}}}{B_L(\lambda)t_F(\lambda)t_M(\lambda)\Delta\lambda(\lambda)}. \quad (3)$$

Для обчислення коефіцієнта k в умовах експерименту скористаємося вимірами відгуку системи для лампи й світлодіода в одних і тих самих довжинах хвиль. Прирівнюючи для однієї λ величини у формулі (1), що є однаковими для лампи й світлодіода, тобто $[t_F(\lambda)t_M(\lambda)\Delta\lambda(\lambda)S_{TV}(\lambda)]^k$, отримаємо формулу

$$\frac{V_L(\lambda)}{\alpha_L B_L(\lambda)^k} = \frac{V_D(\lambda)}{\alpha_D B_D(\lambda)^k}.$$

Дане рівняння має три невідомих α_L , α_D і k , тому достатньо вибрати три точки з вимірами на однакових довжинах хвиль. Розв'язуючи таку систему рівнянь для вимірів випромінювання лампи й зеленого світлодіода, за трьома фотометричними вимірами отримаємо $k = 0.49$. Підставляючи отримані дані у формулу (3), знайдемо $S'_{TV}(\lambda)$, а потім і

$S_{TV}(\lambda) = \frac{S'_{TV}(\lambda)}{S_{\max}}$. Графік спектральної кривої наведено на рис. 2.

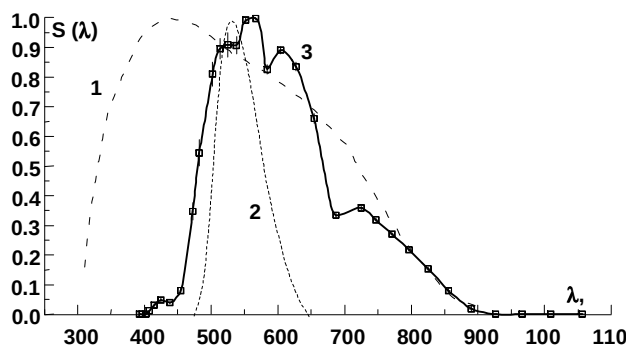


Рис. 2. Відносна крива (3) спектральної чутливості телевізійної системи на базі трубки ізокон з об'єктивом "Юпитер-3". Для порівняння наведено криві спектральної чутливості мультиалюджного фотокатода трубки ізокон за даними [9] (1) і фільтра V фотометричної системи Джонсона (2)

Висновки. Отримана крива спектральної чутливості телевізійної системи, створеної на базі високочутливої приймальної трубки ізокон ЛІ-804, демонструє, що положення максимуму чутливості нашої системи знаходиться близько до максимуму візуальної кривої фотометричної системи Джонсона. У той же час, як видно з графіка, чутливість нашої телевізійної системи простягається значно далі в довгохвильову ділянку спектра. Отримана крива також суттєво відрізняється від наведених у літературі [1, 2, 9, 10], а саме, зміщена більше в довгохвильову область спектра.

Знання спектральної чутливості нашої реєструючої системи дозволить проводити більш коректну спектральну й фотометричну обробку телевізійних спостережень метеорів.

1. Абраменко А.Н. и др. Телевизионная астрономия. – М., 1974.
2. Бутслов М.М., Степанов Б.М., Фанченко С.Д. Электроннооптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. – М., 1978. – С. 111.
3. Васильев О.Б. и др. Среднее распределение энергии в спектрах звезд. I. Звезды классов G, K, M // Астрон. журн. – 1974. – Т. 51. – Вып. 5. – С. 961–972.
4. Васильев О.Б. и др. Среднее распределение энергии в спектрах звезд. II. Звезды классов B, A, F // Астрон. журн. – 1975. – Т. 52. – Вып. 4. – С. 720–726.
5. Зайдель А.Н., Островская Р.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. – М., 1976. – С. 226–230.
6. Козак П.Н. О внутренней точности цифровой фотометрии метеоров по телевизионным наблюдениям // Кинематика и физика небес. тел. – 1998. – Т. 14. – № 6. – С. 553–563.
7. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. – М., 1979. – С. 352–354.
8. Миронов А.В., Петров П.П. О фотометрической калибровке телевизионных снимков звезд // Новая техника в астрономии. – Л., 1975. – С. 84–90.
9. Миронов А.В. Прецизионная фотометрия. – М., 1997. – С. 49.
10. Мухамедназаров С. Слабые метеоры в эволюции Солнечной системы: новые методы наблюдений, кинематика, спектры, аэрономия и приток. Докт. дисс., Ашхабад. – 1990. – С. 105–106.
11. Топорец А.С. Монохроматоры. – М., 1955. – С. 188–189.
12. Kozak P.M., Rozhilo O.O., Taranukha Yu.G. Some Features of digital kinematic and photometrical processing of faint TV meteors // Proc. of the Meteoroids 2001 Conference, Swedish Institute of Space Physics. – Kiruna, 2001. – P. 337–342.

Надійшла до редколегії 16.10.03

УДК 551.510.534

А.В. Грицай, О.М. Євтушевський, Г.П. Міліневський

ПЛАНЕТАРНІ ХВИЛІ В ОЗОНОВОМУ ШАРІ НАД АНТАРКТИЧНИМ ПІВОСТРОВОМ У 1999 І 2002 РОКАХ

Здійснено аналіз характеристик хвильового збурення в озоновому шарі над Антарктичним півостровом за даними наземних і супутникових спостережень. Розглянуто періоди високої активності планетарних хвиль у весняні місяці 1999 і 2002 рр. Наведено результати зіставлення озонових і метеорологічних даних для антарктичної станції Академік Вернадський.

Analysis of the wave disturbance characteristics in ozone layer over Antarctic Peninsula by the ground-based and satellite observations is carried out. Periods of high activity of the planetary waves during spring months 1999 and 2002 are considered. Results of comparisons of ozone and meteorological data for Akademik Vernadsky station are presented.

1. Вступ. Розвиток озонної діри над Антарктидою навесні 2002 р. мав глобальний резонанс і привернув увагу не лише дослідників озонного шару, а й багатьох зацікавлених у стані довкілля. Площа озонної діри цього року різко зменшилася порівняно з даними спостережень за попередні роки, і до того ж відбулося розділення діри на два фрагменти [1]; це дозволило класифікувати подію як досить рідкісну з імовірністю виникнення один раз на 50–100 років. Хоча ця подія й не розглядається як індикатор прискореного відновлення озонного шару в найближчому майбутньому, вона має важливе значення для вивчення передумов позитивної динаміки у стратосферному озоні. Крім того, знову приділяється особлива увага ролі планетарних хвиль у цьому процесі [2].

Метою роботи є визначення характеристик хвильового збурення в озоновому шарі в періоди активності планетарних хвиль. Один з таких періодів чітко простежується в результатах озонових спостережень у районі Антарктичного півострова, зокрема, на станції Академік Вернадський, у листопаді-грудні 1999 р. Цей випадок згадувався в поточних повідомленнях з антарктичних станцій [3], але детально не аналізувався. Оскільки в ряді публікацій уже проводилося порівняння аномального розвитку озонної діри 2002 р. з попередніми роками ([1, 2] і посилання), ми зосередили увагу на зіставленні наземних і супутникових озонових даних 1999 і 2002 рр. Використано також матеріали метеорологічних спостережень на станції Академік Вернадський.

2. Планетарні хвилі за даними наземних вимірювань озону. Вимірюваннями, що проводилися на станції Академік Вернадський за допомогою спектрофотометра Добсона, у 1999 р. зареєстровано періодичні коливання загального вмісту озону в атмосфері (ЗВО) значної амплітуди. На рис. 1а показано варіації щоденних значень вмісту озону

© А.В. Грицай, О.М. Євтушевський, Г.П. Міліневський, 2005

впродовж усього сезону спостережень 1999–2000 рр. Пунктирним прямокутником позначено період озонової діри, коли вміст озону над станцією знижувався до рівня < 200 одиниць Добсона (ОД). Після мінімуму в жовтні, більше місяця (листопад – початок грудня) тривали квазіперіодичні коливання зі зростаючою амплітудою – від 123 до 163 ОД.

Якщо зіставити ці дані з вимірюваннями на британських станціях, розташованих ближче до полюса [3], то видно, що із заглибленням у високі широти вияви хвильового збурення в озоні стають менш регулярними за амплітудою (рис. 1б, станція Розера – 68°S) або зникають взагалі (рис. 1б, станція Галлей – 76°S). Це свідчення того, що на висотах озонового шару при взаємодії з межею полярного вихору планетарні хвилі руйнуються, і в напрямку до полюса поступово втрачають інтенсивність. Звідси випливає, що найбільш чіткі вияви хвильових процесів у ЗВО можуть реєструватися на антарктичних станціях, розташованих у крайовій зоні стратосферного полярного вихору. Тому аналіз озонових даних зі станції Академік Вернадський становить особливий інтерес з погляду досліджень хвильових процесів.

З показаних на рис. 1а варіацій озону у 1999–2000 рр. інтервал найбільш стійкої періодичності виокремлено й зображено на рис. 2. Чітко виділяються п'ять максимумів ЗВО, що відповідають 5, 18 і 24 листопада та 1 і 9 грудня 1999 р.

Чотири мінімуми спостерігалися 11, 21 і 26 листопада та 4 грудня 1999 р. З рис. 2 видно, що за винятком першого періоду (максимуми 5 і 18 листопада), наступні три періоди дуже близькі до синусоїдальних. Тривалість першого періоду 13 днів, якщо оцінювати за інтервалом між максимумами, і 10 днів – між мінімумами. Для наступних коливань середнє значення періоду становить 6.8 днів.

Інтервал змінності п'яти окремих значень періодів (трьох між максимумами і двох між мінімумами) – від 5 до 8 днів. Характеристики періодичності у варіаціях ЗВО узагальнені у табл. 1.

Значні зміни на рівні мінімумів, очевидно, є результатом перенесення планетарними хвилями в горизонтальній площині збіднених озномом атмосферних мас у напрямку до екватора. З кожним коливанням захоплювалися ділянки, розташовані в озоновій дірі все далі до полюса, де вміст озону найнижчий. Меридіональний транспорт і змішування тривали до повного руйнування полярного вихору й завершилися усередненням багатих і бідних озномом мас стратосферного газу середніх і високих широт. Над станцією Академік Вернадський це відбулося у другій половині грудня, коли встановився середній рівень ЗВО близько 300 ОД (рис. 1).

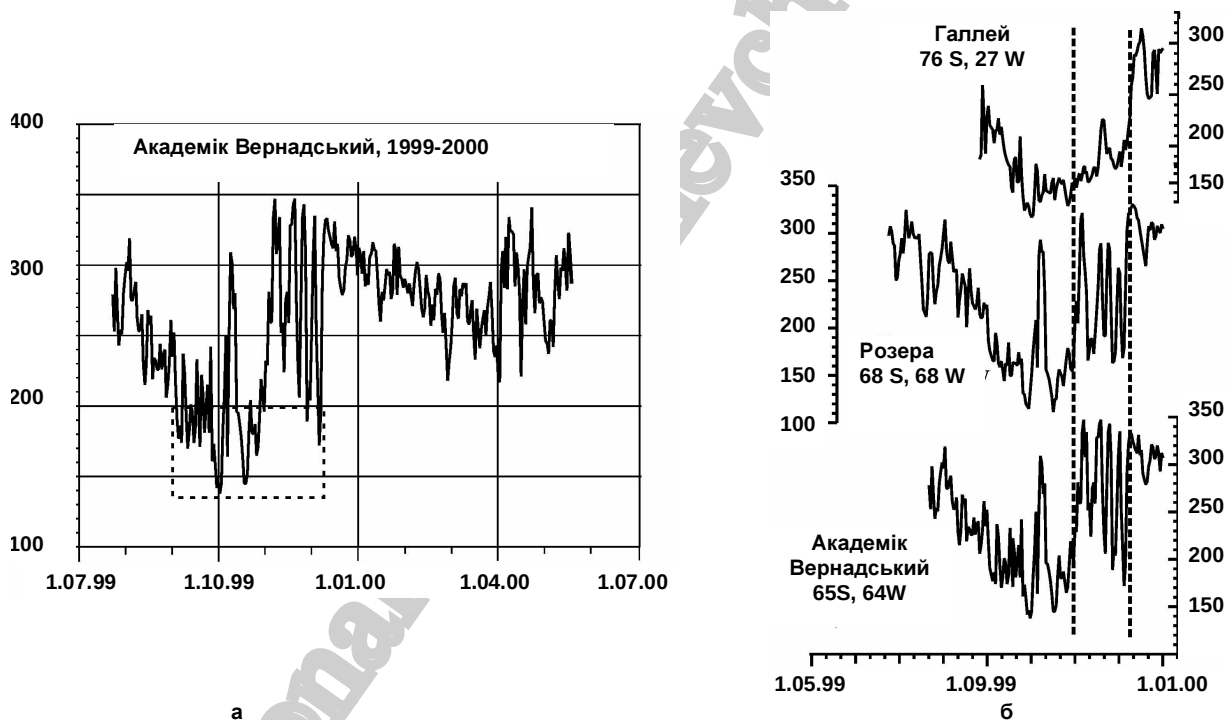


Рис. 1. Варіації щоденних значень ЗВО за вимірюваннями на станції Академік Вернадський у 1999–2000 рр. (а) і зіставлення їх з даними Британської антарктичної служби [3] для станцій Розера та Галлей (б)

Зростання амплітуди хвиль упродовж місяця від початку листопада до початку грудня, як видно з табл. 1 і рис. 2, відбувалося за рахунок більш різкого падіння ЗВО на рівні мінімумів. Якщо положення максимумів з 11 листопада до 9 грудня знизилися на 14 ОД, то положення мінімумів – на 52 ОД.

Загалом існування озонової діри у 1999 р. було одним з найтриваліших за час спостережень, і її площа також була близькою до рекордно великих значень у вересні-листопаді [4]. Однак щодо форми полярного вихору, цей рік відносять до типових років із центрованими відносно полюса краями вихору, коли саме в крайовій області очікується висока змінність в озоні, узгоджена з явищами хвильової активності [5].

Порівняно з подією 2002 р., коли площа озонової діри була, навпаки, рекордно малою, можна відзначити, що за вимірюваннями на станції Академік Вернадський в озоні теж помітна періодичність, проте відсутня регулярність в амплітуді коливань і в положеннях екстремумів (рис. 3).

Хвильове збурення реєструється із самого початку вимірювань у сезоні 2002–2003 (з кінця липня). Це узгоджується з установленим фактом тривалої активності планетарних хвиль помірної інтенсивності впродовж усієї зими 2002 р. як передумови різкого стратосферного потепління навесні [1]. З рис. 3 можна оцінити середній період коливань в озоні у серпні-жовтні (максимуми позначені вертикальними пунктирними лініями), що дорівнює приблизно 11 дням. Видно також, що остаточне руйнування вихору у 2002 р. відбулося на початку листопада, тобто на місяць раніше ніж у 1999 р. (рис. 1).



Рис. 2. Періодичні коливання загального вмісту озону над станцією Академік Вернадський у листопаді та на початку грудня 1999 р.

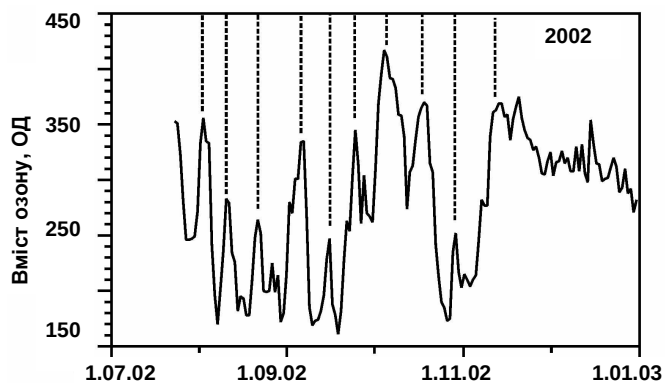


Рис. 3. Варіації вмісту озону над станцією Академік Вернадський у липні-грудні 2002 р.

Привертає увагу непостійність періоду коливань у 1999 р.: якщо з кінця серпня до початку листопада можна помітити існування більш тривалих періодів (рис. 1), то далі розвивались проаналізовані нами осциляції із середнім періодом 6.8 днів (рис. 2, табл. 1).

Таблиця 1. Екстремальні значення, періоди й амплітуди хвильових коливань ЗВО у листопаді-грудні 1999 р. за вимірюваннями на станції Академік Вернадський

Дата максимуму	5.11	18.11	24.11	1.12	9.12
Період, дні	(13)	(6)	(7)	(8)	
ЗВО _{макс} , ОД	347	347	343	335	333
Дата мінімуму	11.11	21.11	26.11	4.12	
Період, дні	(10)	(5)	(8)		
ЗВО _{мін} , ОД	224	206	189	172	
Амплітуда, ОД	123	141	154	163	

Порівняння спектральних складових рядів ЗВО за сезони 1999–2000 і 2002–2003 рр. (рис. 4) відображає цю особливість. На рис. 4а для 1999 р. виділяються два максимуми у періодах 6–8 днів і 13 днів. Для 2002 р. (рис. 4б) видно одне підвищення в інтервалі 8–12 днів. Очевидно, ефективність характерних періодів планетарних хвиль у руйнуванні стратосферного полярного вихору варто проаналізувати в окремому дослідженні.

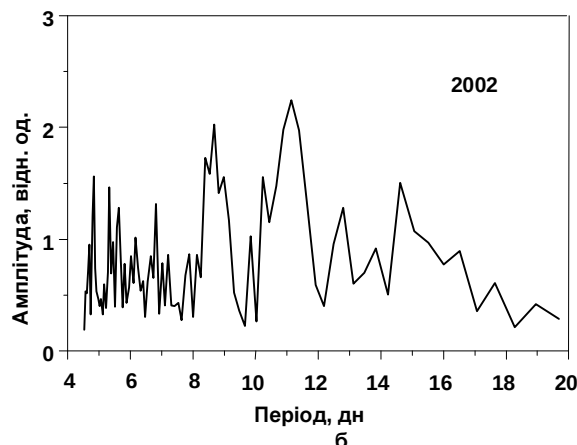
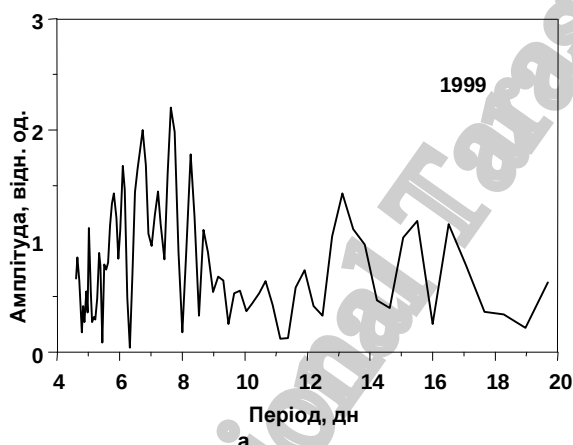


Рис. 4. Відмінність у характері періодичності ЗВО за спостереженнями на станції Академік Вернадський у 1999–2000 (а) і 2002–2003 (б) рр.

Відзначимо, що наведене зіставлення варіацій озону для двох типів еволюції озонової діри (1999 і 2002 рр.) виконувалося за вимірюваннями озону на широті станції Академік Вернадський 65°S. Оскільки це крайова частина озонової діри, то тут близько проходить межа між ізольованою полярним вихором і зовнішньою (середньоширотною) стратосферою. Тому над станцією досить повно проявляються процеси перебудови стратосферної циркуляції, руйнування стратосферного вихору під дією планетарних хвиль і наступного відновлення озонового шару. Важливість досліджень у даному регіоні випливає і з результатів, одержаних британськими вченими [6, 7].

3. Зіставлення озонових і метеорологічних даних. З характеру варіацій озону, зображених на рис. 1 і 2, випливає питання: чому максимально близькими до синусоїдальних вияви планетарних хвиль в озоновому шарі над станцією були лише в 1999 р.? Попередній перегляд озонових даних за останні двадцять років показав, що жодного подібного випадку більше не спостерігалось. Така рідкісна періодичність в озоні над Антарктичним півостровом, на наш погляд, заслуговує на увагу. Потрібен, очевидно, різнобічний аналіз умов як у регіоні Антарктичного півострова, так і в цілому в Антарктиці та прилеглих областях. Перш за все, це синоптична ситуація, висотний розподіл вітрів і температури у тропосфері й стратосфері.

Розгляд умов, що супроводжували руйнування стратосферного вихору в листопаді-грудні 1999 р., ми розпочали зіставленням варіацій ЗВО з атмосферним тиском, швидкістю вітру й температурою повітря за вимірюваннями на станції Ака-

дем'як Вернадський. На рис. 5 нанесено положення максимумів в озоні (вертикальні пунктирні лінії), а на кривих для метеопараметрів позначено рівень кожного з них на дату максимуму ЗВО. Видно, що відсутні узгоджені варіації озону з метеопараметрами. Максимальні значення озону спостерігаються як при високих, так і при низьких та проміжних значеннях в інших даних. Помітна також відмінність частотного складу коливань порівнюваних параметрів. У приземному шарі атмосфери впродовж розглянутих двох місяців переважають періоди, близькі до 3-денних, тобто вдвічі коротші ніж в озоні. Загалом, поверхневі параметри показують більшу збуреність, ніж стратосферний озон (рис. 5).

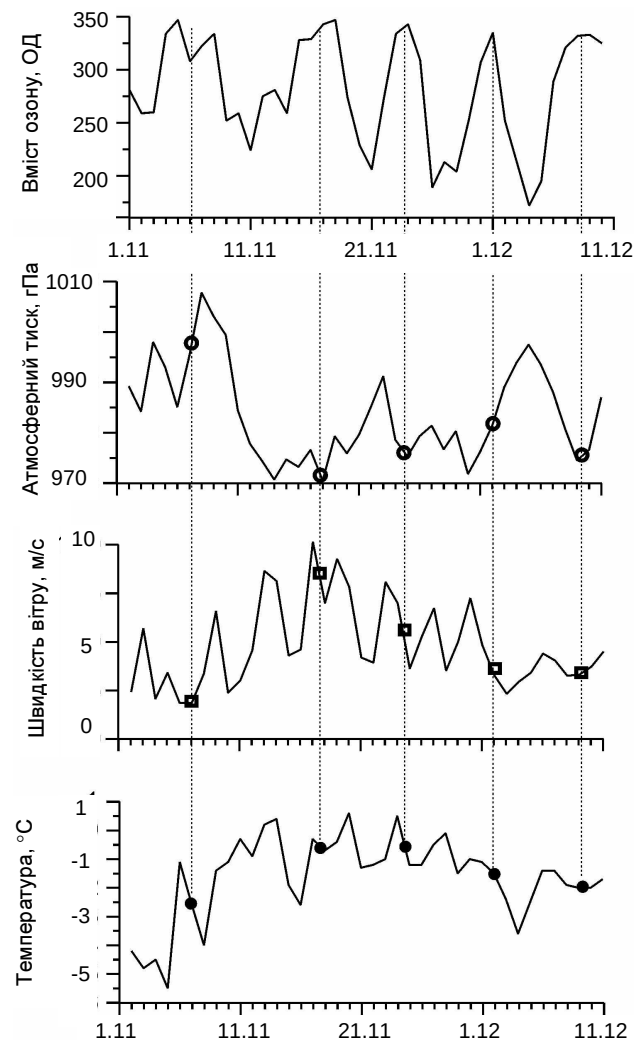


Рис. 5. Зіставлення варіацій озону та метеопараметрів за вимірюваннями на станції Академік Вернадський у листопаді-грудні 1999 р.

Видно відмінності в характері хвильових збурень в озоновому шарі, що підтверджують переважання у крайовій зоні полярного вихору (60-70°S) довгих періодів у планетарних хвилях у 2002 р. порівняно з 1999 р., що було відзначено за даними спектрального аналізу (рис. 4).

Продовження досліджень хвильових процесів в озоновому шарі в період руйнування озонової діри варто проводити з урахуванням стану нижчих шарів атмосфери. Це дозволить проаналізувати особливості поширення хвиль між тропосферним і стратосферним рівнями атмосфери.

5. Висновки.

1. В атмосфері над станцією Академік Вернадський під час руйнування озонової діри (з листопада до початку грудня 1999 р.) реєструвалися квазіперіодичні коливання загального вмісту озону, пов'язані з активністю планетарних хвиль. Амплітуда хвиль в озоні зростала від 123 до 163 ОД. Середній період – 6.8 днів, він встановився після попереднього інтервалу з більшим періодом осциляцій (> 13 днів). Середній період коливань ЗВО у 2002 р., коли тривалість і площа озонової діри були найменшими за останні десятиліття, становив близько 11 днів.

2. Не виявлено взаємозв'язку локальних озонових і метеорологічних (тиск, температура, швидкість вітру) даних у період розвитку хвильового процесу в озоновому шарі над станцією у 1999 р.

3. Ефективність планетарних хвиль у руйнуванні стратосферного полярного вихору доцільно досліджувати з урахуванням характерних періодів хвиль та їх стійкості, а також висотного розподілу енергії хвильових процесів в атмосфері.

Дивною є відсутність стійкого взаємозв'язку озон – атмосферний тиск. Відомо, що над циклонами (низький тиск у тропосфері) утворюються ділянки підвищеного рівня ЗВО, а проходження антициклонів супроводжується падінням ЗВО і навіть утворенням озонових міні-дір [8]. Спостереження на станції Академік Вернадський також давали неодноразові підтвердження існування зазначеного взаємозв'язку озон – атмосферний тиск [9, 10]. Тому наведені на рис. 5 локальні озонові й метеодані свідчать, що для даної події атмосферна циркуляція на рівні стратосфери й нижньої тропосфери відбувалися значною мірою незалежно. Можливо, у даному випадку, крім обмеженості часового інтервалу, який розглядається, виявилися також особливості конкретної події. Хоча в цілому результат зіставлення (рис. 5) не суперечить даним про те, що амплітуда планетарних хвиль більша на вищих рівнях тропосфери ніж на нижчих, і що вторинний максимум меридіонального потоку тепла й моменту вони мають у верхній тропосфері [11].

Проводилося також зіставлення умов, що супроводжують формування сильного й слабого полярного вихору у стратосфері північної півкулі [12]. Показано, що в режимі сильного вихору посилюється середній зональний вітер на рівні 200 гПа (~10 км) північніше ~45°N.

Виявлено також зміщення положення максимального поверхневого вітру, проте його значення істотно не змінилося. Зазначимо, що останнім часом досліджується не лише вплив планетарних хвиль на стратосферу, а й зворотний зв'язок між стратосферою й тропосферою [12–14]. Тому актуальним залишається аналіз висотного розподілу атмосферних параметрів і внеску хвильових процесів у цей розподіл.

4. Аналіз супутникових озонових даних. Просторовий розподіл ЗВО над зоною південних середніх і високих широт показано на рис. 6. Використано дані супутникового спектрометра EP-TOMS, архіви якого містять щоденні глобальні розподіли озону з кроком по широті 1° і по довготі 1.25° [15]. Карти побудовано для інтервалу широт 30-80°S. На рис. 6 показано вигляд планетарних хвиль в озоновому шарі південної півкулі 10 жовтня 1999 р. і 2002 р.

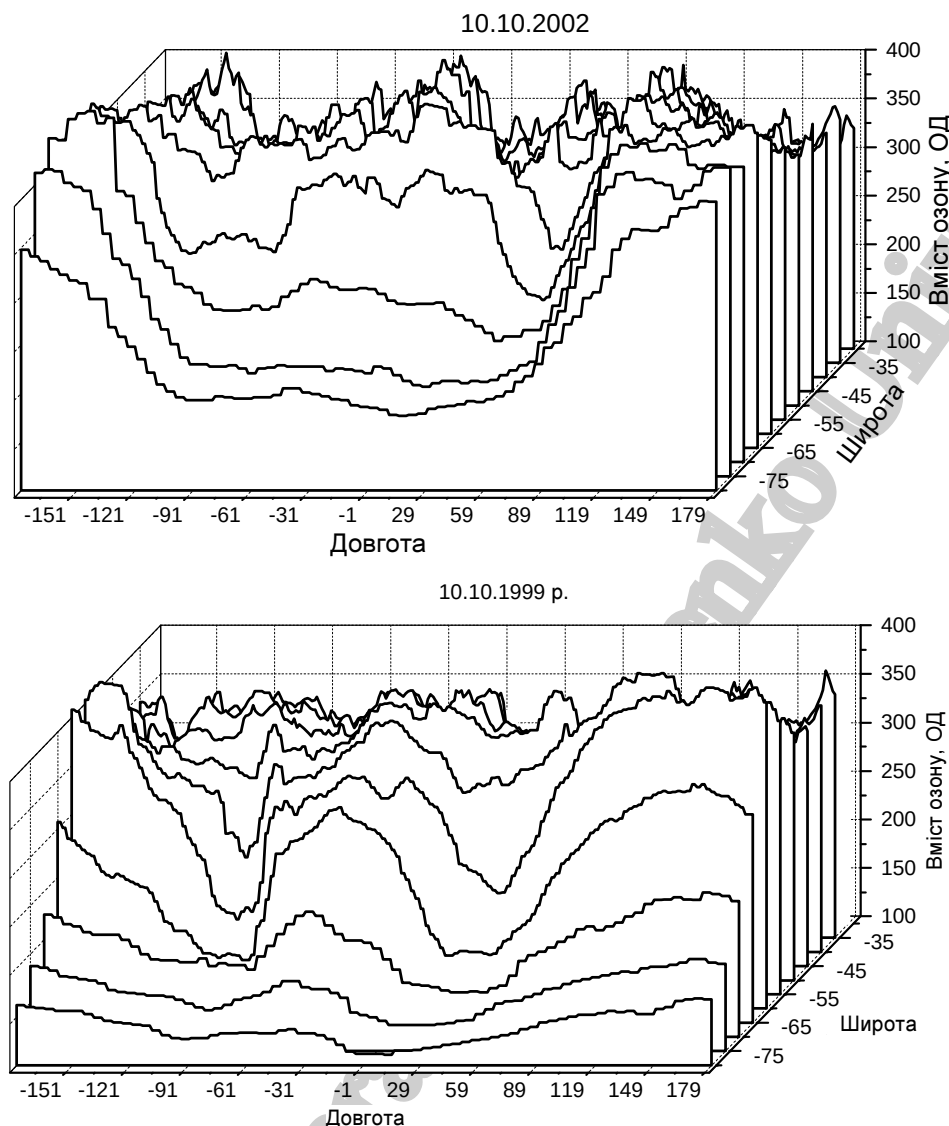


Рис. 6. Планетарні хвилі в озоновому шарі південної півкулі 10 жовтня 1999 р. і 2002 р.

1. Baldwin M., Hirooka T., O'Neil A., Yoden S. Major stratospheric warming in the Southern Hemisphere in 2002: Dynamical aspects of the ozone hole split // SPARC Newsletter. – 2003. – Vol. 20. – http://www.aero.jussieu.fr/~sparc/News20/20_Baldwin.html.
2. Weber M., Dhomse S., Wittrock F. et al. Dynamical control of NH and SH winter/spring total ozone from GOME observations in 1995-2002 // Geophys. Res. Lett. – 2003. – Vol. 30. – № 11. – doi:10.1029/2002GL016799.
3. BAS ozone bulletin, 12/99 (1999/2000 Summary). – British Antarctic Survey. – 2000. – <http://www.nbs.ac.uk/public/icd/jds/ozone>.
4. Southern Hemisphere Winter Bulletin. Summary 1999. – NOAA Climate Prediction Center. – http://www.cpc.ncep.noaa/products/stratosphere/winter_bulletins.
5. Randall C.E., Manney G.L., Allen D.R. et al. Reconstruction and simulation of stratospheric ozone distributions during the 2002 Austral Winter // Submitted to the J. of Atm. Sci., 12 June 2003.
6. Roscoe H.K., Lee A.M. Increased stratospheric greenhouse gases could delay recovery of the ozone hole and of ozone loss at southern midlatitudes // Adv. Space Res. – 2001. – Vol. 28. – № 7. – P. 965–970.
7. Roscoe H.K. Records of Antarctic ozone in winter show increased Dobson-Brewer circulation, agreeing with other indications // EGS Symposium "Polar ozone". – 2003. – Poster EAB03A01152.
8. Orsolini Y.J., Stephenson D.B., Doblas-Reyes F.J. Storm track signature in total ozone during northern hemisphere winter // Geophys. Res. Lett. – 1998. – Vol. 25. – № 13. – P. 2413–2416.
9. Тимофеев В.Е., Грищенко В.Ф. Зависимость хода общего содержания озона от синоптической ситуации в районе Антарктического полуострова // Бюлетень Українського антарктичного центру. – 1997. – Вып. 1. – С. 38–41.
10. Шепель С.И., Гусев А.И. О связи давления и температуры с общим содержанием озона над станцией Академик Вернадский // Бюлетень Українського антарктичного центру. – 1998. – Вып. 2. – С. 50–55.
11. Orlanski I., Katzfey J. The life cycle of a cyclone wave in the Southern Hemisphere. Part I. Eddy energy budget // J. Atm. Sci. – 1991. – Vol. 48. – № 17. – P. 1972–1998.
12. Baldwin M.P. Comment on "Tropospheric response to stratospheric perturbations in a relatively simple general circulation model" by Lorenzo M. Polvani and Paul J. Kushner // Geophys. Res. Lett. – 2003. – Vol. 30. – № 15. – 1812/10.1029/2003GL017793.
13. Cordero E.C., Nathan T.R., Echols R.S. An analytical study of ozone feedbacks on Kelvin and Rossby-gravity waves: effects on the QBO // J. Atm. Sci. – 1998. – Vol. 55. – № 6. – P. 1051–1062.
14. Taguchi M. Tropospheric response to stratospheric degradation in a simple global circulation model // J. Atm. Sci. – 2003. – Vol. 60. – № 15. – P. 1835–1846.
15. Earth Probe TOMS ozone data. – 2003. – <http://toms.gsfc.nasa.gov/ftpdata.html>.

НОВА КВАДРУПОЛЬНА ГРАВІТАЦІЙНА ЛІНЗА 1RXS J113155.4123155 З ОПТИЧНИМ КІЛЬЦЕМ ЕЙНШТЕЙНА

Виявлено нову квадрупольну гравітаційну лінзу, оточену вірогідним оптичним кільцем Ейнштейна.

We report the discovery of a new quadruply imaged quasar surrounded by an optical Einstein ring candidate.

1. Вступ. Ця робота присвячена результатам вивчення складної й цікавої морфології незвичної гравітаційної лінзи RXSJ 113155.4123155 (надалі скорочено J1131GL), що була випадково відкрита в травні 2002 р. Робота базується на спостереженнях, виконаних у Південно-Європейській обсерваторії (ESO). При тлумаченні даних використовувалась космологічна модель з параметрами $H_0 = 65 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$, $\Omega_0 = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. Прямі зображення, астрометрія й фотометрія системи. Прямі зображення об'єкта були отримані у дві різні епохи відповідно за допомогою камери EFOSC2 на 3.6-метровому телескопі та багатофункціонального інструмента EMMIRed у червоній ділянці спектра на 3.5-метровому телескопі NTT. 2 травня 2002 р. чотири компоненти J1131GL були розділені на системі 2×4 поляриметричних зображень, що відповідали 4 різним орієнтаціям півхвильової пластинки та часу накопичення $2 \times 150 \text{ с}$. Ці зображення були отримані через комбінацію V-фільтра та призми Волластона. Середня якість зображення під час спостережень становила $1.1''$ при розмірі пікселя $0.158''$. 18 грудня 2002 р. при низькій якості зображень (розміри кружка розсіювання та пікселя складали відповідно $1.6''$ і $0.166''$) були отримані додаткові зображення системи J1131GL у фільтрах R і V (час накопичення сигналу під час спостережень складав відповідно 960 і 480 с).

За допомогою алгоритму декомпозиції зображень GENERAL, розробленого М. Ремі та співавторами з Інституту астрофізики Льєжського університету, була виконана обробка EFOSC-зображень. За вільні параметри правили 4 профілі функції розсіювання точки, що відповідали кратним зображенням квазара, і галактична крива розподілу яскравості, що моделювала лінзу. Через значні спотворення функції розсіювання точки вздовж зображення найкращий результат був отриманий при моделюванні зображень квазара двовимірними профілями Моффата. Реконструйоване таким чином зображення подане на рис. 1а, де А, В, С, D – чотири зображення квазара, що утворилися за рахунок гравітаційного лінзування галактикою G.

Підганяючи профілі де Вокулера та експоненціального диска без виконання операції згортки з якістю зображення, удалося грубо видалити низькочастотний сигнал від галактики-лінзи й кільцеподібних структур на рівні вище за 3σ над шумом. Ця особливість наочно підтверджується реконструкцією зображень з використанням MCS-коду, розробленого П. Магеном [5] із співробітниками: неоднорідне кільце, що проходить через чотири точкові компоненти, добре видно на реконструйованих зображеннях (рис. 1 б, с). Крім того, ми виміряли, що повний сигнал від гравітаційно-лінзової системи не має значної поляризації (ступінь поляризації $\sim 0.2 \pm 0.08 \%$). Алгоритми GENERAL і MCS були також застосовані до зображень, отриманих за допомогою приладу EMMI. Проте, не зважаючи на більшу стабільність функції розсіювання точки вздовж цих зображень, їхня гірша якість не дозволила отримати кращі результати.

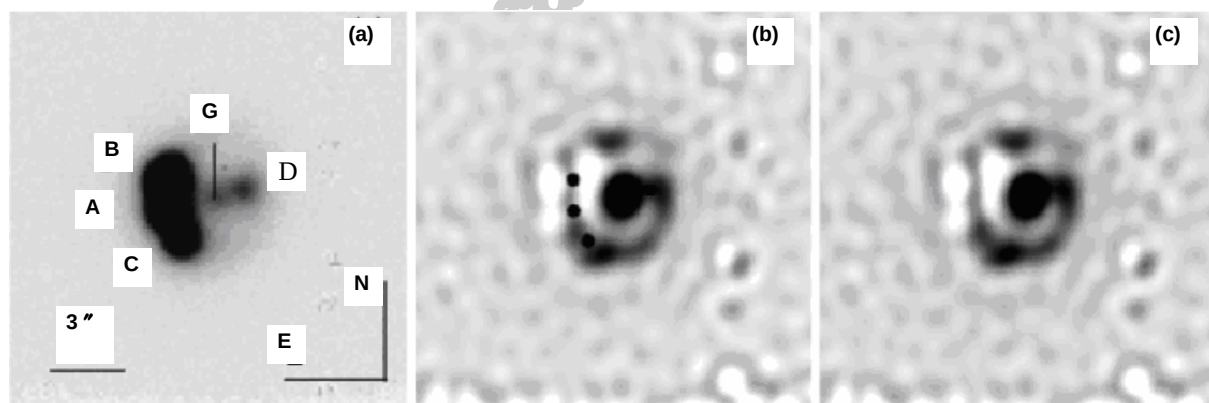


Рис. 1. (а) Безпосереднє зображення гравітаційної лінзи J1131GL, отримане з EFOSC2 (час накопичення $4 \times 150 \text{ с}$). 4 зображення квазара й галактика-лінза ототожнені на цьому кадрі. (б) Зображення, відновлене за допомогою MCS-методу (див. текст) (с). Те саме, але з видаленими зображеннями квазара. Звертає увагу вірогідне кільце Ейнштейна на відновлених зображеннях

Астрометричні дані про положення зображень квазара В, С, D і галактики-лінзи G відносно зображення А були отримані за допомогою кодів GENERAL і MCS. Використання алгоритму MCS дозволило виміряти положення лінзи G шляхом реконструювання точкового джерела, розташованого в місці знаходження лінзи. Усі астрометричні результати, подані в табл. 1, базуються на EFOSC2-спостереженнях із кращою якістю зображення (2 травня 2002 р.). Вони статистично узгоджуються з положеннями, знайденими для спостережень 18 грудня 2002 р. Зображення, реконструйоване за допомогою MCS-коду, є сумою аналітично заданих точкових джерел і дифузного, чисельно заданого фону. Через цю обставину кільце й галактика-лінза краще враховані при використанні MCS-коду, ніж у випадку GENERAL-коду. Відповідно результати фотометрії, отримані за допомогою MCS, є надійнішими. У табл. 2 наведено дані фотометричного опрацювання для обох епох спостережень. У цій таблиці похибки в 1σ є формальними похибками підганяння для результатів, отриманих при використанні GENERAL-коду. У випадку методу MCS ці похибки віддзеркалюють дисперсію результатів за рахунок змін початкових умов і параметрів відновлення та реконструкції. У випадку компонент D і G не

можна виключити наявність систематичних похибок в астрометричних і фотометричних вимірах, оскільки ці компоненти дуже тісно розташовані й мають однаково низький рівень відношення сигналу до шуму.

Таблиця 1. Положення окремих компонент зображення (B, C, D) і галактики-лінзи (G) відносно компоненти A, отримані за допомогою алгоритмів GENERAL (GEN) і MCS

Компонента зображення	$\Delta \alpha \cos \delta (^{\circ})$ (J2000)		$\Delta \delta (^{\circ})$ (J2000)	
	GEN	MCS	GEN	MCS
A	11h31m51.6s		$-12^{\circ}31'57''$	
B	$+0.024 \pm 0.002$	$+0.029 \pm 0.003$	$+1.201 \pm 0.002$	$+1.189 \pm 0.004$
C	-0.563 ± 0.003	-0.573 ± 0.002	-1.062 ± 0.003	-1.124 ± 0.003
D	-3.122 ± 0.010	-3.088 ± 0.036	$+0.884 \pm 0.010$	$+0.821 \pm 0.013$
G	-1.898 ± 0.015	-1.911 ± 0.034	$+0.559 \pm 0.015$	$+0.542 \pm 0.023$

Під час спостережень 2 травня 2003 р. були виконані виміри поляриметричних стандартів HD155197 і HD298383 при тих самих умовах, тобто з використанням V-фільтра й призми Волластона. Спостереження цих зір дозволили обрахувати нульову точку абсолютної фотометричної шкали зоряних величин 25.85 ± 0.03 у V-діапазоні. Відповідно до цього інтегральна зоряна величина системи J1131GL становить $V = 16.63$, а компонента A має зоряну величину $V_A = 17.97 \pm 0.09$ (останнє значення знайдене за допомогою алгоритму MCS). Найяскравіша частина кільця має поверхневу яскравість $V \sim 23.9 \text{ mag arcsec}^{-2}$. Оцінка середньої поверхневої яскравості галактики-лінзи в межах кола з радіусом $4''$ становить $V \sim 22.7 \text{ mag arcsec}^{-2}$, а її інтегральна зоряна величина в межах того ж самого кола – $V = 18.4$. Оскільки умови спостережень у грудні не були фотометричними, то довелось виконати лише диференційну фотометрію всієї системи J1131GL відносно різних об'єктів, що потрапили в поле зору. Зауважимо, що EFOSC призначений для поляриметричних спостережень, і його поле зору не є суцільним, а складається із системи смуг, що не перекриваються одна з одною. Через це для відносної фотометрії можна було використати лише 4 об'єкти. Крім того, було також необхідним використати пошуковий знімок з експозицією в 10 с. У результаті виявилось, що інтегральний потік від всієї системи (чотири точкові зображення + лінза) був яскравіший на $0.29 \pm 0.04 \text{ mag}$ у грудні 2002 р. Оскільки дані відносної фотометрії чотирьох точкових компонент досить подібні для обох епох спостережень (табл. 2), то дуже вірогідним є висновок, що ця зміна яскравості пов'язана з внутрішньою змінністю джерела квазара.

Таблиця 2. Зоряні величини зображень відносно зображення A, знайдені за допомогою MCS-коду для двох різних епох. Останні два стовпці містять підсилення μ (його знак визначає орієнтацію зображення) і відповідну відносну зоряну величину Δm , які передбачає (SIS + γ)-модель гравітаційної лінзи (див. нижче у тексті)

Компонента зображення	V (02.05.02)	V (18.12.02)	R (18.12.02)	μ	Δm
		MCS		модель	
A	0	0	0	-25.78	0
B	-0.45 ± 0.04	-0.46 ± 0.06	-0.49 ± 0.06	+14.67	+0.61
C	$+0.62 \pm 0.07$	$+0.62 \pm 0.08$	$+0.57 \pm 0.08$	+14.68	+0.61
D	$+2.14 \pm 0.11$	$+2.16 \pm 0.14$	$+1.83 \pm 0.14$	-1.53	+3.07

3. EMMI-спектроскопія з низькою роздільною здатністю. Два набори спектрів з низькою роздільною здатністю (ширина щілини спектрографа $2''$) були отримані за допомогою багатофункціонального інструмента (EMMI) з новим приймальним приладом із зарядовим зв'язком на телескопі NTT. Перший з них, отриманий у кінці травня 2002 р., є нерозділеним спектром трьох найяскравіших компонент A, B, C з експозицією 900 с. Другий набір був отриманий 25 січня 2003 р. з орієнтацією щілини вздовж A, D, G і джерела J1131b, що знаходиться на віддалі $25''$ на схід від J1131GL; цей набір складається з двох експозицій по 900 с із роздільною здатністю 3.58 E px^{-1} . До цих спектрограм були застосовані стандартні процедури редукції; калібрування шкали довжин хвиль було виконане з використанням гелій-аргонової лампи. Через відсутність спектрофотометричних стандартів у січні 2003 р., для виправлення цих даних були використані стандарти LTT1788 і LTT2415 (спостереження в грудні 2002 р. з шириною щілини $5''$).

Інтегральний спектр компонент A, B, C, отриманий у травні 2002 р. (рис. 2a), показує континуум і емісійні лінії, типові для квазара з певним червоним зміщенням. Удалося розділити спектри окремих компонент за допомогою алгоритму, що розробили С. Хміль і Ж. Сюрдеж [3]. Отримані таким чином спектри виявилися дуже подібними з незначними можливими розбіжностями в нахилі континуума. Проте через погану якість зображення (розмір кружка розсіювання $1.7''$) між цими спектрами залишилася дуже висока кореляція, що не дозволило використати їх для впевнених спектральних вимірів.

Другий набір спектрів (січень 2003 р.), отриманий при хорошій якості зображення (розмір кружка розсіювання $0.66''$) остаточно підтверджує висновок про те, що J1131GL – гравітаційно-лінзова система. Оскільки роздільна здатність спектрограм у просторовому напрямку становила $0.333'' \text{ px}^{-1}$, то спектри компонент A, G і D трохи перекривалися. Однак ця обставина не зашкодила нам виділити спектр компоненти A на обох спектрограмах і спектри G та D на останній з них. На рис. 2b показаний усереднений спектр компоненти A. Ми ототожили в цьому спектрі емісійні лінії, що характерні для квазара з червоним зміщенням $z = 0.658 \pm 0.001$. Це червоне зміщення було знайдене шляхом припасування профілем Гаусса емісії $\text{MgII } \lambda 2798\text{\AA}$ і $[\text{OIII}] \lambda \lambda 4959, 5007\text{\AA}$. Нажаль, щілина спектрографа у $2''$ децю розсіює світло від компонент B і C, віддалених від A менш ніж на $1.2''$; як наслідок, спектр A забруднений цими двома компонентами на кожній із двох спектрограм.

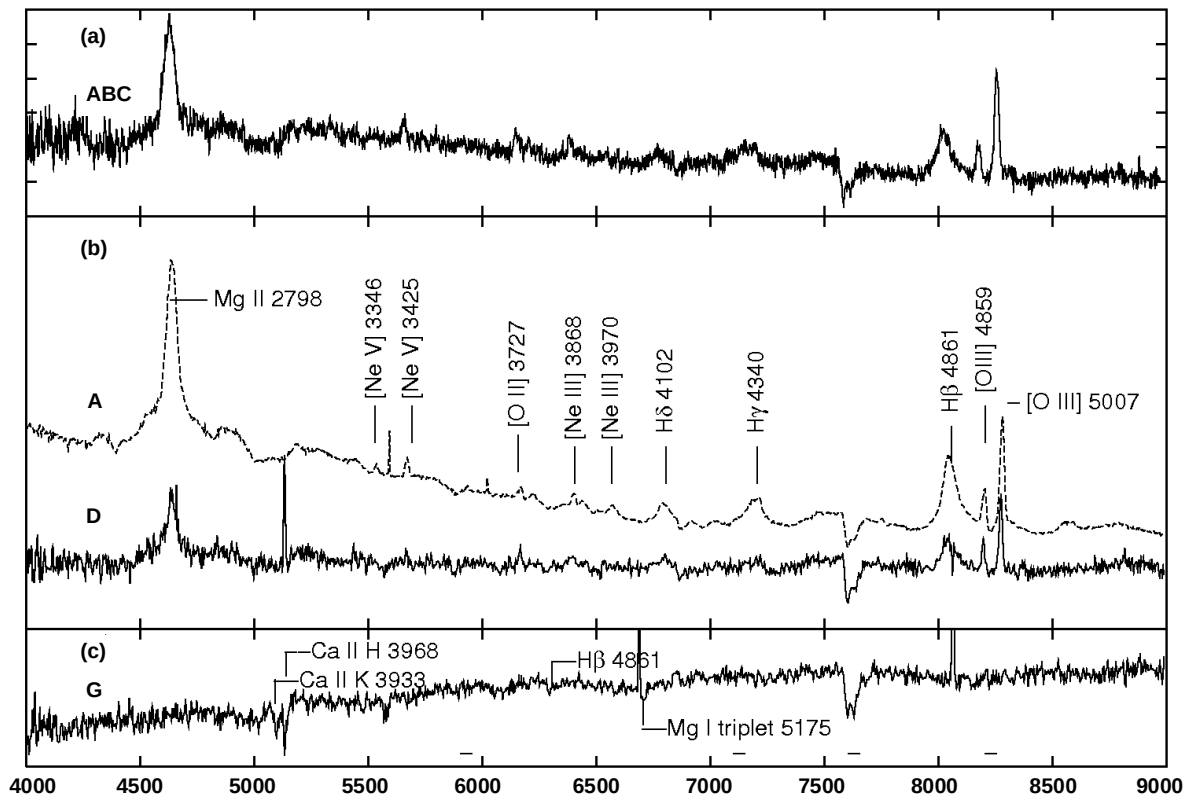


Рис. 2. (а) Інтегральний спектр трьох яскравих компонент А, В, С. (б) Спектри А (час накопичення 2×900 с) і D (900 с).

Легко ототожнюються емісійні лінії квазара з червоним зміщенням $z = 0.659$. (с) Спектр галактики-лінзи (900 с). Ототоженні лінії поглинання, типові для еліптичної галактики з червоним зміщенням $z=0.295$. Шкали потоків є довільними. Малі горизонтальні лінії над віссю довжин хвиль (в ангстремах) зазначають телуричні лінії поглинання

Через часткове перекриття та схожі яскравості компонент G і D їхні спектри взаємно забруднені. Тому ми відняли один спектр від іншого після відповідного калібрування потоків з метою візуальної мінімізації цього забруднення, тобто щоб видалити емісійні лінії квазара зі спектра галактики G і завал при $4000 \text{ \AA}$ зі спектра компоненти A. Цей ручний процес наводить на думку, що взаємне забруднення є меншим за 10 %. Остаточні спектри показані на рис. 2б, с. Спектр компоненти D показує емісійні лінії, цілком подібні до тих, що спостерігаються в компонента A, але має більш плоский нахил, який не є наслідком процесу очищення спектрів. Спектр лінзи G є типовим для еліптичної галактики (ототоження виконано за допомогою спектрофотометричного атласу [2]) з лініями поглинання (напр., дублет CaII K&H $\lambda\lambda 3933, 3968 \text{ \AA}$, G-смука $\lambda 4304 \text{ \AA}$ тощо), що мають червоне зміщення $z = 0.295 \pm 0.002$.

4. Моделювання гравітаційної лінзи J1131GL. Кількість відомих моделей для відтворення гравітаційно-лінзового потенціалу дуже велика, а їх поступове ускладнення може бути нескінченним. Тому при добірї моделі важливими є такі два моменти: (1) фізичне обґрунтування моделі; (2) число вільних параметрів, що підганятимуться відповідно до умови найкращого узгодження моделі та спостережень. Стосовно фізики можна сказати, що більшість лінз є еліптичними галактиками з еліптичністю між 0.2 і 0.3. Вони майже ізотермічні, не мають великих ядер і, як правило, належать до груп або скупчень. Щодо кількості вільних параметрів, вона має бути оптимальною, щоб, з одного боку, забезпечити певну гнучкість моделі, а з іншого – уникнути зайвих неоднозначностей у процесі підгонки.

Виходячи з наведених вище міркувань, положення зображень квазара й галактики-лінзи відносно зображення A (табл. 1) були підігнані за допомогою двох простих моделей для гравітатора лінзи, а саме, сингулярного ізотермічного еліпсоїда (SIE-модель, досліджена в [1, 4]) і сингулярної ізотермічної сфери плюс зовнішнє поле зсуву ((SIS + γ)-модель). Найкраща підгонка положень була отримана у випадку останньої моделі при таких значеннях її параметрів: кутовий радіус кільця Ейнштейна $\theta_E = 1.819 \pm 0.006''$, параметр зсуву $\gamma = 0.123 \pm 0.003$, позиційний кут зсуву (відраховується від півночі на схід) $\phi = 14.84 \pm 0.11^\circ$. Невизначеності параметрів моделі були отримані за допомогою 1000 штучних спостережних даних, що були генеровані методом Монте-Карло за умови їх сумісності з похибками спостережень. Напрямок, ортогональний до осі зсуву ϕ , не вказує на жодний яскравий об'єкт поблизу лінзи. Наведена

функція розподілу χ^2 (для 3 степенів свободи) є значною мірою меншою для (SIS + γ)-моделі ($\chi^2_V = 19$) порівняно з SIE-моделлю ($\chi^2_{SIE} = 203$), тому що остання не дозволяє відтворити спостережене положення лінзи коректно. Якщо

не намагатися підігнати положення лінзи, то наведена функція χ^2 має близькі значення для обох моделей, але SIE-модель передбачає положення лінзи, що віддалене від спостережного на $0.4''$. Насамкінець, використовуючи формули для сингулярної ізотермічної сфери з доданим зовнішнім зсувом [9], ми зробили оцінки часу затримки (у днях) сигналу між зображенням B та іншими зображеннями квазара: $\tau_{BC} = 0.01 \text{ d}$, $\tau_{BA} = 0.87 \text{ d}$ і $\tau_{BD} = 0.01 \text{ d}$. Оскільки всі ці величини додатні, то послідовність часів затримки є такою: BCAD.

З моделювання випливає, що досліджувана система є видовженим квадруполем із джерелом, яке знаходиться дуже близько до рогу каустики (приблизно біля $0.1''$). Ця обставина може привести до дуже великого підсилення зображення тієї частини материнської галактики квазара (quasar host galaxy), що знаходиться на віддалі кількох сотень парсеків від центра гравітатора. Вірогідно, що саме ця обставина є джерелом оптичної кільцеподібної структури, що пов'язує між собою лінзовані точкові зображення квазара. Згідно з дослідженнями [6, 8], два зображення В і С, що знаходяться в мінімумах поверхні часу прибуття й мають пряму орієнтацію, повинні були б мати яскравість, яка становить приблизно половину яскравості центрального зображення А, що відповідає точці сідла. Проте спостережене відношення підсилень B/A (табл. 2) не відповідає цьому загальному передбаченню, а навпаки, зображення В є найяскравішим. Оскільки відношення C/A є нормальним, а часові затримки між А, В, С – дуже короткими, ми підозрюємо, що зображення В потерпає від впливу мікро- або мілілінзування (це може також стосуватися зображення D). Навіть якщо відношення потоків у смугах V і R досить подібні (табл. 2), не можна виключити, що поглинання пилом також має певний вплив на спостережні співвідношення потоків випромінювання. Якби ефект гравітаційної лінзи був відсутній, то якщо на консервативних засадах покласти $\mu_A = 10$ і $B-V = 0.2$, можна дати таку оцінку абсолютної зоряної величини джерела квазара: $M_B = -22.7$. Таким чином, джерело квазара, власне кажучи, належить до активних галактичних ядер типу Сейферт 1 (AGN / Seyfert 1).

5. Обговорення результатів і висновки. Прямі зображення та спектроскопія з довгою щільною системи RXSJ 113155.4123155 дають нам усі підстави вважати цю систему квадрупольною гравітаційною лінзою. Яскравості окремих точкових компонент зображення у V-смузі знаходяться в межах від 17.5 до 20.1 зоряної величини, а типова кутова віддаль між ними становить $\sim 1.2''$. Сам квазар має червоне зміщення $z = 0.658 \pm 0.001$, а галактика-лінза – $z = 0.295 \pm 0.002$. Використання методу MCS значно підсилює впевненість у тому, що кільце Ейнштейна, яке ледве помітне на прямих зображеннях, дійсно присутнє в цій гравітаційній лінзі. Була побудована проста модель цієї системи, що складається із сингулярної ізотермічної сфери з накладеним на неї зовнішнім полем постійного зсуву (так звана (SIS + γ)-модель). Ця модель показує, що джерело квазара має бути розташоване дуже близько до рогу каустичної кривої. Як наслідок, материнська галактика квазара може перетнути каустику й утворити кільцеподібну структуру, що присутня на реконструйованих зображеннях. Як і для більшості відомих квадрупольних гравітаційних лінз, для системи RXSJ 113155.4123155 також притаманна розбіжність між модельованими та спостережними відношеннями потоків у різних зображеннях (особливо між зображеннями А і В, що знаходяться відповідно в точці сідла й у точці мінімуму на поверхні часу прибуття сигналу від гравітаційної лінзи). Вірогідно, що ця розбіжність віддзеркалює необхідність включення до моделі невеликих підструктур, на що переконливо вказано в [7]. Звичайно, для більш впевненого тлумачення окреслених розбіжностей необхідно мати відчутно багатший спостережний матеріал. Проте навіть зараз можна твердити, що таке тлумачення з високою вірогідністю має включати явища мікро- й мілілінзування та/або поглинання пилом у галактиці-лінзі. Для того, щоб розпізнати присутність того чи іншого ефекту, необхідно отримати одночасно якісні індивідуальні спектри всіх точкових компонент у діапазоні від ультрафіолету до ближньої інфрачервоної смуги, беручи до уваги відповідні часові затримки між зображеннями. Зараз виконується опрацювання нових спектральних спостережень, що дають змогу сподіватися на подальші цікаві результати. Зазначимо також, що інтегральний потік від системи змінився на 0.3 зоряної величини за період між травнем і груднем 2003 р.

Опрацювання перших спостережних даних про RXSJ 113155.4123155 указує на необхідність отримання в майбутньому зображень цієї системи з хорошим просторовим розділенням і високим відношенням сигналу до шуму в найширшому діапазоні (від радіо- до рентгену) для того, щоб використати незвичні характеристики цієї системи як чистіше обмеження при побудові моделі. У цьому контексті форма кільця Ейнштейна є безцінним надбанням для незалежного визначення гравітаційного потенціалу лінзи й форми джерела квазара. Більш того, високоточне обернення рівняння лінзи дозволило б змалювати унікальну багатохвильову картину джерела й видобути інформацію про нього на кутових масштабах, що недосяжні на сучасних і навіть на майбутніх інструментах.

Нова гравітаційна лінза RXSJ 113155.4123155 поєднує в собі дуже незвичні й рідкісні властивості (напр., квадрупольну структуру зображення, досить яскраве кільце Ейнштейна, мале червоне зміщення, високе підсилення) і в цьому сенсі є насправді унікальним об'єктом серед відомих гравітаційно-лінзових систем. Її з упевненістю можна розглядати як унікальну астрофізичну лабораторію для подальших досліджень, включаючи можливість незалежного визначення сталої Хаббла H_0 за часовою затримкою між зображеннями.

1. Kassiola A., Kovner I. Elliptic mass distributions versus elliptic potentials in gravitational lenses // *Astrophys. J.* – 1993. – Vol. 417. – № 1. – P. 450–473.
2. Kennicutt R.C. Jr. A spectrophotometric atlas of galaxies // *Astrophys. J. Suppl.* – 1992. – Vol. 79. – № 2. – P. 255–284.
3. Khmil S.V., Surdej J. Optimal extraction of multiple overlapping spectra using a maximum entropy algorithm // *Astron. and Astrophys.* – 2002. – Vol. 387. – № 1. – P. 347–355.
4. Kormann R., Schneider P., Bartelmann M. Isothermal elliptical gravitational lens models // *Astron. and Astrophys.* – 1994. – Vol. 284. – № 1. – P. 285–299.
5. Magain P., Courbin F., Sohy S. Deconvolution with correct sampling // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 494. – № 1. – P. 472–477.
6. Mao S. Gravitational microlensing by a single star plus external shear // *Astrophys. J.* – 1992. – Vol. 389. – № 1. – P. 63–67.
7. Schechter P.L., Wambsganss J. Quasar microlensing at high magnification and the role of dark matter: enhanced fluctuations and suppressed saddle points // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 580. – № 2. – P. 685–695.
8. Schneider P., Weiss A. The gravitational lens equation near cusps // *Astron. and Astrophys.* – 1992. – Vol. 260. – № 12. – P. 1–13.
9. Witt H., Mao S., Keeton C.R. Analytic time delays and H_0 estimates for gravitational lenses // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 544. – № 1. – P. 98–103.

Надійшла до редколегії 09.05.04

НЕМЕТРИЧНІ УЗАГАЛЬНЕННЯ РЕЛЯТИВІСТСЬКОЇ ТЕОРІЇ ГРАВІТАЦІЇ. ВИХІДНІ ПОЛОЖЕННЯ ТА ПРОБЛЕМА ІНТЕРПРЕТАЦІЇ СПОСТЕРЕЖНИХ ДАНИХ

Обговорюються питання теоретичного формалізму, потрібного для обґрунтування експериментів з перевірки релятивістської теорії тяжіння. Запропоновано неметричне узагальнення вихідних положень метричних теорій. Обґрунтовано застосування систем відліку локального спостерігача як засобу для порівняння висновків альтернативних теорій між собою та зі спостережними даними. Отримана інтегральна формула для деформації геодезичних, спричиненої деформацією зв'язності.

We discuss theoretical formalisms concerning experimental verification of relativistic gravity theory. Nonmetric generalizations of general relativity are considered. We formulate a system of postulates generalizing basic principles of metric gravitational theory and justify using of local observer reference frames as the mean to compare results of alternative theories with each other and to relate them to observational data. Integral formula for geodesic deformations due to deformation of connection is obtained.

1. Вступ. Експериментальні перевірки загальної теорії відносності (ЗТВ) залишаються однією з головних проблем гравітаційної фізики. Дослідження границь застосовності ЗТВ становить великий інтерес для фундаментальної фізики й космології, альтернативні напрями розвитку яких пов'язані з відповідними змінами моделі простору-часу.

На цей час різні аспекти ЗТВ перевірені з досить великою точністю [1]. В області слабких гравітаційних полів ЗТВ можна вважати експериментально обґрунтованою, вона визнана як основа для інтерпретації найбільш точних вимірювань в астрономії й геодинаміці [2]. Значні зусилля прикладаються для перевірки висновків ЗТВ в області сильних полів [1].

Планування експериментальних перевірок ЗТВ потребує виходу за її межі, розгляду її у ширшому контексті, порівняння з альтернативними теоріями. Підвалини такої теорії теорій було закладено у 60-і роки минулого століття, коли були проаналізовані загальні вимоги до теорії гравітації й вироблено спільний підхід до розгляду метричних теорій [3]. При цьому домінувала думка, що з огляду на сучасні спостережні дані лише метричні теорії, зокрема, ЗТВ, адекватно відповідають дійсності. З іншого боку, у теорії відхилення від метричності можна зробити як завгодно малими. Доки вони не спостерігаються експериментально, можна казати лише про верхні обмеження на величини відповідних параметрів. Тому необхідно дослідити, за яких умов і як саме може проявитися те чи інше порушення метричності. У традиційній сфері гравітаційних явищ вияви неметричності можуть бути дуже малі, але апіорі не можна стверджувати, що те саме має місце в сильних полях і на космологічних масштабах.

Для кількісного порівняння висновків різних гравітаційних теорій необхідно мати спільну схему інтерпретації експериментальних даних. У класі метричних теорій таку спільну основу забезпечує ейнштейнівський принцип еквівалентності. При розгляді неметричних узагальнень виникає потреба розробки узагальненої теорії систем відліку й спостережуваних величин. У цій роботі ми аналізуємо можливість послабити постулати метричності та окреслюємо коло узагальнень ЗТВ, що задовольняють цим послабленим постулатам. Ми також демонструємо, що як спільна основа для інтерпретації спостережуваних даних може бути використана теорія систем відліку локального спостерігача [4]. У додатку розглянуто важливу для подальших застосувань диференціально-геометричну задачу про деформації геодезичних ліній ріманового простору, викликаних збуреннями зв'язності.

2. Критерії достовірності теорії гравітації та постулати метричності. Нагадаємо вихідні положення, що використовуються для аналізу узагальнень релятивістської теорії гравітації [3]. Уілл формулює такі основні критерії достовірності теорії гравітації:

- повнота;
- самоузгодженість;
- перехід до спеціальної теорії відносності при вимиканні гравітації;
- перехід до ньютонівської теорії при слабкому полі й повільних рухах.

Не входячи в детальне обговорення цих критеріїв, необхідно зауважити таке. Перші дві вимоги мають абсолютний ґносеологічний характер. Їх виконання в класі метричних теорій тісно пов'язано з універсальністю гравітаційної взаємодії, що математично відбивається в переході від частинних похідних до коваріантних.

Дві інші вимоги – це варіанти принципу відповідності з добре перевіреними теоріями. Тому вони справедливі лише в тій мірі, у якій справедливі ці теорії. Чимало сучасних теоретичних побудов у фундаментальній фізиці передбачає відмову від точного виконання закону обернених квадратів або порушення лоренц-інваріантності [1].

Фундаментальним наслідком третьої вимоги є наявність у теорії метричного тензора $g_{\alpha\beta}$, що за умови відсутності гравітації переходить у тензор Мінковського $g_{\alpha\beta} \rightarrow \eta_{\alpha\beta}$.

Далі, одним з основних положень усякої теорії гравітації є слабкий принцип еквівалентності (СПЕ): траєкторія незарядженого пробного тіла залежить тільки від його початкового положення й початкової швидкості і не залежить від його внутрішньої структури або складу. У даний час СПЕ перевірений у земних умовах із відносною похибкою $4 \cdot 10^{-13}$ [1].

Сутність метричних теорій відбиває ейнштейнівський принцип еквівалентності (ЕПЕ). ЕПЕ включає СПЕ і, крім того, стверджує: результат будь-якого негравітаційного контрольного експерименту не залежить ні від швидкості (вільно спадаючої) лабораторії, ні від того, де й коли у Всесвіті він проводиться.

Теорії, у яких виконується ЕПЕ, називають метричними. Вони близькі за будовою до ЗТВ, але можуть відрізнятися рівняннями поля й наявністю додаткових полів, що не взаємодіють з матерією безпосередньо.

Згідно з Уіллом метричні теорії можуть бути визначені такими постулатами:

P1. простір-час (ПЧ) має метрику $g_{\alpha\beta}$;

P2. світові лінії пробних тіл суть геодезичні цієї метрики;

Р3. у локальних вільно спадаючих системах відліку, названих лоренцевими, негравітаційні закони фізики є законами спеціальної теорії відносності (СТВ).

Не можна не помітити, що перші два постулати мають цілком визначений геометричний зміст, тобто вони стосуються математичної моделі. Третій постулат (як і ЕПЕ) сформульований у фізичних термінах і ще потребує математичного моделювання. Зрозуміло, що з фізичного принципу не можна вивести математичну модель, і що фізичний принцип не може бути еквівалентним системі математичних постулатів. Лоренцева система відліку фактично моделюється орторепером, що переноситься паралельно вздовж геодезичної траєкторії спостерігача. При цьому третій постулат можна сформулювати таким чином: *Р3'. умикання гравітаційного поля моделюється переходом від евклідової зв'язності ПЧ СТВ до ріманової, що відповідає метриці $g_{\alpha\beta}$.*

Унаслідок умови метричності $g_{\alpha\beta;\gamma} = 0$ довжини векторів і кути між ними не змінюються при паралельному перенесенні.

3. Неметричні узагальнення вихідних положень. На сьогодні результати всіх проведених експериментів погоджуються з висновками ЗТВ. Планування перевірок ЗТВ вимагає розгляду її узагальнень. Важливим кроком на цьому шляху було дослідження класу метричних теорій, розробка параметризованого постньютонівського (ППН) формалізму [3]. Саме в цьому класі теорій інтерпретуються результати експериментів. Аналіз неметричних узагальнень дозволяє розглянути цю проблему із ширших позицій.

Перейдемо до обговорення тих узагальнень, що будемо розглядати. По-перше, необхідно відзначити, що це лише ті теорії, які можна охарактеризувати як *геометричні*. Тобто, як і у випадку метричних теорій, ми приймаємо, що моделлю ПЧ є чотиривимірний многовид M , а гравітаційна взаємодія моделюється його геометричною структурою. Таким чином зберігається універсальність гравітаційної взаємодії.

По-друге, з огляду на те, що для певного кола явищ висновки ЗТВ добре перевірені, ми вимагаємо виконання *принципу відповідності до ЗТВ*. Точніше, вважаємо, що в узагальненій теорії існує неперервний граничний перехід до ЗТВ, коли деякий параметр ϖ прямує до нуля. Зауважимо, що у ППН-формалізмі також виконується ця умова.

Головні геометричні структури, що необхідні для фізики – це метрична форма й зв'язність. Перша дозволяє моделювати просторово-часові вимірювання, друга – визначати похідні тензорних величин. У ПЧ Мінковського метрика псевдоевклідова, а зв'язність відповідає абсолютному паралелізму. У метричних теоріях зв'язність цілком визначається рімановою метрикою. Будемо розглядати подальші узагальнення цих структур у межах експериментальної невизначеності.

Далі розглядаємо пробні тіла як матеріальні точки, з якими можна зв'язати стандартні годинники. Відповідно до СПЕ вважаємо, що рух пробного тіла визначається початковим положенням і швидкістю. Нехай $x^\mu = x^\mu(p)$ – траєкторія тіла, p – довільний монотонно зростаючий параметр. Для диференціала власного часу можемо покласти

$$d\tau^2 = G(x^\alpha, dx^\beta / dp) dp^2, \quad (1)$$

причому функція G задовольняє умову однорідності $G(x^\alpha, ky^\beta) = k^2 G(x^\alpha, y^\beta)$. Ця умова необхідна, щоб власний час не залежав від вибору параметра p .

Функція $G(x^\alpha, y^\beta)$, як і інші, що будуть розглядатися нижче, визначається в деякій області U дотичного розшарування $U \subset TM$, яка, з огляду на умову однорідності, має бути конусною в кожному шарі. Інакше можна казати, що областю визначення є область $P(U)$ у проективізації дотичного розшарування.

Завдання функції $G(x^\alpha, dx^\beta)$ визначає дещо узагальнену фінслерову геометрію [5]. Однак самої форми (1) недостатньо для моделювання просторово-часових вимірювань. Для цього потрібно мати аналог метричного тензора. З умови однорідності випливає, що

$$(d\tau)^2 = G_{\mu\nu}(x^\alpha, dx^\beta) dx^\mu dx^\nu, \quad (2)$$

де

$$G_{\mu\nu}(x^\alpha, y^\beta) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 G(x^\alpha, y^\beta)}{\partial y^\mu \partial y^\nu}. \quad (3)$$

Це одне з можливих означень метричного тензора у фінслеровій геометрії. У рімановій геометрії завдання метричної форми еквівалентно завданню метричного тензора. У фінслеровому випадку це вже не так. Якщо задавати безпосередньо симетричний тензор $G_{\mu\nu}(x^\alpha, y^\beta)$ нульового степеня однорідності за змінними y^β , тобто відмовитися від формули (3), то приходимо до так званих узагальнених фінслерових геометрій. Отже, ми припускаємо, що в розглядуваному нами класі теорій справджується такий узагальнений постулат:

1. На просторово-часовому многовиді M існує узагальнений фінслерів метричний тензор $G_{\mu\nu}(x^\alpha, y^\beta)$; квадрат інтервалу між близькими подіями дається формулою (2); коли ϖ прямує до нуля, тензор $G_{\mu\nu}$ прямує до метричного тензора ЗТВ, $G_{\mu\nu}(x^\alpha, y^\beta) \xrightarrow{\varpi \rightarrow 0} g_{\mu\nu}(x^\alpha)$.

З цим також тісно пов'язано таке припущення:

2. Рівняння $G(x_0^\alpha, dx^\beta) = 0$ виділяє в дотичному просторі $T_{x_0}M$ точки x_0 двопорожнинний світловий конус; кожному 4-напрямку, що задовольняє це рівняння, відповідає траєкторія світлового променя.

Далі, згідно з прийнятою моделлю, маємо:

3. Через кожну точку x_0^α ПЧ у кожному 4-напрямку такому, що $G(x_0^\alpha, dx^\beta) > 0$, проходить одна й тільки одна траєкторія пробних тіл. З кожним пробним тілом можна зв'язати стандартний годинник, показання якого збігаються з інтервалом уздовж траєкторії.

Нарешті, узагальнюючи постулат $P3'$, ми поки-що не уточнюємо зв'язність ПЧ однозначно, а лише вимагаємо:

4. Вплив гравітації на динаміку матерії моделюється введенням нетривіальної зв'язності на M ; при $\varpi = 0$ зв'язність ПЧ є псевдорімановою, що відповідає метриці $g_{\alpha\beta}$.

Рівняння (1) фіксує певну канонічну параметризацію траєкторій. Його можна переписати у вигляді

$$G(x^\alpha, dx^\beta/d\tau) = 1 \quad (4)$$

і розглядати як інтеграл руху або в'язь. Унаслідок цього лише три компоненти вектора 4-швидкості $dx^\beta/d\tau$ є незалежними.

З третього постулату випливає, що шляхи пробних тіл задовольняють систему рівнянь другого порядку:

$$\frac{d^2 x^\alpha}{d\tau^2} + K^\alpha \left(x^\beta, \frac{dx^\gamma}{d\tau} \right) = 0. \quad (5)$$

При цьому будемо вважати, що функції $K^\alpha \left(x^\beta, \frac{dx^\gamma}{d\tau} \right)$ є однорідними другого порядку за $\frac{dx^\gamma}{d\tau}$ і можуть бути зображені у вигляді

$$K^\alpha \left(x^\mu, \frac{dx^\nu}{d\tau} \right) = K_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu, \frac{dx^\nu}{d\tau} \right) \frac{dx^\beta}{d\tau} \frac{dx^\gamma}{d\tau}, \quad (6)$$

де симетричні за нижчими індексами коефіцієнти $K_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu, \frac{dx^\nu}{d\tau} \right)$ є однорідними нульового степеня за швидкостями. Таке

припущення є важливим з кількох причин. Воно дозволяє: 1) обирати незалежно одиниці вимірювання координат і (власного) часу; 2) поширити рівняння (5) на світлоподібні траєкторії, коли параметр τ набуває іншого фізичного тлумачення; 3) поширити рівняння (5) на просторовоподібні траєкторії, коли квадрат інтервалу стає від'ємним. Наслідком цієї однорідності є те, що розв'язки рівняння (5) залежать від початкових швидкостей $\dot{x}^\nu|_{\tau=0}$ і параметра лише через добутки

$\left(\dot{x}^\nu|_{\tau=0} \cdot \tau \right)$. Тут і надалі звичайні похідні за власним часом позначаємо точкою вгорі: $dx^\alpha/d\tau = \dot{x}^\alpha$.

Рівняння (5) і (6) визначають криві, які можна назвати *геодезичними* для розглядуваних узагальнених геометрій. Згідно з диференціальною геометрією ці рівняння визначають так звану пульверизацію. При перетвореннях координат коефіцієнти $K_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu, \dot{x}^\nu \right)$ перетворюються як компоненти зв'язності. Будемо розглядати геодезичні як автопаралельні криві (щоб мав місце узагальнений закон інерції) і формально перепишемо рівняння (5) з умовою (6) через коваріантні похідні: $\frac{Dx^\alpha}{d\tau} \equiv \frac{dx^\alpha}{d\tau} + H_{\beta\gamma}^\alpha \dot{x}^\beta \dot{x}^\gamma = 0$. Доходимо висновку, що фізичну зв'язність $H_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu, \dot{x}^\nu \right)$, існування якої стверджується четвертим постулатом, можна подати у вигляді

$$H_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu, \dot{x}^\nu \right) = K_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu, \dot{x}^\nu \right) + L_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu, \dot{x}^\nu \right), \quad (7)$$

де $L_{\beta\gamma}^\alpha$ – тензор, що задовольняє таку умову:

$$L_{\beta\gamma}^\alpha \dot{x}^\beta \dot{x}^\gamma = 0. \quad (8)$$

Диференціюючи (4) і враховуючи рівняння (2), (5) і (6), отримуємо умову, що зв'язує узагальнені метричну й геодезичну структури:

$$\left(G_{\alpha\beta,\gamma} - 2G_{\alpha\delta} K_{\beta\gamma}^\delta - G_{\alpha\beta,\delta} K_{\gamma\mu}^\delta \dot{x}^\mu \right) \dot{x}^\alpha \dot{x}^\beta \dot{x}^\gamma = 0. \quad (9)$$

Тут комою позначені частинні похідні щодо координат, а двома комами – частинні похідні відносно компонент швидкості. Рівняння (9) є однорідним третього степеня за швидкостями.

Таким чином, геометрія ПЧ визначається метричним тензором $G_{\mu\nu} \left(x^\alpha, y^\beta \right)$ і зв'язністю (7), які задовольняють рівняння (8) і (9). Нехай $g_{\mu\nu} \left(x^\alpha \right)$ – метричний тензор, що відповідає у межах ЗТВ тому ж розподілу матерії, і

$\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \left(x \right)$ – відповідна ріманова зв'язність. Згідно з принципом відповідності вважаємо, що тензори деформації

$$\Theta_{\mu\nu} \left(x^\alpha, y^\beta \right) = G_{\mu\nu} \left(x^\alpha, y^\beta \right) - g_{\mu\nu} \left(x^\alpha \right) \quad (10)$$

$$\Pi_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu, y^\nu \right) = H_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu, y^\nu \right) - \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \left(x^\mu \right) \quad (11)$$

формально пропорційні параметру ϖ .

Якщо порівняти геодезичні лінії, визначені рівнянням (5), з рімановими геодезичними, що відповідають метриці $g_{\mu\nu}(x^\alpha)$, то при однакових початкових умовах вони будуть поступово розходитися. Лінійну за параметром ϖ частину цього відхилення вивчаємо в додатку й знаходимо її зображення через квадратури від тензора $\Pi^\alpha_{\beta\gamma}$.

4. Обговорення наслідків вихідних положень. Як приклад розглянемо простіший випадок, коли компоненти метричного тензора й коефіцієнти зв'язності не залежать від швидкостей. Рівняння (5) стає рівнянням афінних геодезичних, і ми приходимо до афіннометричних теорій гравітації, які важливі з погляду калібрувального підходу [6]. У цьому випадку з рівняння (8) випливає, що тензор $L^\alpha_{\beta\gamma}$ є косиметричним щодо нижчих індексів. Це так званий тензор геодезичного скруту, який зазвичай позначають як $S^\alpha_{\beta\gamma}$. Рівняння (9) набуває такого вигляду:

$$G_{(\alpha\beta,\gamma)} - 2G_{\delta(\alpha}K_{\beta\gamma)}^\delta = 0 \quad (12)$$

або, якщо прийняти звичайні позначення для коваріантного диференціювання й урахувати (7) і (8), то

$$G_{(\alpha\beta;\gamma)} = 0. \quad (13)$$

Відомо, що в будь-якому просторі афінної зв'язності завдання поля симетричного тензора другої валентності $G_{\alpha\beta}(x)$, що використовується для жонглювання індексами, дозволяє подати коефіцієнти зв'язності у вигляді [7]:

$$\Gamma_{\alpha\mu\nu} = \{\alpha\mu\nu\} + Q_{\alpha\mu\nu} + (B_{\alpha\mu\nu} + B_{\nu\mu\alpha} - B_{\nu\alpha\mu}). \quad (14)$$

Тут ми, на відміну від загального випадку, позначили коефіцієнти афінної зв'язності традиційно, як $\Gamma_{\alpha\mu\nu} \equiv G_{\alpha\beta}\Gamma^\beta_{\mu\nu}$;

$\{\alpha\mu\nu\}$ – символи Кристофеля; $Q_{\alpha\mu\nu} = S_{\alpha\mu\nu} + S_{\mu\nu\alpha} + S_{\nu\mu\alpha}$ – так званий тензор конторсії; $S_{\alpha\mu\nu} = \frac{1}{2}(\Gamma_{\alpha\mu\nu} - \Gamma_{\alpha\nu\mu})$ –

тензор скруту; $B_{\alpha\mu\nu} = -\frac{1}{2}g_{\alpha\mu;\nu}$ – тензор неметричності. Тепер умова збереження норми 4-швидкості (9) або (11) означає, що повністю симетрична частина тензора неметричності дорівнює нулю [7].

У деяких роботах припускалася можливість таких афіннометричних узагальнень ЗТВ, в яких канонічний параметр, визначений за метрикою, не є афінним параметром геодезичних [8]. Проаналізуємо це. Нехай dx^α/ds – фізична 4-швидкість пробного тіла. Тоді, як відомо, лише три її компоненти можуть бути задані незалежно, тобто має існувати в'язь $\Phi(x^\alpha, dx^\beta/ds) = 0$. Розв'язуючи це співвідношення відносно ds , приходимо до рівняння, аналогічного

(1). Таким чином, фізична канонічна параметризація охоплюється нашими постулатами. Можна, звичайно, додатково задавати другу метричну форму або інші геометричні структури.

У загальному випадку метричний тензор і коефіцієнти зв'язності залежать не тільки від точки простору-часу, але також і від 4-напрямку в цій точці. Це фінслерове узагальнення афіннометричних геометрій. Фінслерів підхід привертає увагу дослідників з кількох причин. Він виникає природно при розгляді геометрії шляхів пробних тіл. Трохи інший підхід пов'язує залежність геометричних величин від напрямку з вибором системи відліку [9]. Ще один мотив походить від фізики й астрофізики високих енергій, де останнім часом робиться багато спроб модифікувати релятивістську кінематику при великих швидкостях. Зокрема, така модифікація розглядається як можливе пояснення поведінки спектра космічних променів в області надвисоких енергій [10–12].

Фінслерова геометрія дуже багата можливостями для узагальнення звичних понять, але їх застосовність у фізиці зараз досліджена ще недостатньо. Наприклад, відомо кілька різних узагальнень поняття кута між векторами [5]. Не важко ще збільшити їх кількість, але необхідно проаналізувати, яке з них має бути застосовано в конкретній фізичній ситуації. Ми сподіваємося, що тут у нагоді може стати принцип відповідності. Згідно з ним метричний тензор $G_{\mu\nu}(x^\alpha, y^\beta)$ при $\varpi = 0$ має лоренцеву сигнатуру. Оскільки сигнатура може змінюватися лише на гіперповерхнях, що

визначаються рівнянням $\det[G_{\mu\nu}(\varpi, x^\alpha, y^\beta)] = 0$, то доходимо висновку, що для кожної компактної області $P(U)$

проективізації дотичного розшарування існує скінченний інтервал I зміни параметра ϖ такий, що сигнатура метрики зберігається на $I \times P(U)$. У цій області існує поле орторепера $h_i^\mu(x^\alpha, y^\beta)$ і дуального корепера $h_\mu^i(x^\alpha, y^\beta)$, так

що $G_{\mu\nu}(x^\alpha, y^\beta) = \eta_{ik}h_\mu^i h_\nu^k$. Як і у ЗТВ, орторепер можна вважати моделлю локальної лоренцевої системи відліку.

Нехай у точці x^α заданий деякий вектор A^α . Його можна розкласти за лінійним базисом $A^\alpha = A^i h_i^\mu(x^\alpha, y^\beta)$. Однак

виникає питання, як слід обирати та інтерпретувати аргумент y^β , і чи пов'язаний він з вектором A^α . Одна з можливостей полягає в тому, щоб ототожнити вектор y^β з 4-швидкістю системи відліку (монадою) [9]. З іншого боку, це

може бути якесь динамічне чи геометричне векторне поле. В обох випадках орторепер не залежить від A^α . Це дозволяє визначити скалярний добуток векторів і кут між ними простим перетворенням відповідних лоренцевих визначень. Однак такі підходи погано узгоджуються з вихідними гіпотезами, оскільки, наприклад, формула (2) інтерпретується як квадрат довжини вектора dx^α . Можливо, що більш послідовний підхід полягає в тому, щоб розрізняти тен-

зорні поля, які визначені на M , і ті, що залежать від точок TM . До перших мають застосовуватися фінслерові метрика й зв'язність з деяким фіксованим полем $y^\beta(x^\alpha)$.

Отже, розглядуваний клас узагальнень ЗТВ допускає визначення локально-лоренцевих систем відліку, але вимагає подальшого вивчення.

5. Проблема порівняння зі спостережними даними. Клас теорій, що задовольняють сформульовані вимоги, містить цілий набір різноманітних геометрій. Виникає питання, яким чином порівнювати між собою та зі спостережними даними висновки альтернативних теорій. Наприклад, коли в диференціальній геометрії порівнюють два простори, як правило вважають, що вони визначені у спільній системі координат. Отже, чи існує для розглядуваних геометрій якась спільна система референції? Позитивна відповідь на це питання базується на таких міркуваннях. На практиці системи відліку (СВ) визначаються оптичними спостереженнями за небесними тілами й певними діями з годинниками, гіроскопами і таким іншим. Кожна повна теорія гравітації має містити математичні моделі вільного руху пробних тіл, поширення світла й вказаних дій. Тому як спільну основу для порівняння можна взяти такі визначення СВ, що базуються саме на цих моделях. Тобто мова йде про те, що математична СВ має моделювати певну фізичну картину. Це її відрізняє від системи координат, що обирається з міркувань зручності розв'язання математичних рівнянь, і яку, узагалі кажучи, невідомо як можна було б реалізувати практично. Таким чином, ці поняття різняться навіть не стільки математичними об'єктами, скільки їх застосуванням.

У ЗТВ такі моделі СВ добре відомі. Це так звані СВ локального спостерігача, такі як СВ Фермі та оптична СВ [4]. Саме вони можуть бути узагальнені й покладені в основу порівняння висновків різних теорій гравітації. Вони базуються на розгляді геодезичних ліній (зокрема, світлових) і паралельного перенесення орторепера.

Інтегрування рівняння геодезичних – це складна математична задача, що точно розв'язується лише в дуже простих просторах. Однак добре відомо, як вона розв'язується у формі степеневих рядів у загальному випадку довільної пульверизації [4, 5]. Також розроблено метод інтегрування геодезичних і побудови СВ локального спостерігача в наближенні слабого поля [13–15]. У деяких випадках для порівняння висновків з альтернативних гравітаційних теорій достатньо розгляду відхилень геодезичних, обумовлених тензором деформації зв'язності. Такі відхилення досліджуються в додатку.

Додаток. Перепишемо рівняння (5) з умовою (6), урахувавши співвідношення (7), (8) і (11), таким чином:

$$\ddot{x}^\alpha + \left(\Gamma^\alpha_{\beta\gamma} + \Pi^\alpha_{\beta\gamma} \right) \dot{x}^\beta \dot{x}^\gamma = 0. \quad (15)$$

Уведемо координати, що є нормальними в метриці $g_{\alpha\beta}(x)$. Будемо позначати їх як z^τ , а значення величин у цих

координатах – зірочкою вгорі, наприклад $\dot{g}_{\rho\sigma}(z^\tau)$. При цьому рівняння (15) набуває вигляду

$$\ddot{z}^\sigma + \left(\dot{\Gamma}^{\sigma}_{\mu\nu}(z^\rho) + \dot{\Pi}^{\sigma}_{\mu\nu}(z^\rho, \dot{z}^\rho) \right) \dot{z}^\mu \dot{z}^\nu = 0. \quad (16)$$

Ріманові геодезичні, що проходять через початок координат, мають вигляд прямих $z^\sigma = v^\sigma \cdot \tau$, а коефіцієнти ріманової зв'язності задовольняють функціональне рівняння

$$\dot{\Gamma}^{\sigma}_{\mu\nu}(z^\rho) z^\mu z^\nu = 0. \quad (17)$$

Деформація зв'язності призводить до деформації геодезичних. Шукаємо розв'язки рівняння (16) у вигляді $z^\sigma = v^\sigma \tau + \zeta^\sigma(v^\rho \tau)$. Підставляємо цей вираз у рівняння (16). При цьому вважаємо, що тензор деформації зв'язності пропорційний малому параметру ω , і обмежуємося лінійним наближенням за цим параметром. Зрозуміло, що аргументи тензора деформації не збурюються: $\dot{\Pi}^{\sigma}_{\mu\nu}(z^\rho, \dot{z}^k) \rightarrow \dot{\Pi}^{\sigma}_{\mu\nu}(v^\rho \tau, v^k) = \dot{\Pi}^{\sigma}_{\mu\nu}(v^\rho \tau, v^k \tau)$. В останній рівності враховано, що відносно другого аргументу тензор деформації є однорідним нульового степеня. Урахуємо також, що рівняння (17) у лінійному наближенні дає

$$\dot{\Gamma}^{\sigma}_{\mu\nu, \kappa}(v^\rho \tau) v^\mu v^\nu \zeta^\kappa \tau + 2 \dot{\Gamma}^{\sigma}_{\mu\nu}(v^\rho \tau) v^\mu \zeta^\nu = 0. \quad (18)$$

Отримуємо рівняння для деформації геодезичних:

$$\tau \ddot{\zeta}^\sigma + 2 \dot{\Gamma}^{\sigma}_{\mu\nu}(v^\rho \tau) v^\mu (\tau \dot{\zeta}^\nu - \zeta^\nu) = -\tau \dot{\Pi}^{\sigma}_{\mu\nu} v^\mu v^\nu, \quad (19)$$

або, якщо ввести вектор $\dot{\Pi}^{\sigma}(v^\rho \tau) = \tau^2 \dot{\Pi}^{\sigma}_{\mu\nu}(v^\rho \tau, v^k \tau) v^\mu v^\nu$ та оператор $D = \tau d/d\tau$:

$$D(D\zeta^\sigma - \zeta^\sigma) + 2 \dot{\Gamma}^{\sigma}_{\mu\nu}(v^\rho \tau) v^\mu \tau (D\zeta^\nu - \zeta^\nu) = -\dot{\Pi}^{\sigma}. \quad (20)$$

Шуканий розв'язок має задовольняти однорідні початкові умови $\zeta^\sigma(0) = 0$, $\dot{\zeta}^\sigma(0) = 0$. Він подається виразом

$$\zeta^\sigma(v^\rho\tau) = -\tau \int_0^{\tau} \frac{\dot{g}^{\sigma\mu}(v^\rho s)}{s^2} ds \int_0^s \frac{\dot{\Pi}_\mu(v^\rho t)}{t} dt. \quad (21)$$

Очевидно, що початкові умови виконуються. Далі маємо

$$\eta^\sigma \equiv D\zeta^\sigma - \zeta^\sigma = -\dot{g}^{\sigma\mu}(v^\rho\tau) \int_0^{\tau} \frac{\dot{\Pi}_\mu(v^\rho t)}{t} dt, \quad (22)$$

$$D\eta^\sigma = -\dot{\Pi}^\sigma(v^\rho\tau) + \left(D\dot{g}^{\sigma\kappa} \right) \dot{g}_{\kappa\mu} \eta^\mu = -\dot{\Pi}^\sigma + \left(\tau v^\nu \frac{\partial \dot{g}^{\sigma\kappa}(\tau v^\rho)}{\partial(\tau v^\nu)} \right) \dot{g}_{\kappa\mu} \eta^\mu = -\dot{\Pi}^\sigma - 2\tau \dot{\Gamma}_{\mu\nu}^\sigma v^\nu \eta^\mu. \quad (23)$$

Бачимо, що вираз (21) дійсно задовольняє рівняння (20).

Формула (21) може знайти широке коло застосувань. Цікаво, що в такому вигляді вона справедлива як для деформацій, спричинених збуреннями метрики, так і для афінних і фінслерових деформацій. Формула значно спрощується у випадку, коли фонові метрика псевдоевклідова, тобто у випадку слабкого поля.

Робота підтримана Науково-Технологічним Центром в Україні (проект NN 43 від 2003 року).

1. Will C.M. The Confrontation between General Relativity and Experiment. – arXiv: grqc/0103036. – 2001.
2. Soffel M. et al. The IAU 2000 resolutions for astrometry, celestial mechanics and metrology in the relativistic framework: explanatory supplement. – arXiv: astroph/0303376. – 2003.
3. Уилл К. Теория и эксперимент в гравитационной физике. – М., 1985.
4. Пирагас К.А., Жданов В.И., Александров А.Н. и др. Качественные и аналитические методы в релятивистской динамике. – М., 1995.
5. Рунд Х. Дифференциальная геометрия финслеровых пространств. – М., 1981.
6. Gronwald F., Hehl F.W. On the gauge aspects of gravity. – arXiv: grqc/9602013. – 1996.
7. Castagnino M. The Riemannian structure of spacetime as a consequence of physical hypotheses // R. C. Acad. Naz. Lincei (Italy). – 1968. – Vol. 44. – № 4. – P. 533–543.
8. Enosh M., Kovetz A. Characterization of gravitational theories by cumulative effects in free particles' motion and the behaviour of clocks // Ann. Phys. – 1972. – Vol. 69. – № 1. – P. 279–296.
9. Асанов Г.С. О финслеровом обобщении теории относительности // Рунд Х. Дифференциальная геометрия финслеровых пространств. – М., 1981. – С. 439–471.
10. Chechin V.A., Vavilov Yu.N. The possible interpretation of experimental results on cosmic ray. Particles with energies exceeding 10^{19} eV at ADAS array // Proc. of the ICRC 1999 Conference, Salt Lake City August 1999. <http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/proceedings.html>. – HE.2.3.07.
11. Magueijo J., Smolin L. Generalized Lorentz invariance with an invariant energy scale. – arXiv: grqc/0207085. – 2002.
12. Gonzales-Mestres L. Deformed Lorentz Symmetry and HighEnergy Astrophysics (I). – arXiv: physics/0003080. – 2000.
13. Marzlin K.P. Fermi coordinates for weak gravitational fields // Phys. Rev. D. – 1994. – Vol. 50. – № 2 – P. 888–891.
14. Александров А.Н., Федорова Е.В. Астрономические системы отсчета в линеаризованной теории относительности // Кинемат. и физ. небес. тел. Приложение. – 1999. – №1. – С. 52–55.
15. Nesterov A.I. Riemann normal coordinates. Fermi reference system and the geodesic deviation equation // Class. Quantum Grav. – 1999. – Vol. 16. – P. 465–477.

Надійшла до редколегії 16.10.03

УДК 533.951

О.Н. Кришталь, С.В. Герасименко

ГЕНЕРАЦІЯ МАГНІТНО-АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ У ПЕРЕДСПАЛАНІЙ ПЛАЗМІ АКТИВНИХ ОБЛАСТЕЙ

Досліджено фізичні умови генерації хвиль магнітно-акустичного типу внаслідок розвитку відповідної низькочастотної нестійкості в плазмі поверхневого шару петельної структури в активній області на Сонці. Показано, що причиною появи нестійкості може бути сукупна дія ефектів, пов'язаних з урахуванням парних кулонівських зіткнень і скінченним значенням протонного гірорадіуса. При дослідженні розв'язків дисперсійного рівняння виявлено, що нестійкість одного з них, а саме того, що відповідає хвилі типу повільної магнітно-акустичної, має чітко виражений поріг, тобто нестійкість з'являється на певній стадії розвитку передспалахового процесу. Доведено принципову можливість розглянути генерацію відповідної хвилі як одну з необхідних умов короткотермінового прогнозу спалаху в петельній структурі.

Physical conditions of magnetoacoustic wave generation due to the rise and development of corresponding lowfrequency instability in a plasma of surface layer of loop structure in solar active region have been investigated. It has been shown that main reason of instability rise and development can be the result of "collective action" of the effects connected with taking into account of the pair Coulomb collisions and finite value of the proton gyroradius. Analysis of the solutions of dispersive relation has shown, that instability of one of them has clear expressed threshold, i.e. the corresponding instability rises only at certain stage of preflare process development. This fact provides principal possibility to consider the corresponding wave generation as one of the necessary conditions of the shorttime prediction in a loop structure.

1. Вступ. Результати обробки даних спостережень, що були отримані в межах широкомасштабних міжнародних проектів Yohkoh, SOHO і TRACE [2, 8, 11, 13, 14], і зроблені на їх основі узагальнення [14] надають широкі можливості для побудови різноманітних моделей спалаху в активній області (АО). Це стосується й проблеми короткострокового прогнозу спалаху в петельних структурах [2, 6–8, 11–13]. Серед основних висновків, зроблених Ашванденом у своєму дослідженні [14], найцікавішими з погляду цієї проблеми є: 1) значні просторові градієнти густини плазми в поверхневих шарах спалахових (або, згідно з пануючою термінологією, *післяспалахових*) петель, що спостерігались і безпосередньо перед спалахом, і в процесі спалаху [2, 8, 11, 13, 14]; 2) неочікувано низькі температури передспалахової плазми в хромосферних ділянках струмових контурів петель; 3) вирішальний вплив саме *хромосфери спалаху* на весь хід процесу. Доречно буде згадати й про окремо не виділену в [14], але добре відому, починаючи з першого повідомлення П. Фоукала (див. посилання в [2]), наявність у цілому ряді АО так званих *петель з холодним*

ядром. Таку назву одержали петлі, у яких температура плазми в поперечному перерізі зростає в напрямку від центра до периферії.

Одним з основних джерел різних типів плазмових хвиль в атмосфері АО є плазмові нестійкості [2, 5, 8, 11–14]. Тому сукупний вплив усіх вищезгаданих факторів на фізичні умови появи й розвитку нестійкостей плазмових хвиль у поверхневому шарі петель становить неабиякий інтерес для дослідників. Особливо це стосується побудови реалістичних моделей розвитку передспалахового стану в петлях [2, 6, 7, 11].

2. Модель плазми й умови нехтування впливом "ширу". У даній роботі використовується модель плазми, що була розроблена в наших попередніх дослідженнях [4–7, 16, 17]. Значення густини й температури на певній висоті в петлі було взяте з напівемпіричної моделі хромосфери спалаху Мачадо [18], де $n_{0e} = n_{0i} = 6,89 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ і

$T_{0e} = T_{0i} = 4,47 \cdot 10^5 \text{ K}$ на висоті $h = 1459 \text{ км}$ над рівнем фотосфери. Вважалося, що передспалаховий стан у петлі змінюється в загальних рисах за сценарієм моделі Хейвертса – Пріста – Раста [15], коли внаслідок взаємодії двох магнітних потоків – *старого*, що вже існує у струмонесучому контурі досліджуваної петлі в аркаді, і *нового*, що піднімається з-під фотосфери, – у контурі *старої* петлі адіабатично повільно зростає амплітуда великомасштабного квазістатичного поля $E_0(t)$. Це слабе електричне поле одержало в літературі назву *субдрейсерівського* [2, 17].

Для нього завжди виконується умова

$$\varepsilon_R \equiv \frac{u_e}{v_{Te}} = \frac{E_0}{E_D} \ll 1, \quad (1)$$

де

$$u_e = \frac{eE_0}{m_e v_{eff}} \quad (2)$$

є *потоквою* швидкістю електронів відносно іонів, а $E_D = \frac{m_e}{e} v_{eff} v_{Te}$ – амплітудою локального дрейсерівського поля [1, 2, 16, 17]. У використаних позначеннях m_e і e – відповідно маса й заряд електрона, v_{Te} – теплова швидкість електронів, а ефективна частота зіткнень v_{eff} дорівнює електронно-іонній частоті зіткнень, тобто

$$v_{eff} = v_{ei} \quad (3)$$

у випадку, який ми назвали *випадком слабкої неоднорідності* [4–6], і

$$v_{eff} = \frac{\omega_{pi} u_e}{32\pi c_s} \quad (4)$$

у випадку *сильної неоднорідності* [4, 7], коли v_{eff} зумовлена іонно-звуковою турбулентністю. У співвідношенні (4) c_s – швидкість іонного звуку в плазмі, а ω_{pi} – іонна плазмова частота. Робимо припущення, що протягом усього розглядуваного проміжку часу має місце співвідношення

$$n_{0e} = n_{0i} \quad (5)$$

унаслідок того, що умова квазінейтральності завжди виконується в плазмі для збурень із частотою

$$\omega \ll \Omega_i \quad (6)$$

(тут $\Omega_i = + \frac{eB_0}{m_i c}$ – іонна гірочастота, B_0 – напруженість магнітного поля в петлі), а умова рівності температур T_e і T_i

$$t_0 = \frac{T_{0e}}{T_{0i}} = 1, \quad (7)$$

де умова $t \equiv \frac{T_e}{T_i} \geq 1$ виконується тільки на початковій стадії взаємодії магнітних потоків. На етапі *утворення сильної неоднорідності* внаслідок того, що електрони нагріваються набагато швидше, ніж іони, величина t уже стає набагато більше одиниці [2, 3, 11, 12]. Усюди в розрахунках вважаємо $T_e = 7 \text{ MK}$ і, відповідно,

$$t = 15,66 \left(= \frac{7 \times 10^6}{4,47 \times 10^5} \right), \quad (8)$$

з огляду на результати останніх спостережень у проектах SOHO і TRACE [13, 14, 19] і деякі додаткові фізичні міркування, які наведемо нижче. І сама модель плазми, і використані наближення, і навіть запропонований нами механізм *прямого вмикання* нестійкості квазістатичним електричним полем є не вимушеними математичними спрощеннями, а цілком природним наслідком прив'язки до конкретних фізичних умов у конкретній області спалаху [4–7, 16, 17]. Навіть найпростіший вираз для інкремента нестійкості певної хвилі в плазмі настільки чутливо реагує на щонайменші зміни основних плазмових параметрів, що обґрунтований вибір певного рівняння стану набуває винятково важливого значення [5]. Отже, виходячи з даних спостережень [2, 8, 11–15, 19] і термодинаміки плазми на певному рівні в хромосфері петельної структури, ми розглядали плазму як повністю іонізовану й необмежену. Знехтувати впливом границь дозволило наближення *локальних* розв'язків дисперсійного рівняння (ДР), вперше запропонованого в дослідженнях А.Б. Михайловського [9]. Вважалося, що рівноважною функцією розподілу іонів за швидкостями є звичайна максвелівська функція розподілу, а розподіл електронів описується зміщеним максвелівським розподілом [1]. При дослідженні стійкості локальних розв'язків ДР відносно малих збурень не розглядалися випадки аперіодичної нестій-

кості чи аперіодичного загасання [1, 9]. Плазма з температурою $T_i = T_{0i} = 4,47 \cdot 10^5 K$ з рівняння стану з моделі Ма-чадо [18] і густиною (5) вважається *розрідженою*, бо для неї виконується відома умова малості *плазмового* β [1, 9]:

$$\mu^2 \equiv \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \ll \beta_\alpha \equiv \frac{8\pi n_0 T_{0\alpha}}{B_0^2} \ll 1, (\alpha = e, i). \quad (9)$$

Навіть найсучасніші методики вимірювання амплітуди магнітних полів у сонячній атмосфері не відрізняються високою точністю [2, 19]. Тому при виборі значень $|\vec{B}_0|$ у моделі завжди реально існує деяка свобода маневру. Ми вважали, що у випадку слабкої неоднорідності $B_0 = 31,3 Gc$, а у випадку сильної – $B_0 = 120 Gc$. Як зазначено вище, основними причинами виникнення нестійкості є сукупний вплив дрейфових рухів, що викликані наявністю просторових градієнтів температури й густини плазми в поверхневому шарі петлі, а також великомасштабного субдрейсерівського поля. У розрахунках ми використали локальну декартову систему координат з віссю Z , направленою вздовж магнітного поля петлі $\vec{B}_0$ і паралельного йому електричного поля $\vec{E}_0(t)$. Градієнти $\vec{\nabla} T_0$ і $\vec{\nabla} n_0$ вважаються спрямованими вздовж осі X (*одновимірною* неоднорідністю [1]), і площина XY , таким чином, є практично паралельною поверхні фотосфери. Ураховуючи реальну роздільну здатність існуючих приладів, зведені величини просторових градієнтів $n_0^{-1} \vec{\nabla} n_0(x)$ і $T_0^{-1} \vec{\nabla} T_0(x)$ доречно замінити на обернені величини середніх розмірів неоднорідностей $L_e^{-1}, L_i^{-1}, L_{Te}^{-1}, L_{Ti}^{-1}$. Це легко зробити, коли просторові розподіли температури й густини описуються функціями вигляду

$$n_{0\alpha}(x) = \text{const} \cdot \exp \left\{ -\frac{x}{L_\alpha} \right\}, \quad (10)$$

$$T_{0\alpha}(x) = (\text{const})' \cdot \exp \left\{ \pm \frac{x}{L_{T\alpha}} \right\}, \quad (11)$$

($\alpha = e, i$).

Усюди в розрахунках вважається, що $L_e = L_i = L$ і $L_{Te} = L_{Ti} = L_T$, а величина

$$\nabla_\alpha \equiv \frac{1}{T_{0\alpha}} \frac{\partial T_{0\alpha}(x)}{\partial x} \bigg/ \frac{1}{n_{0\alpha}} \frac{\partial n_{0\alpha}(x)}{\partial x}, \quad (\alpha = e, i) \quad (12)$$

зводиться просто до

$$\nabla_\alpha \equiv \nabla = \frac{L}{L_T}. \quad (13)$$

Відсутність знаку "+" в експоненті (10) пояснюється відсутністю відповідних даних спостережень, тому що досі ще не спостерігалися петлі з оберненим градієнтом густини [2]. Зазвичай вважається, що величини L і L_T є величинами одного порядку [1, 2, 9], хоча у своїх розрахунках ми покладали, що $|\nabla| \in [0,1;10]$. Із сказаного випливає, що знак "" перед ∇ означає, що досліджується поверхневий шар плазми в петлі з холодним ядром [2]. Якщо петля є напівтором з великим радіусом $R = 10^9 \text{ см}$ і малим радіусом $r = 10^8 \text{ см}$, то гранично мале значення L для випадку сильної неоднорідності становить $L \approx 30 \text{ м}$ за умови, що величина $|\nabla|$ є величиною порядку одиниці. При таких значеннях L і $B_0 = 120 Gc$ параметр

$$\rho \equiv \frac{\rho_i}{L} \ll 1 \quad (14)$$

залишається малим у випадку сильної неоднорідності, як і у випадку слабкої, хоча формально він збільшується майже у 20 разів при переході від одного випадку до іншого. Так що в контексті моделі плазми, що використовувалася, навіть сильна неоднорідність є в певному сенсі слабкою. У даній моделі плазми, як і в [4–7, 16, 17], вважається, що досліджувані збурення є довгохвильовими, тобто

$$z_e \equiv \frac{k_\perp^2 v_{Te}^2}{\Omega_e^2} \ll z_i \equiv \frac{k_\perp^2 v_{Ti}^2}{\Omega_i^2} \ll 1 \quad (15)$$

квазіперпендикулярними, тобто

$$k_* \equiv \frac{k_z}{k_\perp} \ll 1, \quad (16)$$

а їхня поздовжня фазова швидкість змінюється в діапазоні, типовому для іонно-звукових і альфвенівських хвиль [1, 9]:

$$v_{Ti} \ll \frac{\omega}{k_z} \ll v_{Te}. \quad (17)$$

У використаних позначеннях $\vec{k}$ – хвильовий вектор збурення, причому $|\vec{k}|^2 = k_\perp^2 + k_z^2$; $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$ (всюди в розрахунках вважалося, що $|k_x| = |k_y| = \frac{k_\perp}{\sqrt{2}}$); v_{Ti} – іонна теплова швидкість, а Ω_e – електронна гірчастота. Як завжди

[1, 9], умова (16) дозволяє сильно спростити вигляд ДР, тому що дає змогу знехтувати згасанням Ландау. Для таких збурень умова справедливості наближення геометричної оптики

$$\frac{\lambda_{\perp}}{L} \ll 1 \quad (18)$$

виявляється, ураховуючи конкретне рівняння стану плазми, навіть менш жорсткою, ніж умова локальності розв'язків ДР і умова слабкості неоднорідності (16). Нагадаємо, що умова локальності розв'язків ДР виводилася А.Б. Михайловським [9], виходячи з вимоги для інкремента нестійкості

$$|\gamma| \equiv |\operatorname{Im} \omega| \ll |\operatorname{Re} \omega|, \quad (19)$$

і є еквівалентною співвідношенню

$$|\Gamma| \equiv \left| \frac{\gamma}{\omega} \right| \ll 1. \quad (20)$$

Останнє співвідношення можна розглядати як умову справедливості лінійного наближення теорії збурень. У використаних раніше позначеннях умова локальності розв'язків ДР набуває вигляду

$$\frac{k_x}{k_{\perp}^2 L} = \frac{1}{\sqrt{2} k_{\perp} L} \ll \frac{\mu}{\sqrt{\beta_{\alpha}}}, \quad (\alpha = e, i). \quad (21)$$

Виходячи з діапазону можливих значень часу зростання амплітуди $\bar{E}_0(t)$ до свого максимуму [2], можна вважати, що вимога квазістатичності поля [16,17] виконується з великим запасом практично для всіх відомих нестійкостей

$$\left| \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0(t)}{\partial t} \right| \ll \tau_{\text{несм}}^{-1} \approx \gamma. \quad (22)$$

Б.Б. Кадомцев і О.І. Погуце у своїй роботі [3] довели, що нехтувати впливом *ширу* (shear), тобто ненульової кривизни й кручення магнітних силових ліній, на розвиток нестійкості низькочастотних плазмових хвиль, можна тільки за умови виконання співвідношення

$$\frac{1}{2} \beta_i \ll z_i k_*^2 (\beta_A \epsilon_R)^{-2} \quad (23)$$

для іонного плазмового бета й співвідношення

$$\frac{1}{2} \beta_e \epsilon_R \ll \mu \sqrt{z_i t} |k_*| \quad (24)$$

для його електронного аналога. У (23)–(24) використане позначення

$$\beta_A \equiv \frac{v_{Te}}{v_A}, \quad (25)$$

де $v_A = c \frac{\Omega_i}{\omega_{pi}}$ – альфвенівська швидкість. У роботах [5, 17] показано, що для типових петель з повним струмом

$I = 10^{12}$ А значення ϵ_R у випадку слабкої неоднорідності дуже мало відрізняється від значення $(\epsilon_R)_0$ у стані рівноваги, коли струм у петлі є, а взаємодії магнітних потоків ще немає. Зазвичай це значення настільки мале [5]

$$(\epsilon_R)_0 \approx 10^{-5}, \quad (26)$$

що умови (23)–(24) у випадку слабкої неоднорідності виконуються з великим запасом. Зовсім не так у випадку сильної неоднорідності, коли навіть за умови максимально вдалого вибору рівняння стану плазми, співвідношення (23)–(24) фактично встановлюють верхню границю, тобто максимальні можливі значення величини ϵ_R . В основному це пов'язано з тим, що в процесі розвитку передспалахового стану при зростанні інтенсивності взаємодії магнітних потоків величина ϵ_R збільшується більш ніж на два порядки [2]. Треба також відзначити, що умови (23)–(24) виводилися в [5–7] у припущенні, що нехтувати широм (та взагалі просторовою неоднорідністю магнітного поля $\bar{B}_0$) можна в порівнянні тільки з одним із градієнтів, що домінують: або градієнтом густини, або градієнтом температури. У даному випадку, коли треба враховувати і той, і інший, користуватися співвідношеннями (23)–(24) можна саме тому, що вони є сильними нерівностями, а величина $|\nabla|$ (як це було з'ясовано в процесі чисельного моделювання) ненабагато відрізняється від одиниці.

3. Модифіковане дисперсійне рівняння та інкремент нестійкості. Для моделі плазми, що була використана в даній роботі, дисперсійне рівняння для низькочастотних хвиль, що задовольняють умову (6), за наявності квазістатичного поля $\bar{E}_0(t)$, що задовольняє умову (22), і слабкої просторової неоднорідності густини й температури плазми, коли завжди виконується нерівність (14), можна одержати з відомого виразу для компонент тензора діелектричної проникності $\epsilon_{\alpha\beta}$ гарячої магнітоактивної плазми [1]. У ньому враховується вплив парних кулонівських зіткнень за допомогою модельного інтеграла Батнагара – Гросса – Крука й наявність дрейфу електронів, зумовленого, зокрема, і наявністю слабого електричного поля $\bar{E}_0$, що є паралельним зовнішньому магнітному полю $\bar{B}_0$. Використання умов (6), (14), (22), а також співвідношень (1), (2), (9), (15)–(17) і (23), (24), дозволяє за відомими правилами [1] одержати вираз для скалярної діелектричної проникності як функцію хвильового вектора збурення, частоти й координат (точніше, усереднених масштабів неоднорідностей), а також виділити в ньому повздовжню $\epsilon_{\parallel}$ і поперечну $\epsilon_{\perp}$ (відносно до полів $\bar{B}_0$ і $\bar{E}_0$) частини. Дисперсійне рівняння, що в цьому випадку має сенс називати модифікованим дисперсійним рівнянням (МДР), є рівнянням ейконалу в нульовому наближенні геометричної оптики [1] і, виписане через $\epsilon_{\parallel}$ і $\epsilon_{\perp}$, має добре відомий (ще з часів перших досліджень А.Б. Михайловського [9]) вигляд

$$\varepsilon_{II} \left(1 - \frac{\omega^2}{c^2 k_z^2} \varepsilon_{\perp} \right) + \frac{k_z^2}{k_z^2} \varepsilon_{\perp} = 0. \quad (27)$$

При $v_{ei} = 0, t = 1$ і $\varepsilon_R = 0$ воно зводиться до відомого ДР Михайловського [9]. До речі, у цьому ДР не враховувалася також неоднорідність температури (тобто вважалось, що $L_T = \infty$). Нами було показано, що при $v_{ei} \neq 0, t > 1, \varepsilon_R \neq 0$ і скінченних значеннях L і L_T , для вищенаведеної моделі плазми вигляд ДР (тепер уже МДР) залишається незмінним. Однак суттєво ускладнюється вигляд функцій ε_{II} і $\varepsilon_{\perp}$, що доповнюються членами, які враховують сукупний вплив дрейфових рухів, парних зіткнень і субдрейсерівського електричного поля [4–7, 17]. Можливість не враховувати вплив загасання Ландау [1, 9] для квазіпоперечного напрямку розповсюдження збурень дає змогу записати МДР (27) у поліноміальному вигляді

$$\sum_{i=0}^4 P_i \Omega^i = 0 \quad (28)$$

для безрозмірної змінної

$$\Omega \equiv \frac{\omega}{k_z v_A}. \quad (29)$$

Вигляд коефіцієнтів P_i ($i = 0 \div 4$) полінома четвертого степеня (28) наведено в додатку. Розв'язки МДР (28) були одержані за допомогою стандартного методу Ейлера [10], тобто за допомогою точних формул, а не наближених методів розв'язку. Як відомо, у методі Ейлера важливу роль відіграє негативний знак дискримінанта резольвентного рівняння третього степеня, до якого зводиться досліджуваній поліном четвертого степеня. У нашому дослідженні ця умова

$$D < 0 \quad (30)$$

і дозволила, врешті-решт, виключити з розгляду випадки аперіодичної нестійкості, або аперіодичного загасання хвиль. МДР (27) можна записати в загальному вигляді, розділивши в ньому дійсну й уявну частини, тобто

$$D(\omega, \vec{k}, x) = \text{Re} D + i \text{Im} D. \quad (31)$$

Тоді рівняння

$$\text{Re} D(\omega, \vec{k}, x) = 0 \quad (32)$$

еквівалентне МДР (28). Реально генеруватися протягом лінійної стадії розвитку нестійкості будуть тільки хвилі з позитивним інкрементом, тобто умова

$$\gamma_k > 0, (k = 1, 2, 3, 4) \quad (33)$$

має виконуватися для відповідного кореня $\omega = \omega_k = \omega_k(\vec{k}, x)$ МДР (28), ураховуючи, що інкремент γ_k визначається за допомогою стандартної формули [1, 9]

$$\gamma_k = - \left. \frac{\partial \text{Im} D}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_k}, (k = 1, 2, 3, 4). \quad (34)$$

Зведений (безрозмірний) інкремент має вигляд

$$\Gamma_k = \frac{\gamma_k}{\omega_k} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(\Omega - \beta_A \varepsilon_R) F_1}{\beta_A \cdot \Omega^2 F_2} \Big|_{\omega=\omega_k}, \quad (35)$$

де

$$F_1 = \sum_{l=0}^6 C_l \Omega^l, \quad (36)$$

$$F_2 = \sum_{m=0}^4 S_m \Omega^m, \quad (37)$$

а вигляд коефіцієнтів C_l і S_m наведено в додатку.

З чисто математичного погляду, випадок сильної неоднорідності відповідає ситуації, коли параметри ε_R і ρ досягають максимальних можливих значень, а співвідношення (23)–(24) і (18) (наближення геометричної оптики) ще виконуються, але вже на межі застосовності. Із чисто фізичного погляду, даний випадок відповідає набагато тіснішій взаємодії магнітних потоків у межах теорії Хейвертса – Пріста – Раста [15] і пізнішій стадії розвитку передспалахового стану в петлі. Унаслідок згаданої взаємодії суттєво зростають значення параметрів t і ρ , у кілька разів – амплітуда магнітного поля $|\vec{B}_0|$, і дуже суттєво, більш ніж на два порядки, – величина ε_R . Порівняно з випадком слабкої неоднорідності сильно зменшується середній масштаб неоднорідності густини, а також температури. Це можна інтерпретувати так, що всередині первісного слабонеоднорідного поверхневого шару петлі на досліджуваній стадії виникає певне плазмове утворення типу передструмового шару [6, 7, 12] з характерними розмірами неоднорідностей L і L_T у кілька десятків метрів і розвиненою іонно-звуковою турбулентністю. Вважається, що внаслідок виникнення відповідного типу аномального опору ефективна частота зіткнень (4) набагато перевищує кулонівську електронно-іонну частоту v_{ei} , що домінує у випадку слабкої неоднорідності. Вважається, що іонно-звукова турбулентність виникає внаслідок розвитку нестійкості іонно-звукових хвиль, які можуть з'явитися в поверхневому шарі петлі на більш ранній стадії передспалахового стану внаслідок трихвильової взаємодії з кінетичними альфвенівськими (КАХ) і магнітно-акустичними (МАХ) хвилями [2]. Зображений нами в загальних рисах сценарій розвитку подій є не чим

іншим, як спробою якомога ґрунтовніше пояснити вибір конкретного діапазону зміни основних параметрів плазми при дослідженні нестійкостей різних типів плазмових хвиль. Зрозуміло, що саме такий сценарій жодною мірою не є безальтернативним, але оскільки дослідження нестійкості проводиться на певній стадії розвитку передспалахового стану в петлі, то саме конкретний вибір діапазону зміни параметрів набуває вирішального значення.

4. Основні результати й висновки. У результаті числових розрахунків показано, що з чотирьох коренів МДР (18) нестійкими до малих збурень виявилися лише два. Ми їх позначили як корені (і, відповідно, хвилі) Ω_2 і Ω_4 . Як і раніше [4–7, 16, 17], унаслідок того, що області існування й легітимності коренів, які задовольняють умови (20) і (30), дуже вузькі в площині " $z_i k_*$ ", відповідні поверхні поздовжньої фазової швидкості хвиль $\Omega_k = \Omega_k(z_i, k_*)$, ($k = 1, 2, 3, 4$) виявилися дуже близькими до площин. З'ясувалося, що корені, які ми позначили як Ω_1 і Ω_3 , усюди в областях існування мають негативні інкременти, тобто є загасаючими. Хвилі " Ω_1 " і " Ω_2 " мають значення величин $|\Omega_1|$ і $|\Omega_2|$, вони дуже близькі, але не збіжні. Раніше ми відзначали той факт, що, унаслідок суто технічних складнощів [1, 7], спосіб завдання можливого напрямку розповсюдження хвиль у нашій моделі є вимушено неповним. Тому ми не можемо впевнено стверджувати, чи є наявність серед розв'язків МДР (28) негативних коренів Ω_k , які відповідають позитивним значенням k_* , наслідком цієї неповноти, чи це є добре відомим паразитичним ефектом появи негативних частот серед коренів ДР поліноміального типу [1]. У нашому випадку корені Ω_2 і Ω_3 виявилися саме такими, і ми розглядали їх як нефізичні розв'язки. Хвилю " Ω_1 " досить легко ідентифікувати як *пряму* (тобто з $k_z > 0$) кінетичну альфвенівську хвилю, відносно слабо модифіковану впливом субдрейсеровського поля, зіткнень і дрейфових рухів, з приблизним законом дисперсії

$$\Omega = \Omega_1 \equiv \sqrt{1 + z_i t} . \quad (38)$$

Вид поверхні поздовжньої фазової швидкості й декремент загасання для цієї хвилі як функції параметрів z_i і k_* зображено на рис. 1 і 2.

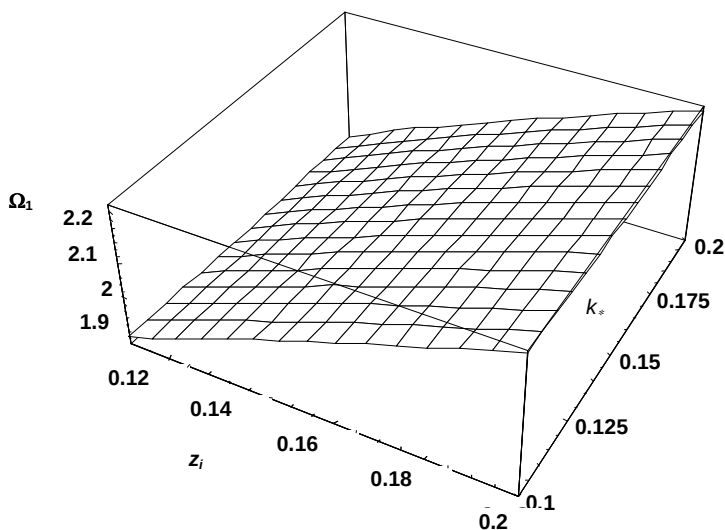


Рис. 1. Вигляд поверхні поздовжньої фазової швидкості для кореня $\Omega = \Omega_1$

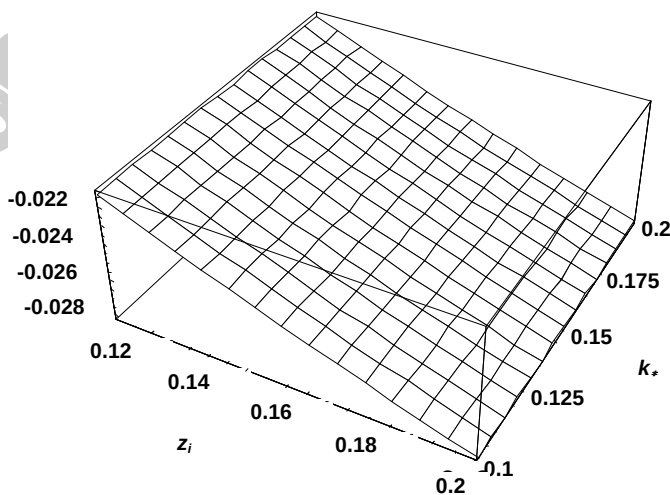


Рис. 2. Декремент загасання для прямої модифікованої КАХ із $\Omega = \Omega_1$

При розрахунках ми покладали, що

$$\varepsilon_R = \varepsilon_{R0} = 2 \cdot 10^{-3}; \quad (39)$$

$$\nabla = -3. \quad (40)$$

Хвилі " Ω_3 " і " Ω_4 " мають значення величин $|\Omega_3|$ і $|\Omega_4|$, що суттєво відрізняються одне від одного, тобто відповідні корені, на відміну від Ω_1 і Ω_2 , не є близькими до знакоспряжених, як це досить часто траплялося в наших попередніх дослідженнях [6, 7]. До того ж корінь $\Omega = \Omega_3$, згідно з вищевведеним означенням, є *нефізичним*. Ідентифікувати ж *фізичний корінь* $\Omega = \Omega_4$ досить непросто. Якщо виходити із значення $|\Omega_4|$ (що дорівнює приблизно 0,5), то її найближчим аналогом можна вважати повільну магнітно-акустичну хвилю, для якої приблизний закон дисперсії в наших позначеннях має вигляд

$$\Omega_{\text{ПМАХ}} \approx \mu\beta_A (\approx 0,233). \quad (41)$$

Значення величини $|\Omega|$ для кінетичної альфвенівської хвилі (що дорівнює приблизно 2) або швидкої магнітно-акустичної хвилі (що дорівнює приблизно 6) відрізняються набагато більше. Якщо все ж таки вважати, що " Ω_4 "-хвиля є повільною магнітно-акустичною, досить сильно зміненою впливом субдрейсеровського поля, зіткнень і дрейфових рухів, то слід окремо відзначити традиційну незалежність величини $|\Omega_4|$ від k_* , і зовсім нетрадиційну залежність її від величини z_i . Вочевидь, ми маємо справу з принципово змішаним типом хвилі. Строго кажучи, хвиля Ω_4 не може бути модифікацією повільної магнітно-звукової хвилі саме внаслідок чітко вираженої залежності величини Ω_4 від z_i . Тому про цю хвилю варто казати як про хвилю з діапазону повільних магнітно-звукових хвиль. Про те, що це є чітко виражений хвильовий процес, свідчать дуже малі значення відносного інкремента Γ_4 , зображеного на рис. 4. Зазвичай це є свідченням високої добротності коливаний [2]. Як видно із графіків для поздовжньої фазової швидкості Ω_4 на рис. 3 та інкремента Γ_4 на рис. 4, діапазон зміни значень параметрів z_i і k_* у випадку сильної неоднорідності зазнав істотних змін порівняно з раніше розглянутими випадками роздільного домінування градієнтів густини [4, 5, 7] і температури [6] плазми. Тепер нестійкість хвилі " Ω_4 " з'являється при середніх значеннях малого параметра z_i і при найбільших з можливих значеннях малого параметра k_* . Отже, можна зазначити, що в розглянутому випадку, коли $\nabla n_0 \neq 0$ і $\nabla T_0 \neq 0$, ступінь роздільності випадків слабкої та сильної неоднорідностей помітно погіршується. Обидва випадки відповідають практично одному й тому ж самому діапазону зміни значень параметра кінетичності z_i . Дуже цікавим є той факт, що немаргінальна [12] і високодобротна [2] нестійкість хвилі " Ω_4 " існує в досить вузькому інтервалі значень параметра ∇ поблизу значення $\nabla = -3$ (40). Це означає, що виникнути вона може лише в петлях з холодними ядрами [2], найімовірніше – саме в поверхневих шарах цих петель. Однак найбільш важливим і цікавим, на наш погляд, є факт чітко визначеного порогового характеру хвилі " Ω_4 ". Починаючи з граничного значення ε_{R0} (39), інкремент Γ_4 стає позитивним при $z_i \geq 0,11$ і $k_* \geq 0,18$. Це означає, що на певній стадії розвитку передспалахового процесу виникає нестійкість, унаслідок якої починає генеруватися у плазмі петлі низькочастотна хвиля " Ω_4 ". Оскільки у випадку сильної неоднорідності помітно зростає кількість електронів-утікачів у плазмі, то відповідно зростає ймовірність того, що цей потік електронів, підіймаючись петлею, приведе до появи сплеску III-о роду. Хвиля " Ω_4 " може виявити себе у вигляді низькочастотної модуляції цього сплеску. Таким чином, квазіпоперечні (і просто поперечні) коливання в плазмі петель, що зазвичай намагаються використовувати для діагностики спалахової плазми, можуть бути використані для короткострокового прогнозу спалаху в петельній структурі. Зрозуміло, що виявлена нами кореляція не є достатньою для такого прогнозу, але також зрозуміло й те, що вона є однією з необхідних для нього умов.

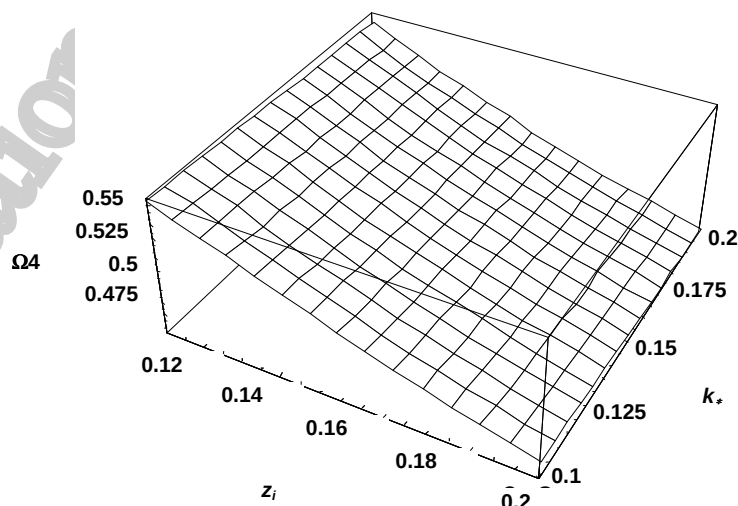
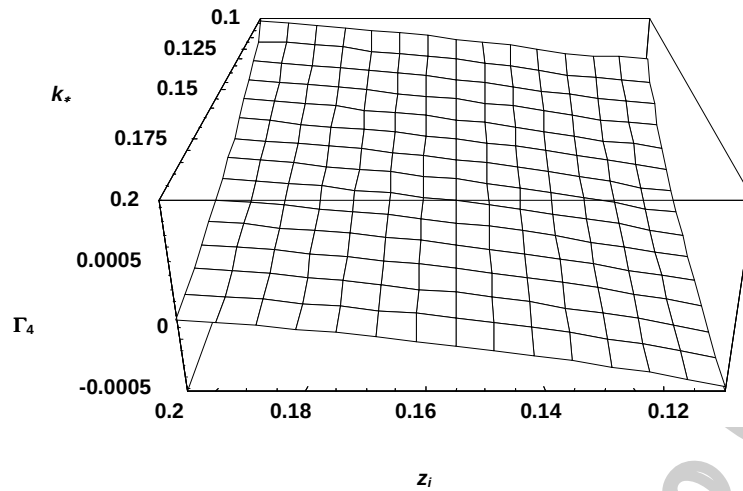


Рис. 3. Вигляд поверхні поздовжньої фазової швидкості для кореня $\Omega = \Omega_4$

Рис. 4. Інкремент розвитку нестійкості для " Ω_4 "-хвилі**ДОДАТОК**

Коефіцієнти МДР (28) мають такий вигляд:

$$\begin{aligned}
 P_0 &= -\beta_A \epsilon_R \left\{ \Omega^* (1 + \tau_* - 2z_i) + \beta_A \epsilon_R \left[1 + \tau_* + z_i t \left(1 + \frac{\beta_A v \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \right) \right] \right\} - \\
 &\quad - \beta_A^2 \mu^2 \left[-1 + \frac{\tau_*^2}{2\pi \mu^2} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} (1+t) \tau_* \beta_A^2 \epsilon_R v + \frac{\Omega^*}{t} \{ (1+\nabla) [2\beta_A \epsilon_R + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\Omega^*}{t} \{ 1 + (1-2z_i) \nabla \}] + \frac{\beta_A v \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \left[1 + 2\nabla \left\{ 1 - 2z_i + \frac{3(1-z_i)}{4\sqrt{t}} \right\} \right] \right\}, \\
 P_1 &= 2\beta_A \epsilon_R (1 + \tau_* + z_i t) + \Omega^* \left[1 - z_i + \tau_* + \nabla \left(\frac{7}{4} \tau_* - z_i \right) \right] - 2\beta_A^2 \mu^2 \{ \beta_A \epsilon_R + \\
 &\quad + \frac{\Omega^*}{t} \left[(1+\nabla) \left(1 - \frac{\tau_*^2}{4\pi \mu^2} \right) - z_i \nabla \right] \} + \beta_A \epsilon_R \frac{\Omega^*}{t} (1+\nabla) \left[(1+\tau_*) (\Omega^* + \beta_A \epsilon_R) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \right] + \beta_A v \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{2\tau_*}{\pi} \left[\beta_A \epsilon_R \left(z_i t + \frac{\Omega^*}{2} \right) - \beta_A^2 \mu^2 \right] + \frac{\epsilon_R^2}{2} (2\beta_A \epsilon_R + \Omega^* \nabla) \right\} \\
 P_2 &= -1 - z_i t - \tau_* - \beta_A^2 \mu^2 \left(1 - \frac{\tau_*^2}{2\pi \mu^2} \right) - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \left[\frac{\Omega^*}{t} (1+\nabla) - \beta_A \epsilon_R \right] - \\
 &\quad - (1+\tau_*) \left[\frac{\Omega^*}{t} (1+\nabla) (\Omega^* + 2\beta_A \epsilon_R) - \beta_A \epsilon_R (\Omega^* + \beta_A \epsilon_R) \right] - \\
 &\quad - \beta_A v \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[3\epsilon_R^2 + \frac{\Omega^*}{\beta_A} \epsilon_R + \frac{\tau_*}{\pi} (\Omega^* + z_i t) \right]; \\
 P_3 &= (1+\tau_*) \left[\frac{\Omega^*}{t} (1-t+\nabla) - 2\beta_A \epsilon_R \right] - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla + \frac{v}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[3\beta_A \epsilon_R - \Omega^* \left(\frac{\nabla}{2} - 1 \right) \right]; \quad P_4 = 1 + \tau_* + \frac{v}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}},
 \end{aligned}$$

причому

$$\tau_* = \sqrt{\frac{2\pi}{z_i t}} \frac{v \mu}{k_*}, \quad v \equiv \frac{v_{eff}}{\Omega_j} \quad \text{і} \quad \Omega^* = \Omega_e^* = -t \Omega_j^*,$$

де

$$\Omega_\alpha^* = \frac{\omega_\alpha^*}{k_z v_A}, \quad (\alpha = e, i)$$

і, у свою чергу,

$$\omega_\alpha^* \equiv \frac{k_x v_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial x} [\ln n_{0\alpha}(x)] = \sqrt{\frac{Z_\alpha}{2}} \frac{\rho_\alpha}{L} \Omega_\alpha$$

є звичайною дрейфовою частотою для іонів, що виникає внаслідок існування одновимірного просторового градієнта густини в плазмі [1, 9]. Співвідношення

$$\Omega_e^* = -t\Omega_i^*$$

є прямим наслідком співвідношення (7), що виконується на самому початку випадку сильної неоднорідності.

Коефіцієнти поліномів F_1 і F_2 у виразі для наведеного інкремента мають такий вигляд:

$$S_0 = 2P_0 + P_1\beta_{A\epsilon R};$$

$$S_1 = P_1 + 2P_2\beta_{A\epsilon R};$$

$$S_2 = 3P_3\beta_{A\epsilon R};$$

$$S_3 = 4P_4\beta_{A\epsilon R} - P_3;$$

$$S_4 = -2P_4;$$

$$C_0 = -\sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta_{A\epsilon R}^3 v z_i t + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left\{ 2\beta_{A\mu}^2 \left[\beta_{A\epsilon R} (1+t) - \frac{\Omega^*}{t} \left\{ \frac{1}{2} + \nabla \left(1 - 2z_i + \frac{3(1-z_i)}{4\sqrt{t}} \right) \right\} \right] - \beta_{A\epsilon R}^2 z_i t \right\};$$

$$C_1 = \sqrt{\frac{8}{\pi}}\beta_{A\nu} \left[\beta_{A\epsilon R} z_i t - \beta_{A\mu}^2 \left\{ \beta_{A\epsilon R} + \frac{\Omega^*}{2t} (1 - 2z_i) \nabla \right\} \right] + \beta_{A\epsilon R}^2 \left(\frac{\nabla}{2} \Omega^* + \beta_{A\epsilon R} \right) + \\ + 2 \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left[\beta_{A\epsilon R} \left[z_i t \frac{\Omega^*}{2} + \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) \left(\beta_{A\epsilon R} z_i t - \beta_{A\mu}^2 \right) \right] + \right. \\ \left. + \beta_{A\mu}^2 \left\{ -1 + \left[\frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) - \beta_{A\epsilon R} \right] \left[-\beta_{A\epsilon R} t + \frac{\Omega^*}{t} \left\{ \frac{1}{2} + \nabla \left(1 - 2z_i + \frac{3(1-z_i)}{4\sqrt{t}} \right) \right\} \right] \right\} \right];$$

$$C_2 = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta_{A\nu} \left[-z_i t - \beta_{A\mu}^2 \left(1 - \frac{\tau_*^2}{2\pi\mu^2} \right) + \beta_{A\epsilon R} \left\{ (1 + \tau_*) \left(\Omega^* + \beta_{A\epsilon R} \right) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \right\} \right] - \\ - \beta_{A\epsilon R} \left[\Omega^* + \beta_{A\epsilon R} \left\{ 3 + \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) \left(\beta_{A\epsilon R} + \frac{\nabla}{2} \Omega^* \right) \right\} \right] + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left[\beta_{A\epsilon R} z_i t \left(\beta_{A\epsilon R} - \frac{\Omega^*}{t} [1 + \nabla] \right) - \right. \\ \left. - \left(z_i t + \Omega^* \right) \left(1 + \beta_{A\epsilon R} \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) \right) + 2\beta_{A\mu}^2 \left\{ \frac{\Omega^*}{t} \left[\frac{3}{2} + 2\nabla \left(1 - z_i + \frac{3(1-z_i)}{8\sqrt{\pi}} \right) \right] - \beta_{A\epsilon R} (1+t) \right\} \right]$$

$$C_3 = 3\beta_{A\epsilon R} - \Omega^* \left(\frac{\nabla}{2} - 1 \right) + \beta_{A\epsilon R} \left[\left(3\beta_{A\epsilon R} + \Omega^* \right) \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) - \beta_{A\epsilon R} \left(\beta_{A\epsilon R} + \frac{\nabla}{2} \Omega^* \right) \right] + \\ + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left[2\beta_{A\mu}^2 - \beta_{A\epsilon R} z_i t - \left(z_i t + \Omega^* \right) \left\{ \beta_{A\epsilon R} - \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) \right\} \right] - \\ - \sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta_{A\nu} \left[(1 + \tau_*) \left(\Omega^* + 2\beta_{A\epsilon R} \right) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \right];$$

$$C_4 = -1 + \beta_{A\epsilon R} \left[3\beta_{A\epsilon R} + \Omega^* \left\{ 1 - \frac{3}{t} (1 + \nabla) \right\} \right] + \sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta_{A\nu} (1 + \tau_*) + \\ + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left(z_i t + \Omega^* \right) - \frac{\Omega^{*2}}{t} \left[1 + \frac{\nabla}{2} (1 - \nabla) \right];$$

$$C_5 = -3\beta_{A\epsilon R} + \Omega^* \left(\nabla \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{t} \right) - 1 + \frac{1}{t} \right);$$

$$C_6 = 1$$

де

$$\nabla \equiv \frac{\omega_T^*}{\omega^*} = \frac{\Omega_T^*}{\Omega^*} = \frac{L}{L_T},$$

і, у свою чергу,

$$\omega_{T\alpha}^* \equiv \frac{k_X v_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial X} [\ln T_{0\alpha}(X)],$$

$$\omega_T^* \equiv \omega_{Te}^* = -t\omega_{Ti}^*.$$

1. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. – М., 1989.

2. Зайцев В.В., Степанов А.П., Цап Ю.Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел. – 1994. – Т. 10. – № 6. – С. 3–31.

3. Кадомцев Б.Б., Погуце О.И. Турбулентные процессы в тороидальных системах // Вопросы теории плазмы. – М., 1967. – Вып. 5. – С. 209.

4. Кришталь А.Н., Герасименко С.В. Дисперсия волн в магнитоактивной плазме арочных структур с учетом субдрейсеровских полей и сильной неоднородности плотности // Кинематика и физика небес. тел. – 2002. – Т. 18. – № 3. – С. 258–272.
5. Кришталь А.Н. Неустойчивости низкочастотных волн в замагниченной столкновительной плазме с продольным электрическим полем и слабой неоднородностью плотности // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8. – № 1. – С. 5–20.
6. Кришталь А.Н., Герасименко С.В. О возможности краткосрочного прогноза вспышки в арочных структурах активных областей на Солнце // Доповіді АН України. – 2003. – № 4. – С. 70–76.
7. Кришталь А.Н., Герасименко С.В. О необходимом условии краткосрочного прогноза вспышки: случай сильной неоднородности плотности // Доповіді АН України. – 2003. – № 9. – С. 80–87.
8. Мельников В.Ф., Флейшман Г.Д., Фу К.Д., Хуанг Г.П. Диагностика вспыхивающей плазмы по миллисекундным пульсациям солнечного радиоизлучения // Астрон. журн. – 2002. – Т. 79. – № 6 – С. 551–569.
9. Михайловский А.Б. Колебания неоднородной плазмы // Вопросы теории плазмы. – М., 1963. – Вып. 3. – С. 141–202.
10. Мишина А.П., Проскураков И.В. Высшая алгебра. – М., 1962.
11. Подгорный А.И., Подгорный И.М. Моделирование солнечной вспышки при всплывании нового магнитного потока // Астрон. журн. – 2001. – Т. 78. – № 1. – С. 71–77.
12. Сомов Б.В., Титов В.С., Вернетта А.И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках // Итоги науки и техники. Серия: Астрономия. – 1987. – Вып. 34. – С. 136–237.
13. Терехов О.В., Шевченко А.В., Кузьмин А.Г. и др. Наблюдение квазипериодических пульсаций в солнечной вспышке SF 900610 // Письма в Астрон. журн. – 2002. – Т. 28. – № 6. – С. 452–456.
14. Aschwanden M.I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J. – 2001. – Vol. 560. – P. 1035–1043.
15. Heyvaerts J., Priest E., Rust D. An emerging flux model for the solar flare phenomenon // Astrophys. J. – 1977. – Vol. 216. – P. 213–221.
16. Kryshchal A.N., Kucherenko V.P. A possible excitation mechanism for a longitudinal wave instability in a plasma by a quasistatic electric field // J. Plasma Phys. – 1995. – Vol. 53. – Pt. 2. – P. 169–184.
17. Kryshchal A.N. Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasistatic electric field and weak spatial inhomogeneity // J. Plasma Phys. – 2002. – Vol. 68. – Pt. 2. – P. 137–148.
18. Machado M.E., Avrett E.H., Vernazza J.E., Noyes R.W. Semiempirical models of chromospheric flare regions // Astrophys. J. – 1980. – Vol. 242. – P. 336–351.
19. Schrijver C.I., Aschwanden M.I., Title A.M. Transverse oscillations in coronal loops observed with TRACE // Solar Phys. – 2002. – Vol. 206. – № 1. – P. 69–98.

Надійшла до редколегії 05.04.04

УДК 523.9

М.І. Пішкало, В.П. Бабій, В.Г. Іванчук

ПІВНІЧНО-ПІВДЕННА АСИМЕТРІЯ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ ТА ПЕРЕПОЛЮСОВКИ ГЛОБАЛЬНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ СОНЦЯ У 21–23 ЦИКЛАХ АКТИВНОСТІ

Досліджено N/S-асиметрію відносного числа та сумарної площі сонячних плям, спалахового індексу, величини полярного магнітного поля й значень нахилу геліосферного струмового шару відносно сонячного екватора у 21–23 циклах активності. Обчислено значення коефіцієнта кореляції між указаними індексами активності та їх асиметріями. Визначено моменти переполюсовок глобального магнітного поля у 21–23 циклах активності. Показано, що переполюсовки в обох півкулях були однокатими, причому в північній півкулі вони відбувалися на 6–12 місяців раніше, ніж у південній.

Investigated are N/S-asymmetries of relative sunspot number, sunspot area, flare index, polar magnetic field and tilt of the heliospheric current sheet during 21, 22 and 23 cycles of activity. Correlation coefficients between mentioned indices of solar activity and their asymmetries are calculated. Time points of Sun's global magnetic field reversals are determined. It is shown that the reversals were onefold in the both hemispheres; in the north hemisphere they occurred 6–12 months before the south hemisphere.

1. Вступ. Сонячна активність у першому наближенні майже однаково проявляється в обох півкулях Сонця, і в цьому розумінні 11-річний цикл є єдиним (глобальним) процесом, що охоплює все Сонце. У той же час, детальне дослідження зміни індексів активності Сонця показує, що існують значні відмінності (асиметрія) у поведінці північної й південної півкуль. Ця асиметрія проявляється у різній формі кривих 11-річної циклічності, у переважанні однієї півкулі над іншою, у відмінності епох екстремумів 11-річних циклів у різних півсферах тощо.

Північно-південна асиметрія (надалі – N/S-асиметрія) досліджувалася багатьма авторами. Ще Ньютон і Мілсом [16] у 1956 р. дослідили асиметрію площ плям і кількості груп протягом 11 циклів активності й знайшли, що розподіл плям за півкулями залежить від висоти максимуму циклу, а саме: у випадку високих максимумів на початку циклу активнішою є південна півкуля, у кінці – північна, а у випадку низьких максимумів – навпаки, утворення плям є активнішим спочатку в північній півкулі, потім – у південній.

Вальдмайєр [25], проаналізувавши дані по N/S-асиметрії по 18-й цикл включно, установив, що існує тісний зв'язок між асиметрією й віковим циклом: на фазі зростання вікового циклу сонячна активність домінує в північній півкулі, на фазі спаду – у південній, в епохи мінімумів і максимумів – асиметрія мала; крім того, в епохи максимуму вікового циклу максимум 11-річного циклу настає раніше в південній півкулі, а в мінімумі – у північній.

Пізніше було встановлено, що N/S-асиметрія є притаманною не тільки для сонячних плям або числа Вольфа, а й для багатьох інших сонячних явищ і характеристик, таких, наприклад, як просторово-часовий розподіл активних волокон-протуберанців [11, 23] і корональних дір [8], інтенсивність зеленої корональної лінії [15], обертання велико масштабного фотосферного магнітного поля [4, 22], кількість і тривалість сонячних спалахів [5, 6, 18], а також для характеристик міжпланетного й навіколоземного середовища (потік сонячних нейтрино [9], сонячний вітер [20], величина та орієнтація міжпланетного магнітного поля [19], розповсюдження космічних променів [7] тощо.). Пошук та аналіз періодичностей N/S-асиметрії проводився в багатьох роботах [3, 17, 24, 25].

У даній роботі досліджуються асиметрія кількох індексів сонячної активності у 21–23 циклах, такі традиційні індекси, як площі сонячних плям, числа Вольфа, спалаховий індекс, а також індекси, що характеризують глобальне магнітне поле Сонця, а саме: напруженість полярного магнітного поля й нахил геліосферного струмового шару (ГСШ) відносно сонячного екватора. Крім того, визначаються моменти переполюсовок глобального магнітного поля окремо в N- і S-півкулях у кожному із зазначених циклів.

2. Асиметрія індексів активності. Для дослідження N/S-асиметрії нами були використані такі індекси сонячної активності:

- грінвічський ряд сумарних площ сонячних плям по півсферах (часовий проміжок 01.1975–12.2003), дані розміщені на сайті <http://science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/greenwch.htm>;

- спалаховий індекс, що визначається на обсерваторії Канділі як сума добутоків потужності спалахів на їх тривалість (01.1975–12.2002), дані розміщені на сайті <http://www.koeri.boun.edu.tr/astrometry/index.html>;
- відносне число сонячних плям по півсферах за даними бюлетеня *Солнечные данные* (01.1975–10.1996);
- міжнародне відносне число сонячних плям по півсферах (01.1992–12.2003), дані розміщені на сайті <http://sidc.oma.be/index.php3>;
- значення полярного магнітного поля Сонця по півсферах за даними обсерваторії Вілкокса Стенфордського університету (05.1976–12.2003), дані розміщені на сайті <http://quake.Stanford.EDU/~wso/Polar.ascii>. Фактично це – деяке усереднене високоширотне ($> 55^\circ$) чи субполярне поле;
- значення нахилу ГСШ відносно сонячного екватора, отримані в радіальному та класичному потенційному наближеннях, за даними обсерваторії Вілкокса Стенфордського університету (05.1976–12.2003), дані розміщені на сайті <http://quake.Stanford.EDU/~wso/Tilts.html>.

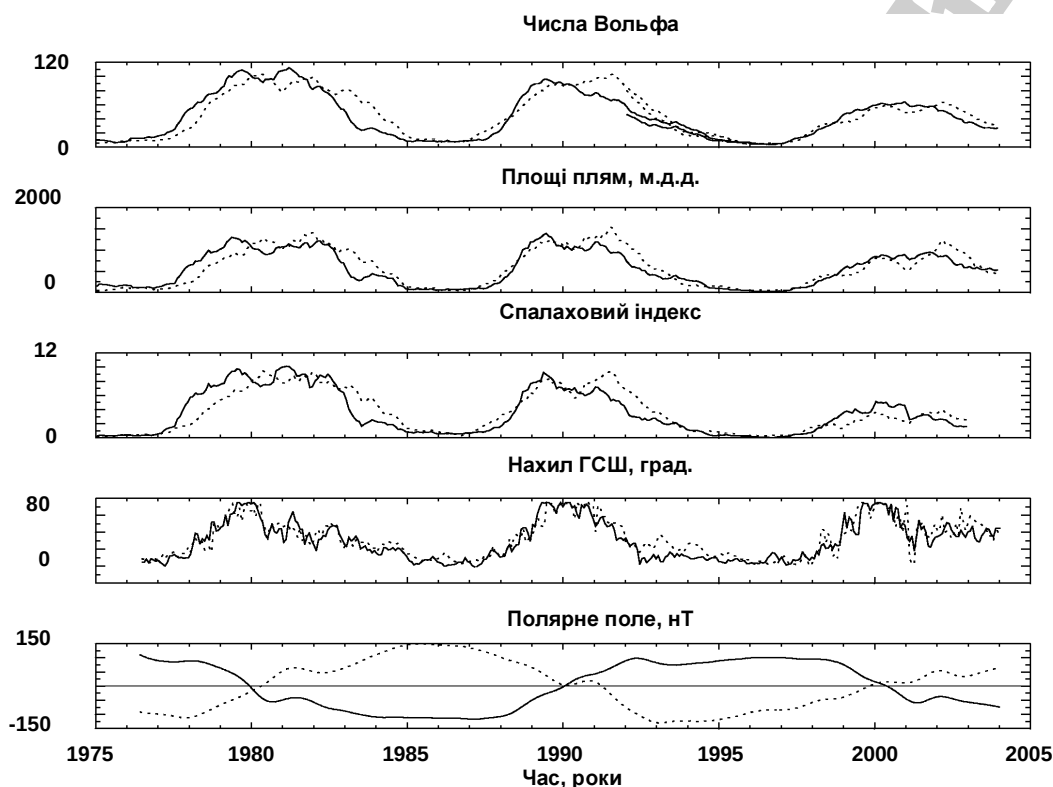


Рис. 1. Зміна з часом кількох індексів сонячної активності у 21–23 циклах.
Суцільною лінією нанесено значення для N-півкулі, крапками – для S-півкулі

На рис. 1 показано, як змінювалися вказані індекси з часом у 1975–2003 рр. по півсферах. Тут значення числа Вольфа за період 1975–1996 рр. наведено за бюлетенем *Солнечные данные* (кисловодський ряд), а з 1992 по 2003 рр. – за даними Бельгійської Королівської обсерваторії (міжнародне відносне число сонячних плям). На другій знизу панелі наведено значення нахилу ГСШ відносно сонячного екватора за радіальною потенційною моделлю. З рис. 1 випливає, що значення числа Вольфа, площ сонячних плям, спалахового індексу й нахилу ГСШ змінюються схожим чином, а абсолютні значення напруженості полярного магнітного поля є мінімальними в епоху максимумів сонячної активності й максимальними в мінімумах активності. Відзначимо, що значення всіх індексів (крім полярного поля) були усереднені ковзаючим згладжуванням за 13 точками.

Для дослідження кореляції між відповідними параметрами їх було шляхом інтерполяції зведено до одних і тих самих моментів часу, і вже потім застосовано кореляційний і крос-кореляційний аналіз. У табл. 1 наведено отримані нами коефіцієнти кореляції між досліджуваними в роботі показниками сонячної активності. Тут для розрахунків за період 1992–1996 рр. були використані середні (з місячних кисловодських і міжнародних) значення числа Вольфа. Із цієї таблиці випливає, що найвище значення коефіцієнта кореляції спостерігається між числами Вольфа й площами сонячних плям (0.98), а абсолютне значення напруженості полярного магнітного поля антикорелює з іншими індексами активності.

Асиметрія сонячної активності визначалася за формулою, запропонованою в роботі [16]:

$$A_s = \frac{C_N - C_S}{C_N + C_S},$$

де C_N і C_S – значення індексів активності для N- і S-півкуль відповідно.

На рис. 2 наведено отримані часові залежності N/S-асиметрії площ сонячних плям, чисел Вольфа, спалахового індексу, абсолютних значень напруженості полярного магнітного поля та модельних нахилів ГСШ відносно площини сонячного екватора. Асиметрія чисел Вольфа за кисловодськими даними показана суцільною лінією, за даними Бельгійської Королівської обсерваторії – крапками. Бачимо, що в загальних рисах часові зміни асиметрії площ плям, спалахового індексу й чисел Вольфа є схожими. Це підтверджується наведеними в табл. 2 значеннями коефіцієнта

кореляції між цими асиметріями. На початку 21 і 22 циклів переважала північна півкуля, у другій половині – південна. Така ж залежність спостерігалася й у 23-у цикл: спочатку переважала північна півкуля, потім, на фазі спаду активності, – південна.

Таблиця 1. Коефіцієнти кореляції між індексами активності у 21–23 циклах

	Площі плям	Спалаховий індекс	Полярне поле (модуль)	Радіальний нахил ГСШ	Класичний нахил ГСШ
Числа Вольфа	0.98	0.82	0.82	0.90	0.92
Площі плям	1.00	0.94	0.78	0.86	0.89
Спалаховий індекс	0.94	1.00	0.65	0.78	0.81
Полярне поле (модуль)	0.78	0.65	1.00	0.92	0.89
Радіальний нахил ГСШ	0.86	0.78	0.92	1.00	0.97

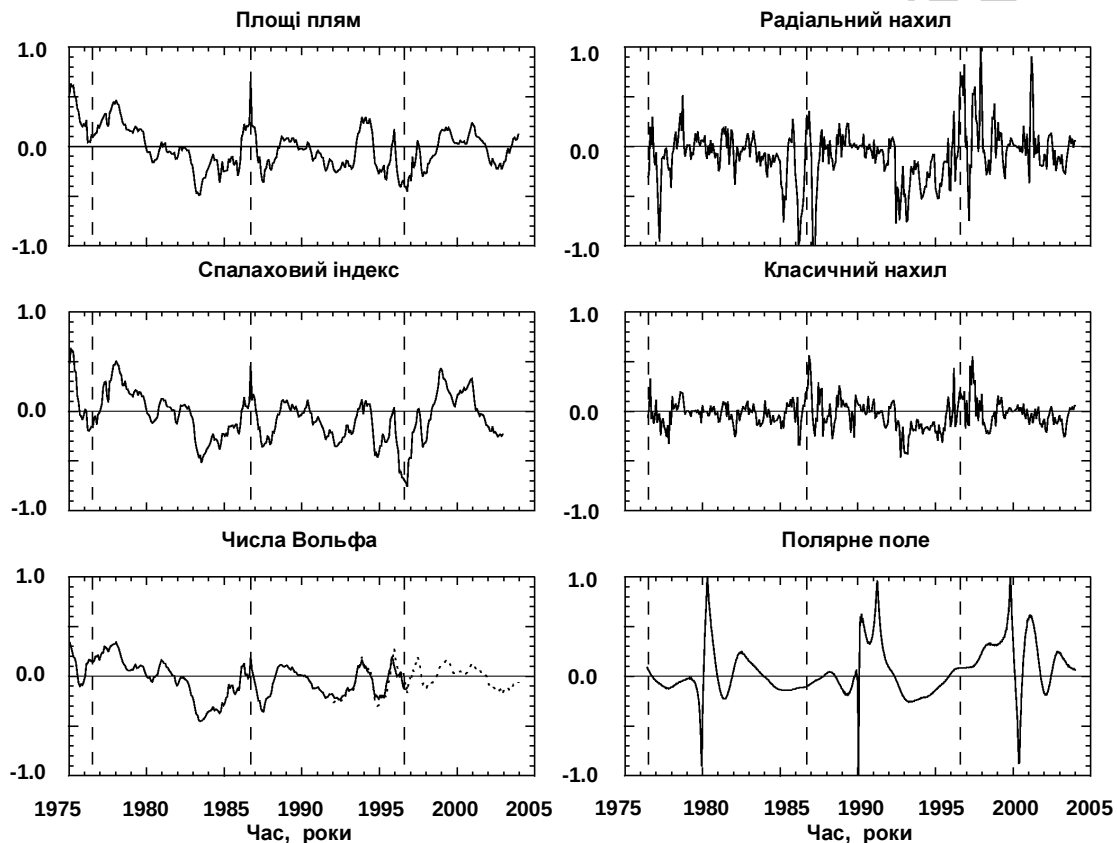


Рис. 2. Асиметрія кількох індексів сонячної активності у 21–23 циклах.
Для полярного поля нанесено асиметрію абсолютних значень поля

У той же час асиметрії нахилів ГСШ і абсолютних значень напруженості полярного магнітного поля слабо корелюють з асиметріями чисел Вольфа, площ плям і спалахового індексу. Коефіцієнт кореляції між асиметріями значень класичного й радіального нахилів ГСШ становить 0.97.

Нами проведено також крос-кореляційний аналіз асиметрій досліджених індексів. На рис. 3 для прикладу суцільними лініями показано, як змінюється значення коефіцієнта кореляції між асиметрією площ сонячних плям і асиметріями кількох інших індексів залежно від часового зсуву в місяцях. Штриховими лініями нанесено 99 % довірчі границі для коефіцієнта кореляції, знайдені за стандартним перетворенням Фішера [2].

Для тих індексів, асиметрії яких добре корелюють між собою, спостерігається значне зменшення значення коефіцієнта кореляції при збільшенні часового зсуву між рядами, з неголовними максимумами через часовий проміжок, що відповідає тривалості циклу активності (ПСП–ЧВ на рис. 3). Однак для тих індексів, асиметрії яких корелюють слабо, неголовні максимуми у значенні коефіцієнта кореляції можуть суттєво перевищувати значення максимумів за відсутності часового зсуву між рядами даних (ПСП–КН на рис. 3).

3. Переполюсовки магнітного поля. Як випливає з рис. 1, напруженість полярного магнітного поля є мінімальною в епохи максимумів активності, а максимальною – в епохи мінімумів активності. Саме в епохи максимумів активності знак полярного магнітного поля змінюється на протилежний – відбувається переполюсовка глобального магнітного поля Сонця.

Зазвичай моменти переполюсовок глобального магнітного поля Сонця визначаються за моментами часу, коли пояс полярних волокон-протуберанців, що розділяють приполюсні області різних полярностей, досягне полюсу. Оскільки волокна знаходяться над магнітними нейтральними лініями (МНЛ), то таке визначення моментів переполюсовок полярного магнітного поля є досить точним. На жаль, іноді процес зникнення поясу полярних волокон дуже важко спостерігати.

Таблиця 2. Коефіцієнти кореляції між асиметріями індексів активності у 21–23 циклах

	Асиметрія спалахового індексу	Асиметрія модуля полярного поля	Асиметрія радіальних нахилів ГСШ	Асиметрія класичних нахилів ГСШ	Асиметрія міжнародних чисел Вольфа	Асиметрія кисловодських чисел Вольфа
Асиметрія площ плям	0.89	0.09	0.07	0.12	0.68	0.81
Асиметрія спалахового індексу	1.00	0.02	0.07	0.17	0.63	0.78
Асиметрія модуля полярного поля	0.02	1.00	0.32	0.20	0.27	0.16
Асиметрія радіальних нахилів ГСШ	0.07	0.32	1.00	0.67	0.33	0.05
Асиметрія класичних нахилів ГСШ	0.17	0.20	0.67	1.00	0.42	0.19
Асиметрія міжнародних чисел Вольфа	0.63	0.27	0.33	0.42	1.00	0.94
Асиметрія кисловодських чисел Вольфа	0.78	0.16	0.05	0.19	0.94	1.00

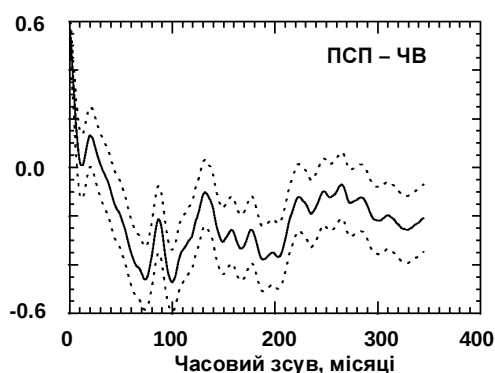
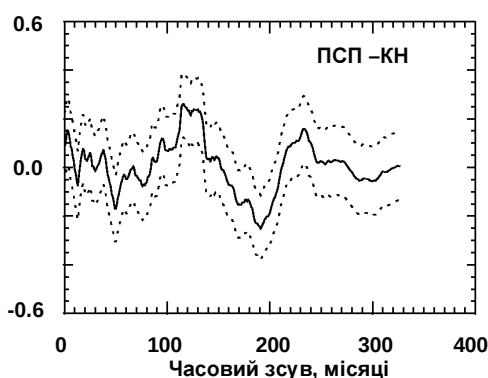
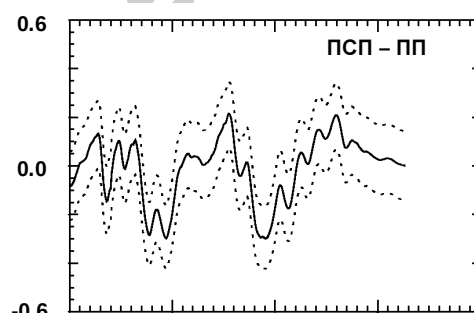
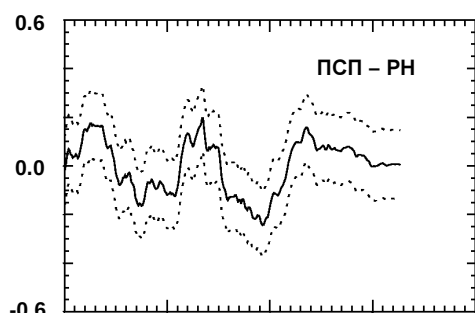


Рис. 3. Коефіцієнти кореляції (суцільні лінії) з 99 % довірчими границями (штрихові лінії) між асиметріями площ сонячних плям і радіальних нахилів ГСШ (ПСП – РН), між асиметріями площ сонячних плям і класичних нахилів ГСШ (ПСП – КН), між асиметріями площ сонячних плям і абсолютних значень напруженості полярного поля (ПСП – ПП), між асиметріями площ сонячних плям і чисел Вольфа (ПСП – ЧВ) залежно від часового зсуву в місяцях

Нами проаналізовано зміну широти полярних магнітних волокон у 21–23 циклах активності за даними синоптичних карт Пулковської та Медонської обсерваторій і за геліограмами полярних областей Сонця для 23 циклу, отриманими через мережу Інтернет. Проведений аналіз показує, що зміна знака полярного магнітного поля поблизу максимуму 11-річного циклу не проходить синхронно в обох півкулях, часова різниця між моментами переполіусовок може досягати одного року.

У табл. 3 містяться отримані нами та іншими дослідниками моменти переполіусовок глобального магнітного поля Сонця. Бачимо, що в циклах 21–23 переполіусовки були одноразовими в кожній з півкуль. Крім того, переполіусовки усередненого високоширотного поля відбуваються приблизно на рік раніше від фактичних переполіусовок на полюсах.

Згідно з дослідженнями Макарова й Сіварамана [13, 14], потрібні переполіусовки спостерігалися у 16, 19 і 20 циклах у північній півкулі, а в циклах 12 і 14 – у південній. Тобто, іноді не збігаються не тільки моменти переполіусовок у різних півкулях, але і їх кількість.

Виходячи з установленної в роботі [1] закономірності чергування однократних і трикратних переполюсовок полярного магнітного поля у 22-річних циклах активності, пов'язаних з поведінкою N/S-асиметрії сонячної активності, очікувалося, що у 23-у цикл мала відбутися 3-кратна магнітна переполюсовка в S-півкулі. Однак цього не спостерігалося. Підтвердилося передбачення щодо однократної переполюсовки на N-полюсі. Що ж до S-полюса, то тут слід відмітити деяку аномалію в поведінці другої полярної МНЛ, якої не спостерігалось у попередніх циклах. А саме: уже після зникнення першої полярної МНЛ, тобто після магнітної переполюсовки, друга МНЛ продовжувала мігрувати у високі широти, досягнувши під час керінгтонівських обертів 1985–1988 широт вище 55°. Ще більша аномалія спостерігалася в поведінці південної границі ГСШ. Після досягнення нею S-полюса під час керінгтонівських обертів 1950–1960 (кінець 1999 – початок 2000 р.) ця границя майже до оберту № 2005 (до середини 2003 р.) весь час знаходилася у високих широтах (50–75°).

Таким чином, 23-й цикл є досить незвичним чи аномальним. Уперше з 12-го циклу відбулося порушення правила появи потрійних переполюсовок (потрійна переполюсовка відбувається один раз за 22-річний цикл Хейла в одній з півкуль під час максимуму сонячної активності). Ця незвичність, можливо, пов'язана з невиконанням у парі циклів 22–23 правила Гневишева – Оля (коли кожен з непарних циклів суттєво перевищує за активністю пов'язаний з ним парний цикл). Такі порушення, як відомо, відбулися також у парах циклів 4–5 і 8–9. Звідси можна очікувати, що в указаних парах циклів теж могло порушуватися правило появи 3-кратних магнітних переполюсовок.

Таблиця 3. Моменти переполюсовок глобального магнітного поля Сонця у 21–23 циклах

Посилання	Цикл 21		Цикл 22		Цикл 23	
	N-півкуля "+" ⇒ ""	S-півкуля "" ⇒ "+"	N-півкуля "" ⇒ "+"	S-півкуля "++" ⇒ ""	N-півкуля "++" ⇒ ""	S-півкуля "" ⇒ "+"
Поле на широті > 55°	1979.94	1980.31	1990.05	1991.25	2000.38	1999.85
Полярна область	1981.0	1981.6	1990.7	1991.8	2001.2	2001.9
Макаров, Сівараман [13]	1981.0	1981.8				
Веб та ін. [26]	1980.9	1981.4				
Харві [12]			1991.1	1992.1		
Снодграс та ін. [21]			1990.9	1992.1		
Дюран, Вілсон [10]					2001.4	2001.8

4. Висновки. Проведені у даній роботі дослідження дозволяють зробити такі основні висновки:

1. Для більшості індексів сонячної активності характерною є наявність помітної асиметрії в їх поведінці в північній і південній півкулях Сонця. У кожному з досліджених циклів спочатку активнішою була північна півкуля, потім – південна.
2. Переполюсовки глобального магнітного поля в 21–23 циклах в обох півкулях були однократними, причому в північній півкулі вони відбувалися на 6–12 місяців раніше, ніж у південній.
3. 23-й цикл сонячної активності є досить незвичним чи аномальним за своїми особливостями. У ньому порушено правило Гневишева – Оля (чергування активності у зв'язках парний-непарний цикл), а також уперше з 12 циклу порушено закономірність появи потрійних магнітних переполюсовок у 22-річних магнітних циклах Хейла.

1. Іванчук В.Г., Бабій В.П. N/S-асиметрія сонячної активності у 22-му циклі і прогноз потужності 23-го циклу // Інформаційний бюлетень УАА. – К., 1998. – № 12. – С. 13–14.
2. Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. – М., 1971. – С. 359–366.
3. Наговицын Ю.А. О временных вариациях северо-южной асимметрии солнечной активности // Труды конф. "Новый цикл активности Солнца": наблюдательный и теоретический аспекты", Пулково, 24–29 июня 1998 г. – С.Пб. – С. 125–128.
4. Antonucci E., Hoeksema J.T., Scherrer P.H. Rotation of the photospheric magnetic fields – A north-south asymmetry // *Astrophys. J.* – 1990. – Vol. 360. – Pt 1. – P. 296–304.
5. Atac T., Ozguc A. Flare index of solar cycle 22 // *Solar Phys.* – 1998. – Vol. 180. – № 2. – P. 397–407.
6. Atac T., Ozguc A. Flare index during the rising phase of solar cycle 23 // *Solar Phys.* – 2001. – Vol. 198. – № 2. – P. 399–407.
7. Bazilevskaya G.A., Svirzhetskaya A.K. On the stratospheric measurements of cosmic rays // *Space Sci. Rev.* – 1998. – Vol. 85. – № 34. – P. 431–521.
8. Belenko I.A. Coronal hole evolution during 1996–1999 // *Solar Phys.* – 2001. – Vol. 199. – № 1. – P. 23–35.
9. Dorman L.I. The asymmetry of solar neutrino fluxes // *Phys. Atomic Nuclei.* – 2000. – Vol. 63. – № 6. – P. 989–992.
10. Durrant C.J., Wilson P.R. Observations and simulations of the polar field reversals in cycle 23 // *Solar Phys.* – 2003. – Vol. 214. – № 1. – P. 23–39.
11. Joshi Anita. Asymmetries during the maximum phase of solar cycle 22 // *Solar Phys.* – 1989. – Vol. 119. – № 2. – P. 411–414.
12. Harvey K.L. Solar polar field reversals / ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUN_AS_A_STAR/Solar_Polar_Field_Reversal. – 1995.
13. Makarov V.I., Sivaraman K.R. On the epochs of polarity reversals of the polar magnetic field of the Sun during 1970–1982 // *Bull. Astr. Soc. India.* – 1986. – Vol. 14. – P. 163–167.
14. Makarov V.I., Sivaraman K.R. Evolution of latitude zonal structure of the largescale magnetic field in solar cycles // *Solar Phys.* – 1989. – Vol. 119. – № 1. – P. 35–44.
15. Moussas X., Papastamatiou N., Rusin V. et al. North-south asymmetries in the 530.3 nm coronal line from 1958 to 1980 // *Solar Phys.* – 1983. – Vol. 84. – № 1. – P. 71–75.
16. Newton H.W., Milson A.S. Note on the observed differences in spottedness of the Sun's northern and southern hemispheres // *Monthly Notice Roy. Astron. Soc.* – 1956. – Vol. 115. – P. 398–404.
17. Oliver R., Ballester J.L. Shortterm periodicities in sunspot areas during solar cycle 22 // *Solar Phys.* – 1995. – Vol. 156. – № 1. – P. 145–155.
18. Ozguc A., Atac T., Rybak J. Temporal variability of the flare index (1966–2001) // *Solar Phys.* – 2003. – Vol. 214. – № 2. – P. 375–396.
19. Simpson J.A., Zhang Ming, Bame S. A solar polar north-south asymmetry for cosmicray propagation in the heliosphere: The ULISSES pole-to-pole rapid transit // *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 465. – P. L69.
20. Smith E.J., Jokipii J.R., Kita J. et al. Evidence of a north-south asymmetry in the heliosphere associated with a southward displacement of the heliospheric current sheet // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 533. – № 2. – P. 1084–1089.
21. Snodgrass H.B., Kress J.M., Wilson P.R. Observations of the polar magnetic fields during the polarity reversals of cycle 22 // *Solar Phys.* – 2000. – Vol. 191. – № 1. – P. 1–19.
22. Temmer M., Veronig A., Hanslmeier A. Hemispheric sunspot numbers Rn and Rs: catalogue and NS asymmetry analysis // *Astron. Astrophys.* – 2002. – Vol. 390. – P. 707–715.
23. Verma V.K. On the distribution and asymmetry of solar active prominences // *Solar Phys.* – 2000. – Vol. 194. – № 1. – P. 87–101.
24. Visozo G., Ballester J.L. Periodicities in the north-south asymmetry of solar activity // *Solar Phys.* – 1989. – Vol. 119. – № 2. – P. 411–414.
25. Waldmeier M. Der lange sonnenzyklus // *Z. Astrophys.* – 1957. – Bd. 43. – S. 149–160.
26. Webb D.F., Davis J.M., McIntosh P.S. Observations of the reappearance of polar coronal holes and the reversal of the polar magnetic field // *Solar Phys.* – 1984. – Vol. 92. – № 1. – P. 109–132.

УДК 550.388.2

С.І. Мусатенко, В.Я. Чолій, Є.В. Курочка, О.С. Сліпченко

СОНЯЧНІ ЗАТЕМНЕННЯ 04.12.2002 І 31.05.2003 У МІКРОСПЛЕСКАХ РАДІОШУМІВ ІОНОСФЕРИ

Наведено порівняння результатів вимірювань радіошумів іоносфери в Києві під час проходження магніто-спряженого для північної півкулі сонячного затемнення 04.12.2002 р., що відбувалось у південній півкулі, і прямого затемнення 31.05.2003 р. Показано, що ефекти магніто-спряженого й прямого затемнень схожі. Відмінності викликані геомагнітною збуреністю й проходженням ранкового термінатора.

The ionosphere radio noises were measured during solar eclipses: the magnetic conjugal for north hemisphere in 04.12.2003 (eclipse was in the south hemisphere) and direct in 31.05.2003. The results of radio noise treatment are compared. It is shown the effects of the magnetic conjugal and direct eclipses are similar. Differences in effects determine by geomagnetic disturbance and morning terminator passage.

Геофізичні ефекти сонячних затемнень ніколи не бувають однаковими. Причиною цього є мінливість фізичних умов у навколосезонному просторі, що визначаються рівнем сонячної активності, збуреністю магнітного поля та станом магнітосфери за кілька днів до затемнення (населеність магнітосфери енергійними частинками), розміщенням пункту вимірювань на трасі повної чи часткової фаз тощо.

Нижче наведено результати зіставлення двох затемнень: магніто-спряженого 04.12.2002 р. і прямого 31.05.2003 р. Основою для їх зіставлення, з одного боку, є те, що обидва затемнення в Києві мали близькі максимальні фази: магніто-спряжене – 0.86, пряме – 0.75; проходили в ранковому секторі впродовж часу 06.00–09.15 LT; були близькими до зимового й літнього сонцестоянь. З другого боку, вони відрізнялися геофізичними умовами, рівнем сонячної активності, часовим зсувом відносно проходження ранкового термінатора. Затемнення 04.12.2002 р. проходило в південній півкулі, і його ефекти проектувалися на північну півкулю вздовж ліній геомагнітного поля [1, 2], що є конкретним вимірюваним прикладом іоносферно-магнітосферних зв'язків. Вимірювання проводилися з однаковою апаратурою, частота дискретизації – 200 Гц [2].

Геліо-геофізичні умови під час проведення вимірювань. Обставини затемнення та умови спостережень наведено в таблиці. З таблиці видно, що геомагнітна збуреність значно відрізнялась у період, який передував затемненням. Магніто-спряжене затемнення 04.12.2002 р. спостерігалось під час помірної магнітної збуреності ($\Sigma Kp = 20$) і низького рівня спалахової активності Сонця.

Таблиця. Обставини затемнення та умови спостережень

Місце спостережень		м. Київ
Обставини затемнення: у магніто-спряженій точці 04.12.2002; у точці спостережень 31.05.2003		$T_1 = 05.46$, $T_4 = 08.20$, $T_{\max} = 06.59.20$ UT $T_1 = 02.20$, $T_4 = 03.18$, $T_{\max} = 04.20.10$ UT
Геліо-геофізичні умови	03.12: $\Sigma Kp = 20$; 04.12: $\Sigma Kp = 20$; 05.12: $\Sigma Kp = 17$; F10,7~145 с.о.п. 29.05: $\Sigma Kp = 46$; 30.05: $\Sigma Kp = 40$; 31.05: $\Sigma Kp = 22$; F10,7~120 с.о.п.	
Вимірювання основні	2002 р. 2003 р.	04.12 – цілодобові неперервні 31.05 – цілодобові неперервні
Вимірювання контрольні	2002 р. 2003 р.	05.12 29.05, 30.05, 01.06, 02.06

Затемненню 31.05.2003 р. передувала досить висока геомагнітна активність $\Sigma Kp = 46$ і 40. Рівень сонячної активності за індексом F10.7 можна вважати помірним. Спалахова активність перед затемненням була відносно слабкою. Можна лише відмітити західний (W65) рентгенівський спалах балу M9.3, який відбувся 02.13–02.40 UT, тобто безпосередньо перед проходженням затемнення. Цей спалах міг дати викид частинок, зокрема протонів, які успішно по спіралі Архімеда досягли Землі.

На рис. 1 показано мапу проходження затемнення в південній півкулі 04.12.2002 р. та її проекцію на північну півкулю за моделлю магнітного поля Землі DGRF2000. Видно, що територією України проходила проекція повної фази затемнення, де ефекти мають бути максимальними. Пункт наших спостережень потрапляв у магніто-спряжену зону часткових фаз ϕ , більших ніж 0.80 [1, 3], і знаходився в зоні часткових фаз затемнення – фаза $\phi \sim 0.75$ [4].

Мікросплески радіошуму під час затемнень 04.12.2002 і 31.05.2003. Аналіз флуктуацій радіошуму іоносфери під час затемнень є досить трудомістким і буде проведений окремо. Тут ми обмежимося лише аналізом густини мікросплесків, оскільки вона добре реагує на різноманітні збурення. Мікросплески мають тривалість до кількох десятків мілісекунд, не мають внутрішньої структури (при роздільній здатності 0.005 с) і добре виділяються на тлі завад. Останні мають більшу тривалість, внутрішню структуру, різкий спад інтенсивності тощо [2].

Як і очікувалося, типи подій та їх густина n практично досить близькі при затемненні в магніто-спряженій точці та для безпосереднього затемнення над точкою спостережень. Основні типи подій: (1) – мікросплески радіошуму тривалістю 10–40 мсек, і (2) – флуктуації й розширення шумової доріжки запису. На густину викидів радіошуму суттєво впливає лише збуреність магнітного поля і, можливо, спалахи [5, 6]. Приклади подій наведено у [2]. Типи подій залишалися однаковими в період контрольних вимірювань, і під час затемнення відбувалось лише суттєве зростання густини n .

Амплітуда мікросплесків при спостереженнях магніто-спряженого затемнення була суттєво вища, ніж при затемненні в точці спостережень. Максимальні амплітуди в першому випадку перевищували 10^{-21} Вт/м²Гц, тоді як у другому вони були на рівні 10^{-22} Вт/м² Гц. Причиною низьких амплітуд для затемнення 31.05.2003 р. міг бути високий рівень флуктуацій та фону на фазі відновлення магнітної бурі з $Dst \sim 130$ нТл, що обумовлені високим рівнем дифузних висипань частинок.

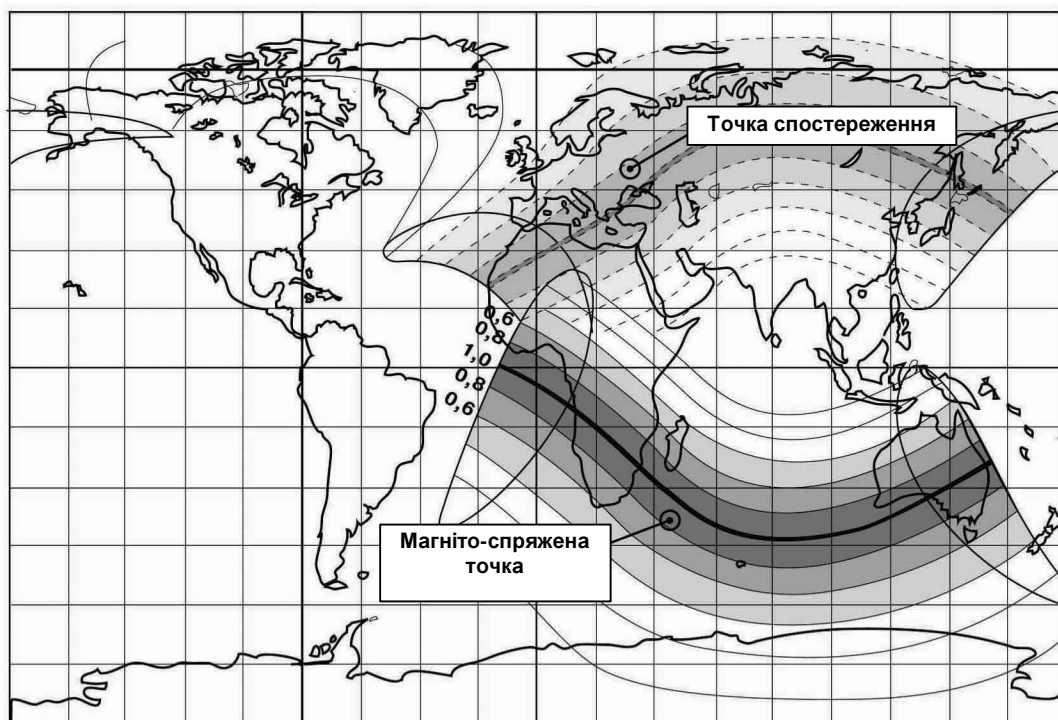


Рис. 1. Мапа повного сонячного затемнення 4 грудня 2002 р. у південній півкулі та її проекція на магніто-спряжену область

На рис. 2а наведено результати обробки вимірювань під час магніто-спряженого сонячного затемнення 04.12.2002 р. і результати контрольних вимірювань. З цього рисунку видно, що густина подій до і після затемнення практично не відрізняються: ~ 5–10 подій на годину, що є характерним для рівня геомагнітної активності біля $K_p \sim 2-3$. На густині подій проявляється добовий хід – удень кількість подій більша, ніж уночі. Проходження затемнення злилося з ранковим термінатором, тому ефект виявився дещо зміщеним на першу половину затемнення й виявився досить тривалим у часі. Розділити ефект від затемнення та ефекти від проходження термінатора не вдалося. Густина подій під час основних і контрольних вимірювань відрізняється майже в 10 разів.

Видно, що ефект затемнення 31.05.2003 р. (рис. 2б) був замитий розпадом кільцевого струму магнітної бурі із $Dst \sim 130$ нТл. Магнітна буря згасала понад 4 доби: з 29.05.2003 р. до 01.06.2003 р. Густина подій (мікросплесків) при цьому так змінювалася в ранковому секторі (04–06 LT): 30.05.2003 р. – біля 15 подій за годину, 31.05.2003 р. ~ 10, 01.06 ~ 6. Ефект затемнення й проходження термінатора в радіошумах був повністю замитий магнітною бурєю. Зростання густини подій було дуже плавним, а різкий підйом стався вже після T4. Таке зміщення може бути викликане: (1) впливом магнітної бурі; (2) сонячним рентгенівським спалахом балу M9.3; (3) різким розпадом кільцевого струму після затемнення. Даний хід густини мікросплесків під час затемнення також міг бути результатом різної пітч-кутової дифузії для пучкових і дифузних висипань.

Обговорення результатів. У денний період в Е-області ($h \sim 100$ км) і шарі F1 ($h \sim 200$ км) домінуючим джерелом є жорстке сонячне випромінювання. У нічний час основним джерелом є висипання частинок із плазмосфери й магнітосфери Землі. Вони створюють іонізацію в шарі F2, а також в Е-області (шар Ес) [7].

Проходження ранкового термінатора створює неоднорідність (стрибок) параметрів іоносферної плазми, що генерує МГД-хвилі. Ці хвилі поширюються вздовж магнітних силових ліній у магнітосферу й взаємодіють із захопленими магнітним полем частинками, що приводить до висипань частинок в іоносферу обох магніто-спряжених областей. Це видно по імпульсних викидах радіошуму іоносфери й виникненню спорадичних шарів Ес.

Під час сонячного затемнення в момент відділення місячної тіні від ранкового термінатора відбувається накладання тіні на збурену термінатором і частковою фазою затемнення ділянку іоносфери, де вже почав зароджуватися денний регулярний шар Е. На цій ділянці різко зменшується потік сонячного іонізуючого випромінювання (за виключенням випромінювання сонячної корони). У ранковій іоносфері виникає неоднорідність, яка швидко рухається (V -тіні $>$ V -звуку) і є джерелом МГД-хвиль: альвенівських і магніто-звукових. Дія корпускулярного магнітосферного джерела підтримує іонізацію в областях повної й часткової фаз сонячного затемнення, в яких існує взаємодія МГД-хвиль із частинками в зоні захопленої радіації. Така взаємодія приводить до висипань частинок у конус втрат в обидві магніто-спряжені області. У зоні затемнення діє корпускулярне джерело разом з відносно слабким жорстким випромінюванням сонячної корони. У магніто-спряженій області діють два джерела – жорстке випромінювання всього Сонця й корпускулярні висипання з магнітосфери. Останні можуть бути двох типів – дифузні та імпульсні. Перші спричиняють підвищення рівня фону радіошуму іоносфери та його флуктуації, другі – імпульсні сплески радіошуму над рівнем фону.

Суперпозиція джерел іонізації підвищує ймовірність утворення магнітосферного альвенівського резонатора між магніто-спряженими областями. Час життя такого резонатора – біля 5 хвилин. Для резонатора необхідно, щоб в іоносферах магніто-спряжених областей виникли за рахунок висипань частинок потужні спорадичні шари Ес.

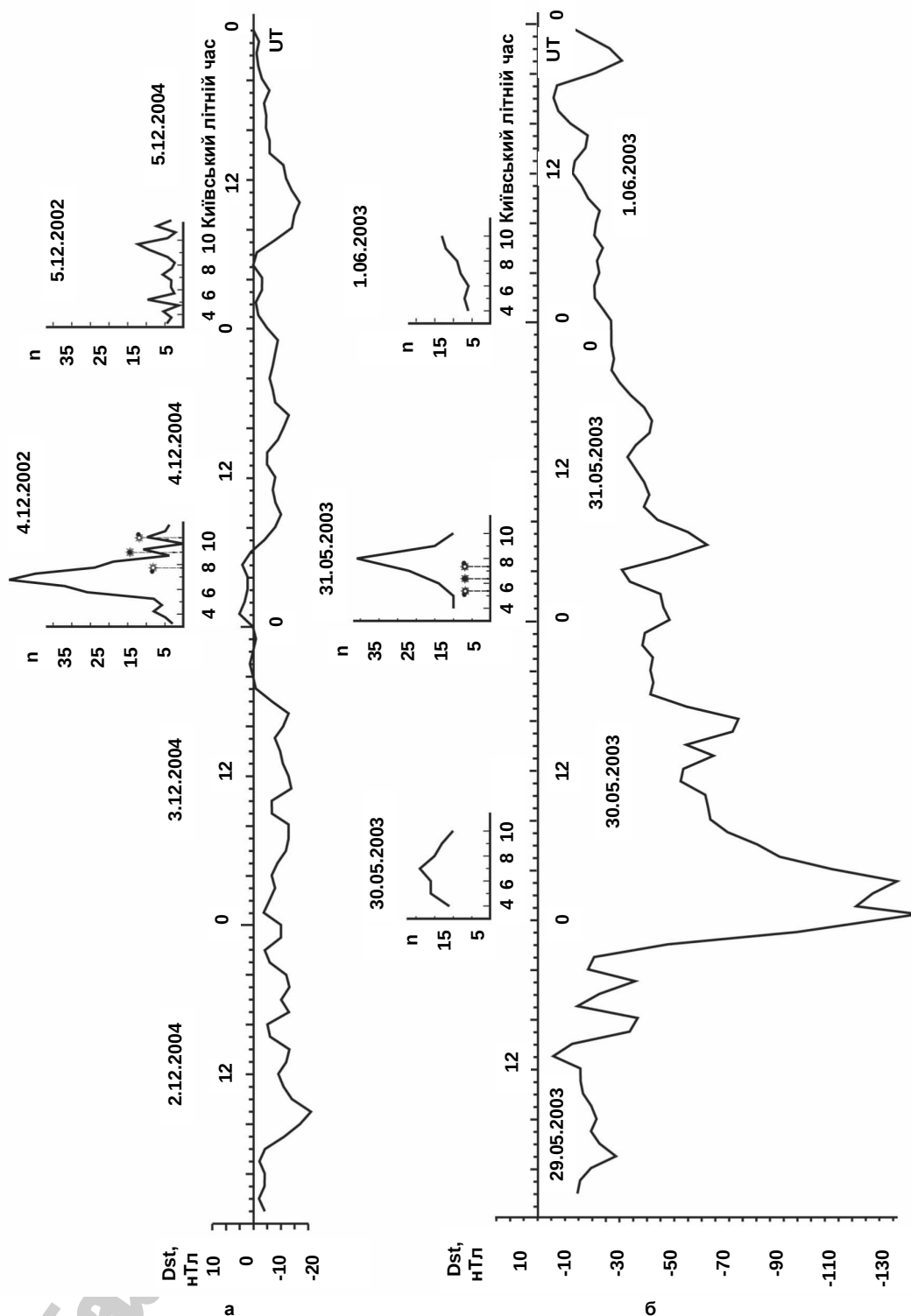


Рис. 2. а – Густина n мікроплексів під час основних 04.12 і контрольних вимірювань 05.12 і збуреність магнітного поля (Dst); б – те ж саме для затемнення 31.05.2003 р.

Найповільніше місячна тінь рухається поблизу полуденного меридіана. Далі швидкість тіні зростає аж до зіткнення з вечірнім термінатором. Висипання частинок в іоносферу, викликані термінаторами й затемненням, можуть накладатися. Ці можливості реалізувалися в затемненнях 21.06.2001 р. і 04.12.2002 р.

Зона повної фази затемнення, що рухається в іоносфері та атмосфері з надзвуковою швидкістю, генерує хвилю Лемба. Остання відходить від зони повної фази під кутом Маха – $\sin \theta = V_{\text{звуку}} / V_{\text{тіні}}$ зі швидкістю 300 м/сек і також приводить до генерації радіошуму частково іонізованою плазмою іоносфери. Проходження хвилі Лемба можна спостерігати і з поверхні Землі, використовуючи акустичні датчики або чутливі барографи.

Таким чином, сонячне затемнення проявляє себе в іоносфері, магнітосфері та атмосфері Землі і показує зв'язок іоносфери з магнітосферою.

Затемненню 04.12.02 передував досить довгий період помірної сонячної активності F10.7 ~ 150. Спалахова активність у рентгенівському діапазоні також була низькою, спостерігалися спалахи балів В і С. Під час затемнення відбулися два спалахи балу В. Спалах балу М був зареєстрований у ніч з 4 на 5 грудня, він міг мати вплив хіба що на контрольні вимірювання.

Оскільки ніяких іоносферних вимірювань поблизу Києва не проводилося, то зіставимо наші дані з вимірюваннями в Харкові [8, 9]. Як уже відмічалось вище, перед затемненням 30.05.2003 р. спостерігалась помірна магнітна буря з Dst ~130 нТл [8]. Вона була викликана приходом 29.05 у 11.50 UT і 18.30 UT двох імпульсів густини сонячної плазми, що відповідають спалахам X1.3 за 27.05.2003 р. і X3.8 за 28.05.2003 р. Буря мала різкий початок 29.05.2003 р. біля 12.20 UT, головна її фаза розвивалась повільно, а швидке падіння Dst до значення -129 нТл відбулось у ніч із 29 на 30.05. Фаза відновлення й післядія бурі спостерігались у Dst біля 4 днів (рис. 26). Магнітна буря викликала інтенсивну іоносферну бурю, час запізнення якої відносно початку геомагнітної бурі встановив біля 10 годин. Максимальне відхилення критичної частоти в шарі F2 досягло 50 % вдень і вночі. З бурею пов'язане падіння електронної концентрації в максимумі області F уночі до 4.5 разів, удень – у 2–4 рази. Після півночі падіння концентрації також могло бути викликане зміщенням до екватора головного іоносферного пониження. Перед сходом Сонця були зареєстровані порушення зростання концентрації, що могли бути викликані приходом магнітогідродинамічної хвилі або проходженням ранкового термінатора через магніто-спряжені точки. Супутниками GOES8 і GOES12 були зареєстровані дуже інтенсивні висипання потоків протонів і електронів (до $10^{-8} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1}$). Це створило умови для проникнення магнітосферних електричних полів у середні широти до 200 км уночі і до 60 км удень, за яких максимальні значення поля становили 30 мВ/м уночі та 15 мВ/м удень. У головній фазі магнітної бурі спостерігалось сильне нагрівання плазми, електронна температура була 2000–3200 К, іонна – 1200–2700 К. Протягом головної фази магнітної бурі спостерігалось зменшення відносної концентрації іонів водню у 3 рази, що можна пояснити спустошенням магнітної трубки. Також удень 30.05 спостерігалось збільшення концентрації іонів водню на висотах 1200–1500 км, тоді як у спокійних умовах іони водню до 1200 км не спостерігаються.

Затемнення Сонця 31.05.2003 розвивалось у період сходу Сонця на тлі фази відновлення дуже сильної геомагнітної бурі 29–31.05 [9]. Спалах M9.3 спостерігався 31.05 у 02.18–03.38 UT, але його геоэффективність була низькою. Затемнення Сонця викликало такі ефекти: відхилення зростання електронної концентрації в період сходу Сонця, падіння критичної частоти шару F2 на 0.2–0.4 МГц, збільшення концентрації іонів водню на 9 і 40 % відповідно на висотах 1100 і 1500 км, падіння електронної температури на 800 К на висотах 300–1000 км і зменшення іонної температури на 300 К на висоті 800 км. Якісно картина затемнення нагадувала зміни середовища під час приходу ночі, її тривалість становила 23 години.

З цього опису видно, що геофізичні умови в період затемнення були досить складними, і пов'язати конкретні мікросплески з тими чи іншими виявами активності досить важко. Реєстрація мікросплесків тільки доповнює цю складну картину і вказує на наявність імпульсних висипань. Затемнення 04.12.2002 р. за густиною мікросплесків повністю злилося з ранковим термінатором у північній півкулі [10]. Під час затемнення 31.05.2003 р. ефект термінатора був повністю замитий магнітною бурею.

Висновки.

- Ефекти в мікросплесках радіошумів іоносфери на середніх широтах ($L \sim 2$) прямих і магніто-спряжених затемнень подібні. Вони мають близьку густину мікросплесків, яка могла збурюватися магнітною активністю й проходженням термінатора.
- Можливий значний вплив на амплітуду й густину мікросплесків магнітної збуреності під час помірних і великих магнітних бур.
- Проходження термінатора може значно підсилити ефект затемнення й розтягнути його в часі в спокійній геофізичній обстановці.
- Геофізичні умови мають значний вплив на ефекти затемнень у радіошумах іоносфери.

1. Мусатенко С.И., Чолий В.Я. О возможности ионосферных наблюдений магнитоспращенных эффектов солнечного затмения 04.12.2002 // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42. – № 6. – С. 852–853.
2. Мусатенко С.И., Курочка Е.В., Чолий В.Я. и др. Эффекты солнечного затмения 21.06.2001 в радиошумах магнитоспращенной ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42. – № 5. – С. 684–691.
3. Чолий В.Я. Компьютерная версия астрономических эфемерид // Кинематика и физика небес. тел. – 1998. – Т. 14. – № 2. – С. 189–191.
4. Espenak F., Anderson J. Annual Solar Eclipse of 2003 May, 31 // Eclipse Bulletin NASA, 2003.
5. Мусатенко С.И. Солнечные явления и УКВ-радиоизлучение ионосферы // Солнечные данные. – 1983. – № 8. – С. 92–101.
6. Мусатенко С.И., Курочка Е.В. Статистический анализ УКВ-радиоизлучения околоземного космического пространства во время солнечных рентгеновских вспышек и их предвестников // Деп. в УкрНДІТІ № 673УК94 від 12.04.1994 р.
7. Мусатенко С.И. Сонячне затемнення як фізичний експеримент в іоносфері, магнітосфері та атмосфері Землі / Сборник тезисов третьей Украинской конференции по перспективным космическим исследованиям. – Кацавели, Крым, сентябрь 2003 г. – С. 141.
8. Боговский В.К., Григоренко Е.И., Емельянов Л.Я. и др. Особенности вариаций параметров ионосферы во время геокоsmической бури 30 мая 2003 г. / Сборник тезисов третьей Украинской конференции по перспективным космическим исследованиям. – Кацавели, Крым, сентябрь 2003 г. – С. 142.
9. Боговский В.К., Григоренко Е.И., Пазюра С.А. и др. Эффекты солнечного затмения 31 мая 2003 года, развивающиеся на фоне восстановления фазы магнитной бури / Сборник тезисов третьей Украинской конференции по перспективным космическим исследованиям. – Кацавели, Крым, сентябрь 2003 г. – С. 143.
10. Мусатенко С.И. Результаты измерений выбросов радиошумов ионосферы во время прохождения утреннего терминатора // Геомагнетизм и аэрономия. – 1999. – Т. 39. – № 4. – С. 53–61.

Надійшла до редколегії 13.10.2003.

UDK 523.64

K.I. Churyumov, I.V. Lukyanyk, V.V. Kleshchonok, A.A. Berezhnoy,
V.H. Chavushyan, L. Sandoval, A. Palma, L.S. Chubko

PHYSICAL PARAMETERS OF THE COMET C/2002 C1 (IKEYA-ZHANG) ATMOSPHERE

Several of middle-resolution optical spectra of comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) were obtained on May 5, 2002 with the help of the 2.12 – m reflector of the Guillermo Haro Astrophysical Observatory. On the basis of the intensity distribution along the slit of the spectrograph in C_2 , C_3 , CN emission lines we determined the velocities of expansion (v) and life times (τ) of these molecules.

Наведено результати спектральних спостережень комети C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) 5 травня 2002 р. за допомогою 2.12-метрового телескопа Астрофізичної обсерваторії Гуїлермо Харо (Мексика). За просторовими профілями інтенсивності в емісійних лініях молекул C_2 , C_3 , CN визначено швидкість розльоту й час життя цих молекул.

Introduction. Middle-resolution optical comet spectra obtained with long slit allow to calculate some physical parameters of cometary neutral atmospheres (escaping velocities of gas in coma, life time of particles et other), search for new cometary emission lines, to estimate parameters of gas and dust productivity of comet nucleus, to detect the cometary luminescence continuum of the nonsolar nature and other.

Observations And Data Reduction. Spectroscopic observations of comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) have been carried with 2.12 –m telescope of the Guillermo Haro Observatory in Cananea (Sonora, Mexico) operated by the National Institute of Astrophysics, Optics, and Electronics. The diffraction gratings of the Boller and Chivens spectrographs (long slit and CCD) with the reciprocal dispersion 3.5 Å per pixel and spectral resolution of 15 Å was used on May 5, 2002. The long slit was orientated along the comet tail. Grating with 150 l/mm was used. Log of observations of comet are presented in Table 1. A helium-argon lamp was utilized in order to calibrate the spectra for wavelengths.

Table 1. Summary of observations of comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang)

Starting time, UT	Exposure, s	Wavelengths, Å	Spectral resolution, Å
May 5, 2002, 8:41	1800	3222-6440	15
May 5, 2002, 9:45	1800	3881-7169	11

One comet spectrum in the spectral range of 3222-6440 Å and one comet spectra with the resolution in the spectral range of 3881–7169 Å were obtained on May 5, 2002 with the slit spectrograph. The slit of the spectrograph has the width equal to 2.5 arcsec and the length is 2.5 arcmin. The distance between comet Ikeya-Zhang and Sun was equal to 1.14 AU, between comet and Earth – 0.42 AU on May 5, 2002. The comet passed the perihelion at 0.51 AU on March 19, 2002. All CCD spectra of C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) were processed with the help of the LONGMIDAS and the Research System IDL computer programs allowing for reductions of the CCD bias level, cosmic ray particles, flat fielding, and night sky contribution. Figs.1-3 show the spectra of comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) on May 5, 2002. The signal-to-noise ratio for first and second spectrum were equal to correspondingly. At such S/N ratios it is possible to detect emission lines stronger than $2 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}$. The accuracy of determination of wavelengths of wellknown emission lines is 3 Å.

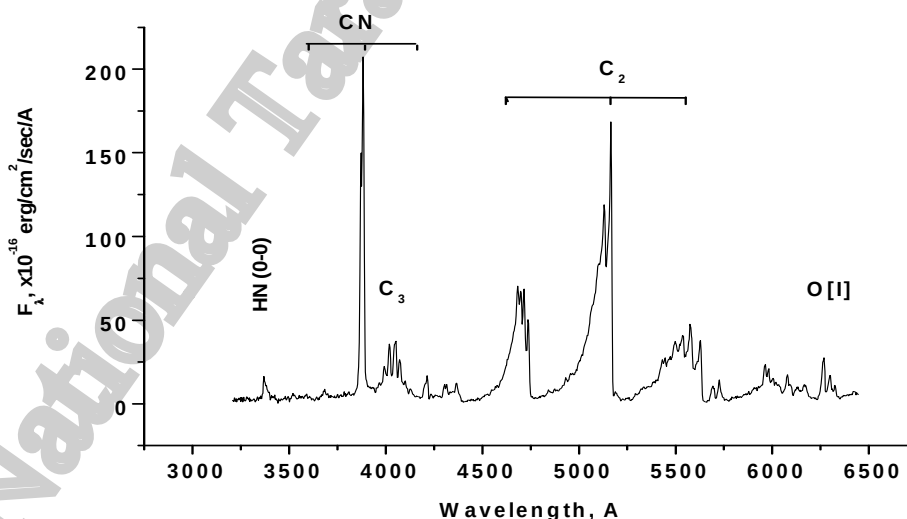


Fig. 1. Energy distribution in the spectrum of comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) on May 5, 2002 (9:45 UT)

Discussion. The catalogue of the spectral lines in comet Brorsen-Metcalf [1] and the catalogue of CO optical bands [12] were used for identification of the emission lines in the spectra of comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang). On the comet nucleus spectrum on May 5, 2002, 8:41 UT we found emission lines of the following neutral radicals: 69 were of C_2 , 15 of NH_2 , 3 of CN, 7 of C_3 , 20 of CO (Asundi, triplet, and Herman bands), 4 of CH, 2 of H_2O^+ , 1 of CH^+ . On the comet coma spectrum on May 5, 2002, 8:41 UT we found emission lines of the following neutral radicals: 71 were of C_2 , 15 of NH_2 , 5 of CN, 7 of C_3 , 16 of CO (Asundi and triplet bands), 5 of CH, 1 of NH, 1 of H_2O^+ , 2 of CH^+ . On the comet nucleus spectrum on May 5, 2002, 9:45 UT we found emission lines of the following neutral radicals: were 73 of C_2 , 16 of NH_2 , 10 of CN, 3 of C_3 , 29 of CO

(Asundi, triplet, and Herman bands), 3 of CH, 3 of H₂O⁺, 2 of CH⁺. The results of this investigation favour the identification of CO triplet, CO Asundi, CO Herman bands, but the numbers do not seem to be quite large enough to rely entirely on the argument of a small statistical probability (17 % for CO triplet, CO Asundi, and CO Herman bands correspondingly) that the presence of the observed bands is merely due to chance.

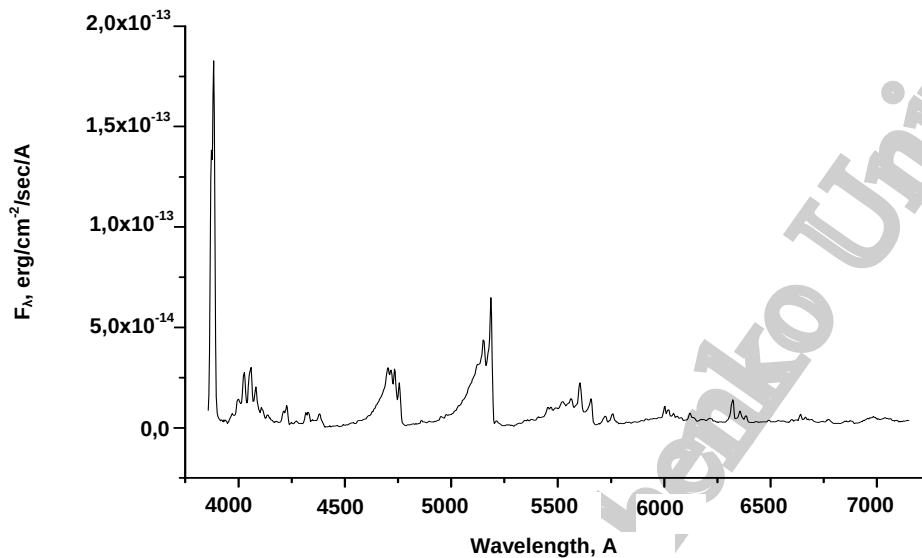


Fig. 2. Energy distribution in the spectrum of comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) on May 5, 2002 (8:41 UT)

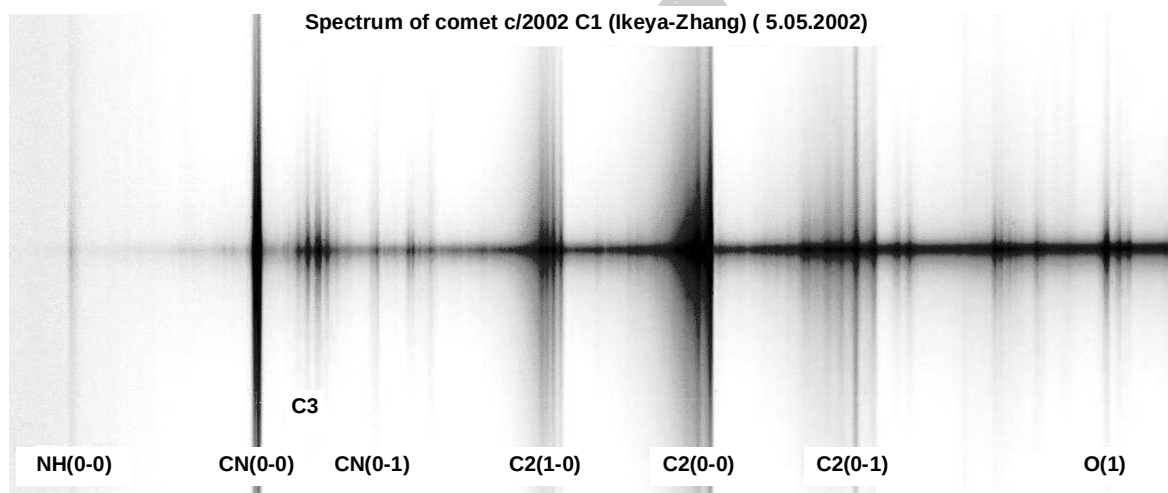


Fig. 3. Spectrum of comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) 5 May 2002 (9:45 UT)

In order to determine some physical parameters of gaseous components of the neutral cometary atmosphere (the gas component expansion u and the lifetime of the particles τ) we built a photometric profiles for the C₂, C₃ and CN emission lines along slit (Fig. 1) Then the obtained monochromatic profiles were processed by Shul'man's model. Within this model the surface brightness was determined by the following formulas

$$\lg \frac{I(\rho, \varphi + \pi)}{I(\rho, \varphi)} = 1.72 \frac{\rho}{r_{0C}} \sin \Theta_0 \cos \varphi,$$

$$\frac{1}{2} \lg [I(\rho, \varphi + \pi) / I(\rho, \varphi)] = \text{const} + \lg \left[\frac{r_{0k}}{\rho} \int_{\frac{\rho}{r_{0k}}}^{\infty} K_0(y) dy \right],$$

where $I(\rho, \varphi + \pi)$ and $I(\rho, \varphi)$ are brightness surface of emission line along slit, ρ , φ – polar coordinates on the picture plane with the polar axis directed to the Sun, $r_{0C} = 2u^2/g$ – characteristic scale of the spherical symmetry region, u – expansion velocity, g – acceleration of molecules in the gravity field of the Sun, Θ_0 – an angle between the z axis and gvector, $r_{0k} = u\tau$ – characteristic size of a coma, $K_0(y)$ – Mc Donald's function.

The physical parameters of neutral gaseous molecules C₂ (5165 Å), C₃ (4050 Å) and CN (4200 Å) velocity of expansion and lifetime of molecules are given in the Table 2.

Table 2. Physical parameters of neutral gaseous cometary components of C₂, C₃ and CN

Species	Velocity, m·s ⁻¹	Lifetime, 10 ⁶ s	lg Q
C ₂ (5165 Å)	200.6	3.08	28.5
C ₃ (4050 Å)	166	0.07	27.06
CN (4200 Å)	157	0.06	28.03

From Table 2 we see that real velocities of expansion of the C₂C₃ and CN molecules in the coma of comet C/2002 C1 (Ikeya-Zhang) diverse from velocity of expansion for gas, determined by Delsemme's formula which gives the values of expansion velocities.

Important feature of optical spectra of comet Ikeya-Zhang is the presence of weak CO Asundi, triplet, and Herman bands. At spectral region between 3880 and 6440 Å 5 Asundi, 7 triplet, and 3 Herman bands were detected at 8:41 UT on May 5, 2002. At the same time only 3 Asundi, 6 triplet, and 1 Herman bands were detected in coma. It means that for formation of these emission bands high particle density is required. 3 Asundi, 7 triplet, and 2 Herman bands were detected near the comet nucleus at 9:45 UT. From 15 observed bands at 8:41 UT only 7 bands were detected at 9:45 UT. So intensity of CO optical bands can be changed significantly during tens of minutes. For explanation of this result we can assume the short life time of CO parent molecule (about 2.0x10³ s or less).

For analysis of relative intensities of CO optical bands its Franck-Condon factors were compared. The complete results of Franck-Condon factors calculations will be presented in the forthcoming article [4]. At given vibrational level of upper electronic state Franck-Condon factors have maxima for 60, 71, 81, 91, 102, 112, 122, 132, 143, 153, 163 transitions of Asundi system and for 20, 30, 40, 50, 60, 70, 81, 91, 101, 111, 122, 132, 142, 153 transitions of triplet system. At given vibrational level of upper electronic state all transitions with maximal Franck-Condon factors values were observed in comet Ikeya-Zhang. It means that relative intensities of observed CO transitions correspond to its Franck-Condon factors values. There is only one exception for transitions from a³Σ⁺, state with v' = 16. Franck-Condon factor is maximal for 163 transition but only 164, 165 transitions were detected. Probably Franck-Condon factors cannot be calculated with good enough accuracy for such high vibrational levels.

From our observations it is possible to determine that the existence of CO optical bands leads mainly to formation of CO molecules at low vibrational states (v'' = 03) of a³Π state. Skrypkowski [15] estimated the vibrational temperature (4500 K) for CO a³Π molecules formed during CO₂⁺ dissociative recombination and (a'a), (da), (ea) cascade emission. This value corresponds to high relative population of only low vibrational levels (v'' = 03). So our results are in good agreement with experimental data.

Knowing relative intensities of electronic-vibrational transitions and its Franck-Condon factors it is possible to determine relative populations of vibrational levels of upper electronic state. In comet Ikeya-Zhang the population of vibrational levels of CO molecules at a³Σ⁺ and d³Δ states is not under thermal equilibrium because even high vibrational levels are high populated. It is an agreement with experimental data [15]. In this work the intensities of 60, 70, 80, 90 Asundi, 20, 30, 40 triplet transitions, and 20, 30 Herman transitions were strong.

At given vibrational level of upper electronic state intensities of electronic-vibrational transitions are proportional to its Franck-Condon factors. There are 8 couples of observed transitions from the same upper vibrational level (see Table 3). The comparison the changes of intensities of observed transitions and its Franck-Condon factors shows good agreement.

Table 3. Observed CO Asundi and triplet bands in comet Ikeya-Zhang at 8:41 UT on May 5, 2002 and its Franck-Condon factors

Transition	System	Region	Franck-Condon factors	
			RKR potential	Other calculations based on RKR potential (Ivanov, 1982)
80	Asundi	nucleus	0.038	0.038
81	Asundi	nucleus	0.088	0.088
90	Asundi	nucleus	0.023	0.023
91	Asundi	nucleus	0.075	0.075
101	Asundi	nucleus	0.058	0.058
102	Asundi	nucleus	0.061	0.061
112	Asundi	nucleus	0.066	
113	Asundi	nucleus	0.017	
164	Asundi	nucleus	0.039	
165	Asundi	nucleus	0.006	
164	Asundi	coma	0.039	
165	Asundi	coma	0.006	
81	Triplet	nucleus	0.075	0.076
83	Triplet	nucleus	0.056	0.056
132	Triplet	nucleus	0.059	
133	Triplet	nucleus	0.021	

The first detection of CO bands in optical spectrum of comet Bradfield 1980t was conducted by Cosmovici et al. [5]. These authors considered dissociative recombination of CO_2^+ or HCO^+ as a possible mechanism of origin of these bands. It was noted also that the reactions of dissociative recombination require high electron densities. Fluorescence mechanism cannot explain observed intensities of CO Asundi and triplet bands because the excitation rates are too low [13].

CO Asundi and triplet bands were observed in comets Bradfield 1980t in 1981, Scorichenko – George [2] in 1990, WM1 (LINEAR) in 2001 and 2002, and Ikeya-Zhang in 2002. All these years correspond to periods of high solar activity. In all comets these bands were detected near the nucleus. It can be explained by formation of CO parent molecule in regions near the nucleus where there are high particle densities and high electron concentrations. Cosmovici et al. [6] proposed that an unusual event like outburst can be a reason of CO Asundi and triplet bands formation. During periods of high solar activity the flash and outburst activity of comets is increasing, this correlation supports an outburst hypothesis of Cosmovici et al. [6].

For explanation of CO Asundi and triplet bands intensities in comet Bradfield 1980t about $3 \cdot 10^{30} - 3 \cdot 10^{32}$ parent positive ions are required [6]. During these calculations it was assumed that the rate coefficient of dissociative recombination is about $10^7 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ and the mean electron densities are $10^3 - 10^5 \text{ cm}^3$. We can make this estimation more carefully because experimental results about CO_2^+ and HCO^+ are available now. Rate constant of CO_2^+ recombination is about $3 \cdot 10^7 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [7]. In the recombination the $^3\Pi_{3/2}$ CO_2^+ ground state with thermal electrons there is enough energy to populate CO ($a^3\Sigma^+$, $v' < 11$), CO ($d^3\Delta$, $v' < 6$), and CO ($e^3\Sigma^+$, $v' < 3$). The yields of CO molecules in these states during CO_2^+ recombination are 0.13, 0.081, and 0.017 correspondingly [15]. These experimental results are in agreement with our observations because Herman bands ($e^3\Sigma^+ - a^3\Pi$ transition) were much weaker than Asundi and triplet bands in comet Ikeya-Zhang. CO_2^+ recombination cannot explain origin of high excited vibrational levels of $a^3\Sigma^+$ and $d^3\Delta$ states. HCO^+ must be refused as a parent CO molecule because HCO^+ recombination can produce only Asundi bands with $v' < 3$ [15]. The HOC^+ recombination is more exoergic process and it can give rise to emissions from CO (a' , $v' < 17$), CO (d , $v' < 13$), CO (e , $v' < 10$). During HCO^+ recombination Asundi, triplet, and Herman bands were observed Skrypkowski [15] but there is no information about. This parent molecule can explain all CO observed bands except of 153 triplet band. For formation of 153 triplet band another parent molecule or high speed electrons are required. HCO^+ ion was not detected in comets yet, it means that the concentration of this ion is too low. So CO_2^+ is the best candidate for CO parent molecule. Formation of high excited vibrational levels of $a^3\Sigma^+$ and $d^3\Delta$ states can be explained by CO_2^+ dissociative recombination with energetic electrons. The mean electron temperature in pileup region of comet Halley is 20000 K [9], such values of electron temperature is enough for formation of all observed CO bands in comet Ikeya-Zhang.

For theoretical estimation of CO production rate during CO_2^+ dissociative recombination we must estimate the integral $N_{\text{theor}} = 4\pi\mu k [\text{CO}_2^+] [e] dr$, where μ is the absolute yield of CO molecules at given electronic state, k is the rate constant, $[\text{CO}_2^+]$ is the concentration of CO_2^+ ions, $[e]$ is the electron concentration and r is the distance from the comet nucleus. Let us assume that $[\text{CO}_2^+] \sim r^2 [e] \sim r^2$ at $r > r_0$ and $[\text{CO}_2^+] \sim r^2$, $[e] \sim r^2$ at $r < r_0$, where $r_0 \sim 3 \cdot 10^8 \text{ cm}$ is the distance between the nucleus and the contact surface. Let us suppose that CO_2^+ and electron densities in comet Ikeya-Zhang are the same as in comet Halley during VEGA flyby. Extrapolating values of CO_2^+ [8] and electron [14] densities from $2 \cdot 10^4 \text{ km}$ to the contact surface we can receive that $[\text{CO}_2^+] \sim 10^3 \text{ cm}^3$ and $[e] \sim 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^3$ at $r_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ cm}$. Knowing CO absolute yields during CO_2^+ recombination it is possible to estimate the formation rate of CO molecules at $a^3\Sigma^+$, $d^3\Delta$, and $e^3\Sigma^+$ electronic states as $4 \cdot 10^{27}$, $3 \cdot 10^{27}$, and $5 \cdot 10^{26} \text{ mol} \cdot \text{s}^{-1}$ correspondingly.

Conclusions. On the basis of the intensity distribution along the slit of the spectrograph in C_2 , C_3 , CN emission lines we determined the velocities of expansion (v) and life times (τ) of these molecules: for C_2 (5165 Å) [201 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, $3.08 \cdot 10^6 \text{ s}$]; for C_3 (4050 Å) [166 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, $0.075 \cdot 10^6 \text{ s}$] and for CN (4200 Å) [157 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, $0.06 \cdot 10^6 \text{ s}$].

1. M.E.Brown, A.H. Bouchez, H. Spinrad, C.M. Jons-Krull. High-resolution spectra catalogue of cometary emission lines // *Astron. J.* – 1996. – Vol. 112. – № 3. – P. 1197–1202.
2. Churyumov K.I., Kleshchenok V.V. Identification of Emissions in the Spectrum of Comet C/1989 VI (Skoritchenko- George) Obtained with the 6m SAO RAS Reflector // *Solar System Research.* – 2001. – Vol. 35, No 3 – P. 234–237.
3. Churyumov K.I., Luk'yanyk I.V., Berezhnoi A.A. et al. Optical spectroscopy of comet C/2000 WM1 (LINEAR) at the Guillermo Haro Astrophysical Observatory in México // *Earth, Moon, and Planets.* – 2002. – Vol. 90 – P. 361–368.
4. Churyumov K.I., Luk'yanyk I.V., Berezhnoi A.A. et al. Exploration of spectra obtained of comet C/2000 WM1 (LINEAR), in preparation.
5. Cosmovici C.V., Barbieri C., Bonoli C. et al. On the spectrum of Comet Bradfield 1980 T // *Astron. Astrophys.* – 1982. – Vol. 114. – P. 373–387.
6. Cosmovici C.B., Biemann L., Arpigny C. On the identification of CO in the visible spectrum of comet Bradfield 1980 t // *Proc. Of the ESO Workshop on "The Need for Coordinated Groundbased Observations of Halley's Comet".* – Paris, 29-30 April 1982.
7. Gougousi T., Golde M.F., Johnsen R. Electron-ion recombination rate coefficient measurements in a flowing afterglow plasma // *Chem. Phys. Lett.* – 1997. – Vol. 265. – P. 399.
8. Gringauz K.I., Verigin M.I., Richter A.K. et al. Quasiperiodic features and the radial distribution of cometary ions in the cometary plasma region of comet P/Halley // *Astron. Astrophys.* – 1987. – Vol. 187. – P. 191–194.
9. Eberhardt P., Krankowsky D. The electron temperature in the inner coma of comet P/Halley // *Astron. Astrophys.* – 1995. – Vol. 295. – P. 795.
10. Ivanov E.E. // *Zhurnal prikladnoi spektroskopii.* – 1982. – Vol. 36. – P. 326–329 (in Russian)
11. Kawakita H., Watanabe J. Unidentified bands in comet Ikeya-Zhang (C/2002 C1): The correlation between unidentified bands and H_2O^+ // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 574. – P. L183–L185.
12. Krupenie P.H. The band spectrum of CO, NSRDS-NBS 5 // National Bureau of Standards, Washington, 1966.
13. Krishna Swamy K.S. Fluorescence excitation of CO in comets // *Astrophys. J.* – 1983. – Vol. 267. – P. 882–885.
14. Pedersen A., Grard R., Trotignon et al. Measurements of low energy electrons and spacecraft potentials near comet P/Halley // *Astron. Astrophys.* – 1987. – Vol. 187. – P. 297–303.
15. Skrypkowski M. P. Dissociative recombination studies in stationary and flowing afterglows, PhD thesis, University of Pittsburg, 1999. – 171 p.

Received 13.10.2003

УДК 521.85

В.В. Клецонок, М.І. Буромський

ПЕРШІ РЕЗУЛЬТАТИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ З АСТРОНОМІЧНИМ ТЕЛЕВІЗІЙНИМ КОМПЛЕКСОМ "СПАЛАХ" ДЛЯ РЕЄСТРАЦІЇ ШВИДКОПЛИННИХ ПРОЦЕСІВ

Представлено астрономічний телевізійний комплекс "Спалах" із часовою роздільною здатністю в 40 мс і точністю визначення часу 50 мс. Наведено результати перших спостережень із цим комплексом проходження Меркурія по диску Сонця й покриття зорі SAO 138917 Місяцем.

The astronomical television complex 'Spalakh' with the time resolution 40 ms and accuracy of definition of time 50 ms is described. Results of the first observations with this complex of passage Mercury before the Sun and occultation of star SAO 138917 by the Moon are given.

Опис комплексу. Зараз усе частіше для астрономічних спостережень швидкоплинних процесів використовують телевізійні системи на базі чутливих ПЗЗ-відеокамер [1]. Системи мають відповідати трьом обов'язковим вимогам: забезпечувати запис відеоінформації, часову прив'язку до всесвітнього часу й можливість цифрової обробки результатів спостережень. З урахуванням таких вимог в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка був створений астрономічний телевізійний комплекс *Спалах*. Комплекс побудований із стандартних елементів, які серійно випускаються промисловістю. Головними критеріями для вибору компонентів системи були простота та ефективність роботи комплексу. Структурну схему комплексу показано на рис. 1. Вона складається з живлячої оптики (оптичної системи), відеокамери, комп'ютера із захоплювачем кадрів і підключенням до мережі Інтернет, web-камери. Як оптична система може бути використаний телескоп або телеоб'єктив. Однак бажано використовувати дзеркальні телескопи, оскільки відеокамера має високу чутливість у червоній та інфрачервоній областях спектра, де лінзові об'єктиви мають значні аберації. Основним приймачем у комплексі є чутлива ПЗЗ-камера *Sanyo* – ½. Технічні характеристики ПЗЗ-камери: спектральний клас 1R, 625 телевізійних ліній, 25 кадрів за секунду, ефективна кількість пікселів 752 x 582, мінімальна освітленість 0,02 люксів з об'єктивом світлосилою 1,2 або 0,03 люксів з об'єктивом світлосилою 1,4. ПЗЗ-камера була обрана серед аналогічних за критеріями найвищої чутливості та якості зображення. Відеокамера видає готовий сигнал у телевізійному стандарті. Для реєстрації використовується цифровий метод запису. Для захвату відеосигналу використовується відеоплата ASUS Video Suite, яка має відеовхід. Як додаткова відеокамера, яку можна використовувати для допоміжних цілей або для реєстрації яскравих об'єктів, у системі є веб-камера Web Cam Pro фірми Creative. Веб-камера підключається до комп'ютера через USB-порт. Розроблене програмне забезпечення дозволяє проводити спостереження з будь-яким із вказаних джерелом відеоінформації. Для відеокамери можна вибрати роздільну здатність записаних кадрів 640 x 480 і 320 x 240 пікселів. Усі кадри записуються в один AVI-файл без втрати якості (без стискування). Паралельно запам'ятовується, а далі записується в окремий текстовий файл системний час комп'ютера для кожного відеокадру. Системний час комп'ютера прив'язується до UTC за допомогою програми синхронізації AboutTime 4.8 [2] за протоколом SNTP через Інтернет. Така синхронізація виконується кожну хвилину.

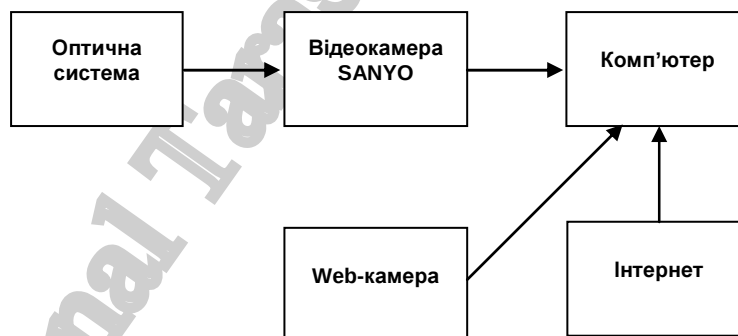


Рис. 1. Структурна схема телевізійного астрономічного комплексу "Спалах"

Лабораторні випробування системи реєстрації часу. Для перевірки точності отримання часової прив'язки були проведені лабораторні випробування відеокомплексу. При цьому за допомогою веб-камери записувалося відеозображення світлодіода, на який подавалися сигнали точного часу радіостанції РВМ від радіоприймача. Отримані моменти спалахів світлодіода за даними комплексу t_k порівнювалися з відомим часом надходження радіосигналів точного часу t_r . У результаті ми отримали значення різниці $\Delta t = t_k - t_r = 7 \pm 10$ мс. Систематична складова цієї різниці обумовлена зсувом у часі двох незалежних послідовностей – кадрів у відеосигналі та сигналів точного часу. Ця складова не має перевищувати тривалість одного кадру 40 мс у разі стабільної роботи системи. Саме це й показали результати лабораторних випробувань. Наведена похибка для часової різниці ± 10 мс показує максимальне відхилення від середнього значення для одного кадру. Вона характеризує нестабільність часової прив'язки, що пов'язана з особливостями роботи апаратної та програмних компонентів комплексу. Під час реальних спостережень вона буде трохи меншою, оскільки до нестабільності методу часової прив'язки самої системи додаються нестабільність проходження сигналів точного часу, коливання амплітуди радіосигналів, атмосферні перешкоди і т. п., що мають місце під час лабораторних випробувань.

Таким чином, дослідження показали, що випадкова похибка прив'язки кінця кадру до UTC дорівнює 10 мс. Загальна точність системи часу комплексу, що включає тривалість експозиції одного кадру 40 мс, становить 50 мс.

Спостереження проходження Меркурія по диску Сонця. Комплекс "Спалах" був використаний для спостереження проходження Меркурія по диску Сонця 7 травня 2003 р. Спостереження проводилися на подвійному рефрак-

торі Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Метою спостережень було знаходження моментів 1-го, 2-го, 3-го і 4-го контактів під час проходження. Сонце проектувалося на екран, і це зображення реєстрував комплекс. Для запису зображень використовувалася веб-камера. На рис. 2 показано фрагмент диска Сонця з Меркурієм поблизу 2 контакту, який отримано на телевізійному комплексі.

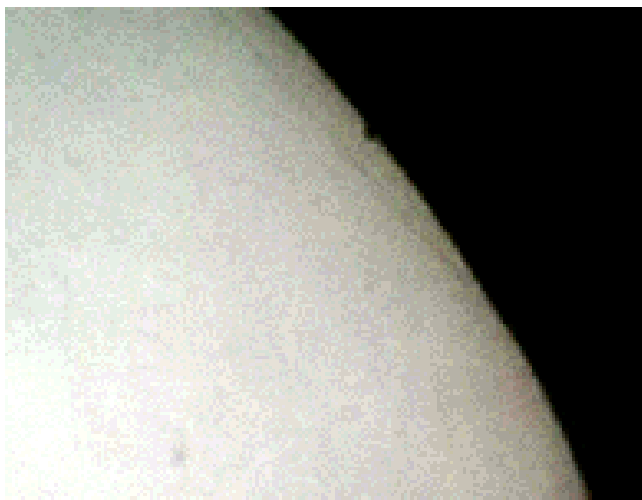


Рис. 2. Спостереження проходження Меркурія по диску Сонця 7 травня 2003 року за допомогою телевізійного комплексу "Спалах". Фрагмент зображення біля 2-го контакту

Моменти контактів були визначені при перегляді записаних відеокadrів. Результати наведено в таблиці.

Таблиця. Моменти контактів під час проходження Меркурія по диску Сонця

Явище	1-й контакт	2-й контакт	3-й контакт	4-й контакт
UTC	$5^h 11^m 40^{s*}$	$5^h 16^m 26^s$	$13^h 27^m 29^s$	$13^h 31^m 38^s$

Примітка: * – непевне значення

Спостереження покрить зір Місяцем. Основна мета для спостережень з телевізійним комплексом "Спалах" – це спостереження покрить зір Місяцем. Гранична зоряна величина за спостереженнями зоряного скупчення Stock 1 без програмного накопичення була оцінена у 11.512^m . Така гранична величина при спостереженнях на темному тлі дозволяє сподіватися на граничну зоряну величину для спостережень покрить зір Місяцем у 10^m .

Випробовування комплексу відбулося 6 липня 2003 р. на подвійному рефракторі Астрономічної обсерваторії. ПЗЗ-камера була встановлена у фокусі візуальної труби рефрактора. Спостерігалось покриття зорі SAO 138917 3,65 зоряної величини. Для обробки використовувалося власне програмне забезпечення, що дозволяло отримати оцінки блиску зорі в кожному кадрі. У результаті була отримана фотометрична крива, що показана на рис. 3. Зоря виявила-ся подвійною, що добре видно на рис. 3.

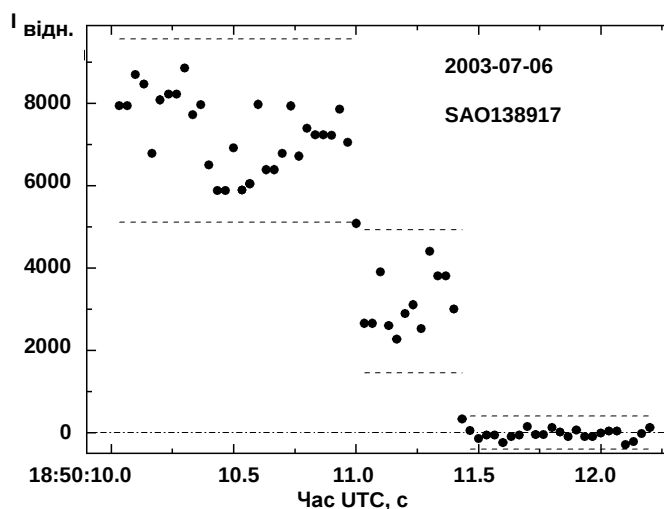


Рис. 3. Фотометрична крива покриття щільної подвійної зорі SAO 138917 Місяцем 6 липня 2003 р.

Початкове максимальне значення блиску відповідає випадку, коли ми бачимо дві компоненти, проміжне значення – випадку, коли одна компонента закрита Місяцем. Кінцеве значення – бачимо тільки фонові значення. За значеннями блиску були розраховані фотометричні похибки для кожного інтервалу. На рис. 3 штриховою лінією позначено

чено довірчий інтервал для блиску, який було вибрано на рівні $2,5 \sigma$. Усі значення моментальних оцінок блиску лежать у межах своїх довірчих інтервалів за виключенням точки 18:50:11.00 UTC. Це означає, що покриття відбулося під час експонування цього кадру і що його час потрібно прийняти за час покриття першої компоненти. Час покриття другої компоненти 18:50:11.43 UTC. Час між покриттями компонент – 0.4 сек – відповідає нижній оцінці відстані між компонентами в 0.2 кутової секунди. Розділити таку щільну подвійну зорю на компоненти в іншому випадку можна було б тільки на великих інструментах з адаптивною оптикою або на телескопах, що встановлені на супутниках.

Висновки.

1. Запущено й випробувано шляхом реальних спостережень телевізійний комплекс "Спалах". Результати випробувань свідчать про можливість застосування комплексу для реєстрації швидкоплинних процесів.
2. Точність реєстрації моментів часу для комплексу становить 50 мс.
3. Телевізійний комплекс "Спалах" дозволяє проводити фотометричні дослідження з часовою роздільною здатністю 40 мс.

1. Nugent R. A simple portable video occultation setup. – <http://www.lunaroccultations.com/iota/video/rvvideosetup.htm>
2. <http://www.arachnoid.com/abouttime/index.html>
3. Всемирное время и координаты полюса. Бюллетень Е 109. – М., 2002.

Надійшла до редколегії 9.10.03

УДК 5212, 520.4

М.Т. Погорельцев

СКЛОТЕКА АСТРОНЕГАТИВІВ АСТРОНОМІЧНОЇ ОБСЕРВАТОРІЇ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

Астрономічна обсерваторія має понад 2000 астронегативів, отриманих на двох астрографах і двох рефлекторах обсерваторії за різними програмами в минулому сторіччі. Наведено коротку інформацію про астронегативи, що ввійшли до каталогу, телескопи й створення електронної бази даних фотографічних спостережень.

Astronomical observatory has more than 2000 astroplates, obtained in the last century on two astrographs and two reflectors and in different research programmes. This paper gives a short information on astroplates, corresponding telescopes and creation of an electronic database for the data of photographic observations.

1. Вступ. За тривалі роки фотографічних спостережень обсерваторії світу накопили багатий спостережний матеріал, який можна використовувати й далі, наприклад, для підтримки реалізацій інерційних систем відліку, пошуку малих тіл Сонячної системи, серед яких можуть бути й небезпечні для Землі, та інших задач. Для ефективного використання накопичених фотографічних спостережень необхідно створити відповідні умови для зберігання та зручного використання даних платівок, якщо виникне така потреба. Для координації робіт у цьому напрямі Міжнародним астрономічним союзом створено комісію, що має підготувати всесвітню базу даних платівок WFPDB [1, 5]. Створення подібної бази на Україні було ініційовано на останньому з'їзді Української Астрономічної Асоціації. У роботі наведено результати роботи з каталогізації астронегативів, що зберігаються у відділі астрометрії.

2. Огляд наявного матеріалу. Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка накопила понад дві тисячі астронегативів. Проте і цей невеликий матеріал доцільно включити у загальноукраїнську та світову базу даних фотографічних спостережень. Співробітники обсерваторії А. Данільцев, М. Погорельцев, Т. Антонюк провели інвентаризацію наявних астронегативів, що зберігались у астрометричному відділі Астрономічної обсерваторії. Деякі платівки було відскановано й досліджено на визначення якості позиційних і фотометричних даних [3]. Більшість наявних платівок цілком придатна для опрацювання сучасними методами.

Загалом спостереження в Астрономічній обсерваторії Київського університету проводились на кількох телескопах, насамперед на довгофокусному й ширококутному астрографах, а також на телескопах АЗТ-8, АЗТ-14, які знаходяться на спостережній станції в с. Лісники поблизу Києва. Основні характеристики телескопів наведено в табл. 1.

На цей час до склотеки ввійшли 1054 астронегативів астрометричного відділу, з яких:

зображень полів в околицях радіоджерел – 190;

зображень зоряних полів і фотометричних стандартів – 260;

зображень тіл Сонячної системи – 669.

На жаль, перші астронегативи, що були отримані в Астрономічній обсерваторії Київського університету, не збереглися.

Таблиця 1. Інструменти, на яких проводилися фотографічні спостереження

Назва телескопа	Географічні координати	Апертура, см	Фокусна відстань, мм	Терміни спостережень
Довгофокусний астрограф	2 ^h 02 ^m 00 ^s 50°27'10" h=184m	25 20	4260 4128	1892–2003 (рефрактор) 1948–1999 (астрограф)
Ширококутний астрограф	2 ^h 02 ^m 00 ^s 50°27'10"	14	1700	1969 – 1989
АЗТ-8	2 ^h 02 ^m 07 ^s 50°17'49.5"	70	2800	1967 – 1980
АЗТ-14	2 ^h 02 ^m 07 ^s 50°17'49.5"	48	7770	1967 – 1980
Зонний астрограф Пулково [2]	2 ^h 00 ^m 00 ^s 60° 00' 00"	16	2049	1927 – 1941

У табл. 2 наведено відомості про астронегативи, що зберігаються в Астрономічній обсерваторії, і спостережні програми, за якими вони були отримані.

Таблиця 2. Огляд склотеки Астрономічної обсерваторії

Програма	Кількість платівок	Розміри платівки в мм і граду- сах	Максимальна зоряна величина М	Приблизна кількість об'єк- тів на платівці за експозицію	Телескоп	Спостерігачі
AGK2* 1929–1931	195	200x200 5°x5°	14	1500 (2 експ.)	Зонний астрограф Пулково	І. Балановський
PIRS 1989–1993	163	157x157 1.8°x1.8°	15.5	2000 (2 експ.)	Астрограф	С. Пасічник А. Данільцев
"ФОБОС" (спостереження спутників Марса) 1987–1988	261	87x117 127x127 157x157	10	100 (26 експ.)	АЗТ-8, АЗТ-14	М. Старинкевич М. Пішкало К. Чурюмов А. Казанцев С. Пасічник В. Тельнюк-Адамчук В. Мазур
PHESAT (спостереження спутників Марса) 1967–1971	11	138x156	10	10 (13 експ.)	Широко- кутний астрограф	К. Чурюмов В. Тельнюк-Адамчук
Окремі поля з ра- діоджерелами 1986–1987	27	236x236 177x236	14.5	20000 (2 експ.)	Широко- кутний астрограф	В. Тельнюк-Адамчук М. Старинкевич
Спостереження Місяця 1950–1955	346	162x162		(3 експ.)	Астрограф	О. Осіпов А. Яковкін
Комета Галлея 1985	51	157x157		10 (13 експ.)	АЗТ-8, АЗТ-14	К. Чурюмов В. Тельнюк-Адамчук

Примітка: * Платівки програми AGK2 належать Миколаївській астрономічній обсерваторії й тимчасово зберігаються в Астрономічній обсерваторії Київського університету

3. Висновки. Доцільно у процесі подальшої роботи створити електронну базу даних астронегативів і доповнити її відомостями про платівки, що зберігаються в інших відділах. Також доцільно астронегативи, що були отримані за програмою PIRS і AGK2, обробити з використанням сканера [3, 4] і отримати більш повні каталоги. Наприклад, платівки програми PIRS у середньому містять понад 1000 зір каталогу USNO A2, і цей потенціал не було використано при попередньому опрацюванні. Нове переопрацювання астронегативів програми AGK2 можна використати для поліпшення визначення власних рухів зір близькополюсної зони. На цей час електронна база фотографічних спостережень налічує близько 500 відсканованих зображень платівок програми AGK2.

Незважаючи на те, що фотографічні спостереження припинилися, накопичений матеріал можна плідно використовувати зараз і в майбутньому.

1. Кислюк В.С. Состояние и задачи фотографической астрометрии в PostHIPPARCOS период // Кинематика и физика небес. тел. Приложение. – 1999. – № 1. – С. 65–75.
2. Иванов А. Отчёт о деятельности Главной астрономической обсерватории в Пулковке с 1 октября 1927 года по 30 сентября 1928 года, составленный её директором. – Л., 1929. – С. 25–26.
3. Погорельцев М.Т. Результаты исследования возможностей сканера для обработки фотографических пластинок и получения астрометрических и фотометрических данных. Праці Міжнародної астрономічної конференції КАММАК / За ред. К. І. Чурюмова. – Вінниця, 2003. – С. 337–339.
4. Сергеев А.В., Сергеева Т.П. Математическая обработка астроинформации // Кинематика и физика небес. тел. – 2003. – Т. 19. – № 3. – С. 272–281.
5. Tsvetkov M.K. et al. The WG PDB Plate Data Base: Present Status // IAU Symp. № 161. Astronomy from Wide Fields Imaging / Eds. Mac Gillewray et al. – 1994. – P. 359–365.

Надійшла до редколегії 12.01.04

СВІТЛИЙ ПАМ'ЯТІ ОЛЕКСАНДРА КУЗЬМИЧА ОСИПОВА (22.08.1920–4.10.2004)

4 жовтня 2004 р. на 85-у році пішов з життя ветеран Астрономічної обсерваторії Олександр Кузьмич Осипов. Приїхавши до Києва на навчання в аспірантуру більше 58-и років тому, він після її закінчення на довгі роки став провідним співробітником обсерваторії.

Народився О.К. Осипов 22 серпня 1920 р. у м. Тюкалінськ Омської області (Росія) у сім'ї службовця. З 1924 р. сім'я Осипових мешкала у м. Тюмень, де О.К. Осипов отримав середню освіту, а в липні 1938 р. переїхала до Свердловська. У тому ж році О.К. Осипов вступив на фізико-математичний факультет Свердловського (тепер Уральський державний університет ім. О.М. Горького) університету, який закінчив у січні 1944 р. за спеціальністю *Астрономія*. Під час навчання у 1943–1944 рр. працював на посаді лаборанта кафедри астрономії та служби часу Державного астрономічного інституту імені Штернберга (ДАІШ, який під час війни знаходився в евакуації у Свердловську), і після закінчення університету був зарахований на посаду старшого лаборанта кафедри астрономії. Весною 1945 р. О.К. Осипов вступив до аспірантури на кафедрі астрономії Свердловського університету, але не розпочав навчання, так як його науковий керівник проф. А.О. Яковкін, за розпорядженням Міністерства вищої освіти, був відраджений на роботу в Київський державний університет.



У березні 1946 р. О.К. Осипова було зараховано до аспірантури Київського університету, але він зміг приїхати до Києва лише в серпні. Після закінчення аспірантури в грудні 1948 р. за направленням Міністерства вищої освіти О.К. Осипов зараховується на посаду вченого секретаря Астрономічної обсерваторії Київського державного університету ім. Т.Г. Шевченка. З листопада 1957 р., за його проханням, був переведений на посаду старшого наукового співробітника відділу астрометрії. У цей час в обсерваторії була організована станція оптичних спостережень штучних супутників Землі (ШСЗ), керівником якої його було призначено. У зв'язку зі зміною статусу наукових підрозділів університету О.К. Осипов із 1983 р. був переведений на посаду наукового співробітника, на якій перебував до виходу на пенсію у 2000 р.

Наукові інтереси О.К. Осипова були зосереджені у двох напрямках – спостереження покрить зір Місяцем та оптичні спостереження штучних супутників Землі (ШСЗ). У кожному з цих напрямів він працював тривалий час, створив наукові школи, заклавав необхідну основу для успішного розв'язання важливих наукових проблем.

Спостереження покрить зір Місяцем в Астрономічній обсерваторії були розпочаті в 1923 р. проф. С.Д. Чорним. У післявоєнні роки дослідження в цьому напрямі відновились із приходом в обсерваторію проф. А.О. Яковкіна. Поряд з регулярними спостереженнями покрить розгорталась робота з передбачення цих явищ для ряду міст СРСР. Результати обчислень, які

виконував О.К. Осипов, надсилалися обсерваторіям і публікувалися в "Астрономічному календарі", що видавався Горьківським відділенням Всесоюзного астрономіко-геодезичного товариства. На основі отриманих спостережень вивчався рельєф краю Місяця, що мало велике значення для визначення його фігури. У 1950 р. на десятиднюмовому астрографі обсерваторії для вивчення лібраційного ефекту й побудови карт крайової зони Місяця А.О. Яковкін організував фотографічні спостереження Місяця. За цією програмою з 1950 по 1955 рр. О.К. Осипов, за допомогою рухомої касети, сконструйованої ним для фотографічної труби астрографа, одержав близько 400 знімків. З 1950 р. він розпочинає спостерігати покриття зір Місяцем. З 1973 р. за його ініціативою спостерігаються дотичні покриття, до речі, перші у СРСР спостереження такого типу. Особливо вдалою була експедиція, спрямована до району м. Брянська з метою спостережень покриття Місяцем Альдебарана (21 березня 1980 р.). Астрономічна Рада АН СРСР доручає обсерваторії координацію таких спостережень у Радянському Союзі. Результатом цієї роботи стало створення комп'ютерної бази даних спостережень місячних покрить. До неї увійшло понад 24 тисячі спостережень 580 спостерігачів із 77 пунктів на території колишнього Радянського Союзу.

За цикл робіт "Геометричні та оптичні характеристики поверхні Місяця" з досліджень Місяця О.К. Осипов разом із В.С. Кислюком і Ю.Г. Шкуратовим у 1997 р. був удостоєний премії Національної академії наук України імені М.П. Барабашова.

З початком космічної ери за поданням Астрономічної Ради АН СРСР в обсерваторії створюється станція спостережень ШСЗ. Незмінним керівником станції протягом майже 30 років був О.К. Осипов, для якого ця робота стала, можливо, найважливішою справою життя. Головним завданням візуально-оптичних спостережень ШСЗ було визначення наближених положень супутників для потреб ефемеридної служби.

Протягом усього свого життя О.К. Осипов був не тільки науковцем і організатором роботи Астрономічної обсерваторії, але й вихователем астрономічних кадрів, популяризатором астрономії. Він залучав студентів, школярів, аматорів до спостережень ШСЗ і покрить зір Місяцем. Через "школу" О.К. Осипова пройшли практично всі випускники кафедри астрономії Київського університету, багато з яких стали відомими сьогодні вченими.

Багато років О.К. Осипов цікавився історією Астрономічної обсерваторії. З великою ретельністю він розшукував у архівах документи, які стосувались діяльності обсерваторії та її працівників. Він підготував ґрунтовні статті про багатьох співробітників. Особливо слід відзначити його роботи про С.Д. Чорного, О.Ф. Богородського, І.Г. Іллінського, П.К. Нечипоренка, Д.В. Пяковського. У київський період свого життя О.К. Осипов підтримував теплі стосунки з О.Ф. Богородським, і після його смерті впорядковував наукову та історичну спадщину. Багато зусиль доклав О.К. Осипов до створення музею обсерваторії, в якому зібрано матеріали про більш ніж 150-річну історію обсерваторії.

Наукова та громадська діяльність О.К. Осипова відзначена медалями "За доблестний труд в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.", "Ветеран труда", "Захисник Вітчизни" і п'ятьма ювілейними медалями, численними грамотами й подяками. Ним опубліковано близько 120 наукових праць і навчальних посібників.

Поховано О.К. Осипова поруч з О.Ф. Богородським на київському цвинтарі "Берківці".

В.М. Єфіменко

**ДЗЮБЕНКО МИКОЛА ІВАНОВИЧ
(29.10.1933–9.11.2004)**

9 листопада 2004 р. не стало відомого вченого, професора, доктора фізико-математичних наук Миколи Івановича Дзюбенка. Припинило битися серце всесвітньо відомого фізика-астронома, талановитого викладача, надзвичайно чуйної й доброї людини.

Микола Іванович народився 29 жовтня голодного 1933 р. у селі Трипілья Обухівського району Київської області в родині робітника. Його батько був працюютою й мудрою людиною. І досі кажуть у Трипільлі: "Іван Антонович – то був майстер на всі руки". Іван Антонович Дзюбенко попрацював у своєму житті і сільським ковалем, і слюсарем-складальником на авіаційному заводі, пройшов війну, отримав тяжке поранення, вижив і дав можливість своїм синам Миколі й Валентину проявити й розвинути наукові таланти.

Мати, Феодосія Федорівна, своє життя присвятила домашньому господарству, вихованню дітей, догляду за старими й немічними. Під час війни вона рятувала дітей і родину від голоду, лиха військових дій, піднімала на ноги пошматованого фашистами чоловіка.



Щоб уникнути примусового фашистського рабства, Феодосія Федорівна була змушена в документах свого старшого сина Миколи зменшити дату його народження на півтора роки (за паспортними даними М.І. Дзюбенко народився 15.02.1935 р.). Після війни вона відбудовувала розтрощену батьківщину, рідне село, будувала дім для родини в Києві, вчила дітей життєвої мудрості. На її долю випало багато важких випробувань, але протягом усього життя (Феодосія Федорівна прожила 91 рік) зберігала в родині любов, злагоду, сповідувала працюючість, чуйне ставлення до старих і немічних.

Поруч з Миколою Івановичем зростав і його молодший брат Валентин (1935–1994 рр.), який прожив коротке (з огляду на родинне довголіття), але яскраве й науково плідне життя (випускник фізичного факультету, учасник полярних експедицій в Арктику та Антарктику, кандидат технічних наук, науковий керівник центрального конструкторського бюро заводу *Арсенал*, керівник Норильської КМІС). Духовна близькість братів була визначальною в їхньому житті: дітьми разом пасли корів, а потім вчилися на фізичному факультеті Київського університету, обоє знайшли за північним полярним колом єдиних і найкращих дружин, мандрували світом у численних експедиціях, жили в однакових двокімнатних квартирах однакових будинків, хоча й у різних районах Києва. Життя братів Дзюбенків завжди проходило у злагоді,

наче вони були одним цілим навіть тоді, коли між ними була майже вся Земля. "Між братами – паралелі, паралелі. Тисячі й тисячі кілометрів. Простори океану, захмарені гірські хребти, тропічні джунглі й тайгові хащі.

Між ними – майже вся Земля: Валентин – найбільш південний зараз на планеті житель столиці України, а Микола з трьома своїми друзями – мабуть, найбільш північні наші земляки" (газета *Радянська Україна*, № 59 за 1966 р.). Серця обох братів зупинилися майже однаково (з інтервалом у 10 років): на ходу, у роботі, коли ніхто цього не очікував...

У 1951 р. Микола Дзюбенко закінчив із золотою медаллю Трипільську середню школу, і в тому ж році поступив на фізичний факультет Київського державного університету. У 1956 р. Микола Іванович закінчив фізичний факультет за спеціальністю *Фізика. Астрономія*, отримавши диплом з відзнакою. Після закінчення університету замість Кримської обсерваторії поїхав працювати в Арктику інженером на острів Мости на полярну станцію Тіксінського радіометцентру, обслуговував комплекс патрульних станцій для фотографічних і спектральних спостережень полярних сяїв, виконуючи програму Міжнародного геофізичного року. Молодий учений повернувся до Київського університету в 1960 р., де почав навчатися в аспірантурі. У 1965 р. захистив кандидатську дисертацію "Исследование морфологии и структуры полярных сияний по наблюдениям в районе бухты Тикси". Працював на посадах старшого інженера, завідувачого лабораторією, молодшого, потім старшого наукового співробітника кафедри астрономії. З 1975 р. Микола Іванович почав поєднувати науку з викладацькою роботою: спочатку старший викладач, із 1978 р. – доцент, а з 1991 р. – професор кафедри астрономії та фізики космосу. У 1991 р. захистив докторську дисертацію "Исследование влияния состояния ионосферы на структуру и динамику полярных сияний".

Читав спецкурси *Практична астрофізика* та *Загальна астрофізика*, *Фізика геліосфери*, *Сонячно-земні зв'язки*, *Космічний експеримент*. Автор навчальних посібників: "Вступ до фізики навколоземного середовища", "Фізика геліосфери", підручників: "Вступ до фізики навколишнього середовища", "Фізика геліосфери", підготував посібник з курсу *Космічний експеримент*.

Основні напрями наукової роботи: фізика геліосфери та сонячно-земні зв'язки. Учасник численних експедицій Київського університету з дослідження полярних сяїв і процесів у сонячній короні.

На початку 70-х у СРСР розпочалися активні експерименти в космосі – інжекція електронних пучків, барію тощо. Микола Іванович активно включився в роботу з організації спостережень оптичних ефектів у таких експериментах. Маючи величезний досвід спостережень полярних сяїв і швидкоплинних сонячних затемнень, за короткий час освоївши особливості телевізійних спостережень, М.І. Дзюбенко став одним з ідеологів організації, проведення й обробки результатів спостережень в експериментах "Зірниця1" (1973 р.) і "Зірниця2" (1975 р.), "Спалах" (1975 р.), радянсько-французькому експерименті "Аракс" (1974–1975 рр.) та інших. М.І. Дзюбенко був

незмінним учасником експедицій на полігон Капустін Яр, в Архангельську область, виконував також спостереження з борту літака Як-40.

Він був одним з ініціаторів використання телевізійної техніки для спостережень полярних сяйв. Перші експедиції з телевізійних спостережень полярних сяйв у бухті Тіксі були проведені взимку 1973–1974 рр. і в 1976 р. Серед найважливіших наукових досягнень – нові результати відносно тонкої структури та динаміки сонячної корони й полярних сяйв, відкриття відгуку полярних сяйв на зміни стану магніто-спряженої іоносфери й на землетруси. Автор більше ніж 200-т наукових публікацій.

Микола Іванович був не тільки надзвичайно працьовитим і науково обдарованим – він був людиною великої душі й доброго серця. Його турботливе ставлення постійно відчували співробітники, студенти, родина, друзі. Як приклад, можна навести уривок з нарису "Мій добрий сусід" у газеті "Обухівський край", № 69 за 1994 р.:

"Батьківська хатина в Трипільлі, що стоїть на узгір'ї, у зеленому садочку, крилатий волосський горіх щоліта кличуть до рідної домівки Миколу Івановича Дзюбенка, професора Київського університету.

Лише переступає батьківський поріг, забуває за своє професорське звання й береться за всяку роботу: працює в саду й на городі, ремонтує, штукатурить, білить хату. Усе це робить легко, з душею, бо любить своє Трипільля, свою домівку – тут він свій для всіх. Однокласники звуть його так, як мама, Коля: тут він з ними вчився, школу закінчив із золотою медаллю в 1951 році.

Трипільля заміняє йому всі курорти: тут – і праця, і відпочинок, і рибалка. Для мене ж мій сусід, Микола Іванович, – швидка допомога: зламалось щось – він полагодить, відірвалася дужка від відра – приклепає, не стане води у водопроводі – принесе з криниці, садочок заростає бур'яном, травою, бо не сила мені самій з ним упоратись, – дивлюсь, уже Микола Іванович косить. Викосить у садочку, сухе гілля на яблунях пообрізає.

Непосидючий, хоч уже й не молодий. Шостий десяток дотоптує. Пережив війну, голод, холод, розруху. Любить і шанує свою сім'ю – дітей, внуків. дружину Лідію Михайлівну і стареньку матусю: пильнує за нею, щоб нічого важкого не робила, щоб, боронь Боже, ніде не впала. А випаде вільна година – за вудочки, і до Дніпра по рибку. Буває, що й наловить на юшку, ще й мені принесе.

Об'їздив, облітав усю планету, кілька разів перетинав екватор з науковою експедицією. Спостерігав затемнення Сонця в Бразилії, на Гавайських островах, в Америці, Мексиці, на Чукотці, на Сахаліні. Спілкується з ученими всього світу, а в побуті простий і доступний. А головне, що для нього немає кращого куточка на землі, як Трипільля, батьківська хата..."

Микола Іванович Дзюбенко багато працював з молодими вченими, студентами. Він постійно займався вдосконаленням навчального процесу, був прекрасним лектором. Його лекції були нестандартними, відображали водночас стан сучасної астрономії, фізичного експерименту та особистість лектора. Недарма багато його лекцій були видані посібниками для студентів. Під його керівництвом було захищено велику кількість курсових і дипломних робіт. Він підготував 4-х кандидатів фізико-математичних наук.

Наукова діяльність М.І. Дзюбенка була відзначена міжнародною науковою спільнотою, він був членом Міжнародної астрономічної спілки, був нагороджений Дипломом ВДНГ СРСР (1974 р.), медаллю Ради Інтеркосмос АН СРСР (1975 р.), медаллю Національного комітету космічних досліджень Франції (1975 р.), премією Мінвузу УРСР (1981 р.).

Смерть М.І. Дзюбенка – це велика втрата не лише для його рідних, а й для астрономів багатьох країн світу. Кафедра астрономії й фізики космосу примножуватиме наукові здобутки професора Дзюбенка. Його образ, викладацька майстерність, наукова діяльність назавжди залишаться в пам'яті учнів, студентів, колег, рідних і всіх, хто з ним працював і спілкувався.

Помер Микола Іванович Дзюбенко раптово в батьківській хаті у с. Трипільля 9 листопада 2004 року. Похований на кладовищі серед родинних могил на кручах над Дніпром у найкращому куточку України, рідному для нього селі Трипільля.

В.М. Івченко, Ю.І. Булава, В.М. Єфіменко

ТЕЛЬНЮК-АДАМЧУК ВОЛОДИМИР ВОЛОДИМИРОВИЧ
(28.10.1936–17.12.2003)

17 грудня 2003 р. помер доктор фізико-математичних наук, колишній директор Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (очолював її понад 13 років – з 1987 до 2001 р.), віцепрезидент Української астрономічної асоціації (1991–2001 рр.), член редколегії "Астрономічного календаря" (1985–2003 рр.), а з 1995 р. – заступник відповідального редактора цього видання, заслужений працівник народної освіти України – Володимир Володимирович Тельнюк-Адамчук.

Народився він 28 жовтня 1936 р. у с. Іскровка Якимівського району Запорізької області. У 1953 р. із відзнакою закінчив середню школу, і того ж року вступив до Київського політехнічного інституту на металургійний факультет, успішно закінчив його у 1959 р. і, здобувши диплом інженера-металурга, став до роботи на Новокраматорському машинобудівному заводі (НКМЗ, м. Краматорськ Донецької області). Там, у фасонно-ливарному цесі, він послідовно обіймав посади технолога, майстра, старшого інженера.

Через два роки його призначено інженером центральної заводської лабораторії (ЦЗЛ). У 1962 р. у п'ятому номері загальносоюзного журналу "Машиностроение" Володимир Володимирович опублікував свою першу наукову статтю "Аналіз роботи вагранки з водяним охолодженням" (у співавторстві з іншими працівниками лабораторії).

Ще в дитячі роки Володимир зацікавився астрономією, вивчав сузір'я, спостерігав планети, читав науково-популярну літературу. Під час навчання в інституті, захоплений роботами з освоєння космічного простору, які тоді щойно розпочиналися, він вирішує пов'язати своє майбутнє з астрономією. У 1959 р. Володимир Володимирович вступає на заочне відділення механіко-математичного факультету Київського університету й переїздить до Києва, де встановлює контакти з тодішнім директором університетської астрономічної обсерваторії проф. О.Ф. Богородським (1907–1984). З вересня 1962 р. його зараховують у штат астрометричного відділу обсерваторії.

Не припиняючи навчання в університеті, В.В. Тельнюк-Адамчук активно включається в наукову роботу обсерваторії. Він бере участь в обробці планових меридіанних спостережень, освоює методику й техніку спостережень на меридіанному крузі, проводить серію мікрометричних спостережень подвійних зір на астрографі обсерваторії і приділяє час позиційним візуальним спостереженням штучних супутників Землі (ШСЗ), які в ті роки інтенсивно проводилися за міжнародними й загальносоюзними програмами. У 1965 р. він закінчує навчання й приступає до підготовки кандидатської дисертації. Він обробляє спостереження біляполярних зір і Поляріссими, що здобув за допомогою меридіанного круга протягом 1876–1894 рр. астроном-спостерігач Київської обсерваторії Василь (Вільгельм) Іванович Фабріціус (1845–1895). Цей ряд спостережень був опублікований у перших чотирьох томах Анналів обсерваторії, однак обробка його не була закінчена – не був складений каталог положень зір, що спостерігалися, і тому спостереження Фабріціуса ніхто не використовував, і їх навіть не згадували в списках каталогів і спостережень. Володимир Володимирович ретельно перевіряв увесь масив спостережень, зробив потрібні виправлення, підібрав опорні зорі та доповнив цей масив спостереженнями інших астрономів. У цій досить трудомісткій і кропіткій роботі йому довелося звертатися до оригіналів спостережень Фабріціуса, які, на щастя, майже цілком збереглися в науковому архіві обсерваторії.

У 1969 р. робота була завершена. Її результати були опубліковані в монографії "Зведений каталог координат і власних рухів 520 близьких до північного полюса зір у системі FK4", яка лягла в основу його кандидатської дисертації. У листопаді 1970 р. В.В. Тельнюк-Адамчук успішно захистив її на засіданні вченої ради Пулковської обсерваторії.

Починаючи з 1970 р., у Київській обсерваторії з ініціативи її директора П.Р. Романчука розгорнулися роботи, пов'язані з прогнозуванням сонячної активності. Для розгляду конкретних завдань цієї фундаментальної проблеми сонячно-земної фізики був створений спеціальний відділ, який у 1972 р. очолив Володимир Володимирович. Дослідження приваблювали вченого масштабністю завдань і тісним зв'язком їх з насущними потребами практики, відкривали перед ним широкий простір для застосування його великих знань у різних розділах математики, зокрема, в математичній статистиці. Серед різноманітних виявів сонячної активності особливе місце належить сонячним спалахам – вони впливають на фізичні умови в міжпланетному й навколоземному космічному просторі, на магніто-, гідро- й атмосферу, верхні шари літосфери Землі, її біосферу. Саме з таких міркувань зусилля відділу були зосереджені на вивченні спалахової активності, при цьому розробці методів прогнозування спалахів було приділено особливу увагу.

У 1987 р. В.В. Тельнюк-Адамчук став директором Київської обсерваторії. Найсерйознішу увагу Володимир Володимирович приділяв перспективам розвитку обсерваторії. Існування обсерваторії як наукової установи, як бази для підготовки кадрів астрономів вимагало поновлення наявного парку інструментів, омолодження колективу наукових співробітників. Вирішуючи ці проблеми, Володимир Володимирович намагався максимально використовувати потужні сучасні телескопи астрономічних установ як в Україні, так і в інших державах. Результати спостережень, здобутих за допомогою сучасних телескопів і космічних апаратів, давали змогу вченим обсерваторії брати участь у міжнародних астрономічних проектах, використовувати фінансові й технічні можливості Національного космічного агентства. У цих принципах віддзеркалилися нові віяння в плануванні й фінансуванні наукових досліджень. Послідовне впровадження цих принципів дозволило обсерваторії підтримувати своє реноме однієї з провідних українських університетських обсерваторій.

Наукова творчість В.В. Тельнюка-Адамчука характеризується широким спектром питань, що його цікавили. У періоду монографій, статей, коротких повідомлень, що належать йому, ми знаходимо і цикл робіт із прогнозування сонячних спалахів, і каталоги зоряних положень, і результати позиційних спостережень комет, планет, радіозір, полярних сьвів, сонячних затемнень, і міркування, що стосуються фізики Сонця й анізотропії Всесвіту, і пропозиції, пов'язані з проектами підготовки українського супутника, орієнтованого за Сонцем. Однак основним змістом наукової

діяльності Володимира Володимировича з перших днів роботи його в Київській астрономічній обсерваторії було розв'язання астрометричних завдань, і в першу чергу – завдань фундаментальної астрометрії.

Протягом 1971–1991 рр. він брав участь у спостереженнях на меридіанному крузі обсерваторії і був одним з найактивніших, найрезультативніших спостерігачів у таких міжнародних програмах, як *Яскраві зорі* (Bright Stars – BS), *Міжнародні опорні зорі* (International Reference Stars – IRS), *Опорні радіозорі* (Radio Reference Stars – RRS2). Роботи за цими програмами завершилися створенням трьох каталогів: Зведеного каталогу положень і власних рухів 5115 зір (Compiled Catalogue of Positions and Proper Motions of 5115 Bright Stars for Epoch and Equinox J2000.0); Каталогів положень 6600 зір IRS; Каталогів положень 2000 зір RRS2.

Паралельно В.В. Тельнюк-Адамчук переробляв свій каталог "Положення і власні рухи 520 навколополюсних зір". Ще в процесі роботи над каталогом і проведення досліджень Володимир Володимирович знайшов істотні відхилення в положеннях і власних рухах зір нового на той час каталогу AGK3 у його полярній зоні, що стало мотивом для перероблення каталогу. Учений звільнив каталог від помилок і перевів його на систему FK5, тобто на епоху й рівнодення J2000.0, а це дало змогу підтвердити припущення про існування пробілів у полярній зоні. У середині 90-х років В.В. Тельнюк-Адамчук спільно з О.А. Молотаєм і американським астрономом Таффом (L.G. Taff) повернулися до цієї проблеми: вони розширили до 10° зону навколо полюса, залучили нові спостережні дані, у тому числі здобуті за допомогою Карлсберзького меридіанного круга (CAMC) і космічного апарата HIPPARCOS. Результатами цієї роботи став каталог положень і власних рухів 4272 навколополюсних зір зі схиленнями $\delta \geq 80^\circ$ (Compiled Catalogue of Positions and Proper Motions of 4272 Stars north of $\delta = 80^\circ$) і висновок, що викривлення координатної сітки в полярній зоні має місце для всіх сучасних каталогів, які базуються на наземних спостереженнях.

У 70-і роки минулого сторіччя розвиток радіоастрометрії поставив перед класичною астрометрією низку проблем, серед яких одне з перших місць займала проблема, як визначати точні положення слабких радіоджерел ($16\text{--}18^m$) у фундаментальній оптичній системі координат. Учені дійшли висновку, що треба визначати орієнтацію цієї системи відносно радіоінтерферометричної системи (VLBI). В.В. Тельнюк-Адамчук, за участю співробітників Інституту прикладної астрономії Російської академії наук, запропонував особливу програму КОНФОР (Connection of Frames in Optics and Radio). Мета програми – створити основу для визначення координат радіоджерел, спираючись на концепцію системи опорних зір на пластинках із зображеннями радіоджерел.

Була виконана величезна робота: складено списки опорних зір, залучено багато обсерваторій для фотографування, підготовлено бази даних оптичних і VLBI-спостережень радіозір, позагалактичних радіоджерел, були визначені кути взаємної орієнтації VLBI- і FK5-систем координат на небі. Ці визначення на той час були одними з перших і досить надійних і широко цитувалися у світовій астрономічній літературі.

Одним з основних пунктів у його особистому перспективному плані були спостереження повних сонячних затемнень. Учений брав активну участь у спостереженнях цих явищ на Чукотці (1971 і 1990 рр.), у Мексиці (1991 р.), Румунії (1999 р.). За результатами спостережень такого роду можна визначати радіус Сонця. Останнім часом інтерес до цієї проблеми поживався у зв'язку з теоретичними й спостережними роботами стосовно вивчення осциляцій Сонця, дефіциту сонячних нейтрино та ін.

В.В. Тельнюк-Адамчук – автор 180 статей і кількох книг, написаних у співавторстві з колегами. За роботу з яскравих зір його нагороджено премією АН України ім. М.П. Барабашова. У 1992 р. Володимир Володимирович захистив на засіданні Спеціалізованої вченої ради (ГАО НАН України, Київ) докторську дисертацію "Зведені каталоги навколополюсних та яскравих зір і зв'язок радіоінтерферометричної та оптичної систем відліку".

Результати його спостережень, роботи в галузі фундаментальної астрометрії, прогнозування сонячної активності та ін. здобули широке визнання – він був обраний членом Міжнародної астрономічної спілки (МАС) і членом комісії № 8 МАС. Як член МАС брав участь в асамблеях у Кіото (Японія, 1997 р.), Манчестері (Велика Британія, 2002 р.). Учений виконував обов'язки представника України у фінансовому комітеті XXII Генеральної асамблеї МАС і національного представника в роботі XXIII Генеральної асамблеї МАС. Володимир Володимирович був членом Спеціалізованої ради із захисту докторських дисертацій у ГАО НАН України, віцепрезидентом Української астрономічної асоціації (УАА) протягом 1991–2001 рр.

В.В. Тельнюк-Адамчук втілював у собі найкращі риси українського інтелігента: глибоке знання історії України, літератури, мистецтва, любов до рідної мови. Володимир Володимирович піклувався про чистоту української мови, особливо щодо наукової термінології. Він доклав багато часу й сил, працюючи в колективі, який створив чудовий академічний російсько-український термінологічний словник. Спільно з І.А. Климишиним він видав "Шкільний астрономічний довідник", потрібний викладачам, школярам, студентам, лекторам – популяризаторам астрономічних знань.

Володимир Володимирович у спілкуванні справляв враження зібраної, організованої, життєрадісної людини. Він був залюблений у музику. Також Володимир Володимирович добре грав у шахи, плавав, веслував на байдарці, був гарним велосипедистом, лижником, затиєм, невтомним туристом.

Передчасна смерть Володимира Володимировича, одного з провідних наукових співробітників обсерваторії, – тяжка втрата для науки. Він пішов із життя, сповнений надій, задумів, планів. Ім'я його посяде гідне місце в історії астрономії, а в космічному просторі вічно існуватиме мала планета (7633) *Володимир*, названа на честь В.В. Тельнюка-Адамчука.

О. К. Осипов, М.І. Буромський

Наукове видання



ВІСНИК КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуски 41-42

Редактор Н.Земляна

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

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

Засновник та видавець – Київський національний університет імені Тараса Шевченка. Свідоцтво Міністерства інформації України про державну реєстрацію засобів масової інформації КІ № 251 від 31.10.97. Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", директор Г.Л.Новікова. Адреса ВПЦ: 01601, Київ, б-р Тараса Шевченка, 14, кімн. 43. ☎ (38044) 239 3172, 239 3222; факс 239 3128



Підписано до друку 2.12.05. Формат 60x84^{1/8}. Вид. № 1. Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Наклад 500. Ум. друк. арк. 10. Зам. № 25-3014.

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"
01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43,
☎ (38044) 239 3222; (38044) 239 3172; (38044) 239 3158; факс (38044) 239 3128
E-mail: vydav_polygraph@univ.kiev.ua
WWW: <http://vpc.univ.kiev.ua>