

Наведено результати оригінальних досліджень з питань фізики Сонця, релятивістської астрофізики, астрометрії, кометної астрономії.

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

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

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

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В.М. Івченко, д-р фіз.-мат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	Б.І. Гнатик, д-р фіз.-мат. наук (заст. відп. ред.); М.І. Пішкало, канд. фіз.-мат. наук (відп. секр.); Д.П. Дума, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.М. Єфіменко, канд. фіз.-мат. наук; В.І. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.; Г.П. Міліневський, д-р фіз.-мат. наук; В.В. Клецонок, канд. фіз.-мат. наук; Р.І. Костик, д-р фіз.-мат. наук, чл.-кор. НАН України; В.Г. Кручиненко, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.Г. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук; С.Л. Парновський, д-р фіз.-мат. наук; К.І. Чурюмов, д-р фіз.-мат. наук, проф., чл.-кор. НАН України
Адреса редколегії	04053, Київ-53, вул. Обсерваторна, 3, Астрономічна обсерваторія, ☎ (38044) 486 26 91, 486 09 06, адреса електронної пошти: pish@observ.univ.kiev.ua
Затверджено	Вченою радою Астрономічної обсерваторії від 26.06.06 (протокол № 11)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 01-05/9 від 08.09.99
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КІ № 251 від 31.10.97
Засновник та видавець	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
Адреса видавця	01601, Київ-601, 6-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43 ☎ (38044) 239 31 72, 239 32 22; факс 239 31 28

ЗМІСТ

Є. Венглінський, В. Лозицький, О. Сліпченко

Вимірювання сонячних магнітних полів методом комп'ютерного сканування зеєман-спектрограм4

Є. Курочка, О. Осика, В. Лозицький

Магнітні поля та турбулентні швидкості у різних фазах розвитку сонячного спалаху8

М. Пішкало

Відновлення орієнтації геліосферного струмового шару за числами Вольфа.....12

Б. Гнатик, Л. Задорожна

Нетеплове випромінювання надпровідних космічних струн у замагніченому міжгалактичному середовищі15

Б. Гнатик, Н. Ковтун

Астрофізичні вияви колапсу нейтронної зорі в чорну діру.....20

Г. Іващенко, В. Жданов

Лагранжіан космологічного скалярного поля з узагальненим кінетичним членом і спостереження наднових23

І. Ізотова, С. Парновський

Ізольовані галактики: порівняння темпів поточного зореутворення, визначених за випромінюванням у радіоконтинуумі та далекому інфрачервоному діапазоні28

Т. Вовкогон, В. Жданов

Зображення однакової яскравості в гравітаційній лінзі Чанга – Рефсдала31

С. Хміль

Про спостереження гравітаційних лінз на орбітальному телескопі34

В. Жданов, О. Александров, О. Федорова, С. Хміль

Дослідження гравітаційно-лінзових систем у Київському національному університеті імені Тараса Шевченка.....36

О. Федорова

Параметри джерела в гравітаційно-лінзовій системі Q2237+0305 та події зі значним підсиленням.....39

В. Кручиненко, К. Чурюмов, Л. Чубко

Штучний вибуховий кратер на ядрі комети 9p/Темпеля та деякі проблеми кратероутворення.....45

С. Парновський, А. Тугай

Описання нового списку пекулярних швидкостей галактик з каталогу RFGC (англ. мовою)51

В. Івченко, В. Єфіменко, М. Буромський, В. Данилевський,

Г. Кіліч, В. Клецонок, В. Лозицький, Ю. Тарануха, А. Сухоруков, К. Чурюмов

Спостереження повного затемнення сонця 29 березня 2006 року експедицією київського національного університету імені Тараса Шевченка.....54

Пам'яті Мусатенка Сергія Івановича57

CONTENTS

Venglinsky E., Lozitsky V., Slipchenko O.

Solar magnetic field measurements using the computer scanning of the zeeman spectrograms4

Kurochka E., Osyka O., Lozitsky V

Magnetic fields and turbulent velocities for different phases of a solar flare8

Pishkalo M.

Reconstruction of the heliospheric current sheet orientation using sunspot numbers12

Hnatyk B., Zadorozhna L.

Non-thermal radiation from superconducting cosmic strings in intergalactic magnetized medium15

Hnatyk B., Kovtun N.

Astrophysical signatures of the collapse of neutron star into black hole20

Ivashchenko G., Zhdanov V.

Cosmological scalar field Lagrangian with a generalized kinetic term and supernovae observations23

Izotova I., Parnovsky S.

Isolated galaxies: comparison of the current star formation rates derived from the galaxy luminosity
in the far infrared range and from the galaxy luminosity in the radio range28

Vovkogon T., Zhdanov V.

Equal brightness images in the Chang-Refsdal gravitational lens31

Khmil S.

On observations of gravitational lenses with a space telescope34

Zhdanov V., Alexandrov A., Fedorova E., Khmil S.

Investigations of gravitational lens systems in Kyiv Taras Shevchenko National University36

Fedorova E.

Source parameters in gravitational lens system Q2237+0305 and high amplification events39

Kruchynenko V., Churyumov K., Chubko L.

The artificial explosive crater on the comet 9P/Tempel nucleus and some problems of the craters formation45

Parnovsky S., Tugay A.

Description of the new list of peculiar velocities of RFGC galaxies51

Ivchenko V., Yefimenko V., Buromsky M., Danylevsky V., Kilic H.,

Kleshchonok V., Lozitsky V., Taranukha Yu., Sukhorukov A., Churyumov K.

Observations of the total solar eclipse on March 29, 2006 by the expedition
of the Kyiv Taras Shevchenko National University54

In memory of C.I. Musatenko57

ВИМІРЮВАННЯ СОНЯЧНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ МЕТОДОМ КОМП'ЮТЕРНОГО СКАНУВАННЯ ЗЕЄМАН-СПЕКТРОГРАМ

Вивчаються можливості застосування комп'ютерного сканера 'Epson Perfection Photo 2400' для точного вимірювання положень спектральних ліній на скляних зеєман-спектрограмах. З'ясовано, що при розділенні сканера 2400 пікселів на дюйм і дисперсії на спектрограмах 40–80 пм/мм досягається цілком прийнятна точність вимірювань магнітних полів, біля ± 0.7 сТл по лініях з факторами Ланде $g = 2.5\text{--}3$. Вивчення вузьких телуричних ліній H_2O показало, що турбуленція повітря в камерній частині ешельного спектрографа ГСТ, а також нестабільність кроку сканування використаного сканера мають нормальний розподіл зі стандартним відхиленням 0.94 пікселя.

The possibilities of the computer scanning using the 'Epson Perfection Photo 2400' scanner for exact measurements of the wavelengths of spectral lines on glass Zeeman-spectrograms are studied. It was shown that the scanner's resolution 2400 pixels per inches and dispersion on spectrograms of 40–80 pm/mm give the suitable accuracy of the magnetic field measurements, about ± 0.7 cT for lines with Lange factors $g = 2.5\text{--}3$. As it follows from an investigation of the telluric H_2O lines, the air turbulence in solar Echelle spectrograph and step instability of the scanning have the normal distribution with standard deviation of 0.94 pixel.

Вступ. Усі методи вимірювання сонячних магнітних полів, що базуються на використанні ефекту Зеємана, зводяться до прямого або непрямого вимірювання зеєманівського розщеплення $\Delta\lambda_n$ у магніточутливих спектральних лініях [8]. Прямі вимірювання цього розщеплення є більш надійними, однак вимагають даних про розподіл інтенсивності у сфері спектральної лінії. Такий розподіл можна оцінити візуально, зафіксувати фотографічно або зареєструвати фотоелектрично [5, 6, 13, 14]. В основі непрямих методів лежить ідея Бебкока [10] про те, що оцінити величину $\Delta\lambda_n$ можна з вимірювань поляризації у двох фіксованих точках крила магніточутливої лінії, які потім калібруються (за деяких спрощувальних припущень) безпосередньо у величинах напруженості магнітного поля.

У нашій роботі вивчається питання реальної точності вимірювань зеєманівських розщеплень при фотографічних спостереженнях сонячних магнітних полів. При таких вимірюваннях спектр Сонця з вибраними для аналізу магніточутливими лініями фотографується у світлі ортогональних кругових або лінійних поляризацій, і отримані зеєман-спектрограми детально аналізуються з метою визначення на них величини зеєманівського розщеплення $\Delta\lambda_n$, тобто фактично – величини магнітного поля В. З аналізу таких спектрів можна отримати також інші магнітні характеристики, зокрема, кут між променем зору та силовою лінією, фактор заповнення площі апертури магнітними елементами (при неоднорідній структурі магнітного поля) тощо [6, 11].

Є кілька факторів обмеження точності фотографічних вимірювань. Передусім, це турбулентні рухи повітря в спектрографі (коли в ньому немає вакууму). Ці рухи приводять до випадкових зміщень зображень спектральних ліній у фокальній площині камери спектрографа. Деякі (дуже незначні) відносні зміщення ліній можливі й при проявленні фотопластинок – унаслідок розмокання фотоемульсії в розчинах проявника та фіксажу, промивання їх водою та просушування спектрограми у вертикальному положенні. Безперечно, обмежує точність фотографічних вимірювань і зернистість фотоемульсії. Усі ці фактори в кожному конкретному випадку залишаються, як правило, не до кінця з'ясованими. Поодинокі фотометричні розрізи спектральних ліній, отриманих за допомогою одноканального мікрофотометра (напр., МФ-4), як правило, не достатньо для статистичної оцінки реальної точності вимірювання спектральних зміщень на спектрограмах.

Комп'ютерне сканування спектрограм замість фотометрування на мікрофотометрі або мікроденситометрі для наукового аналізу спектрів до цього часу практично не використовувалось, хоча комп'ютерна цифрова техніка вже стала звичайною в геліофізиці та астрофізиці [12]. Комп'ютерний сканер за своїм первісним призначенням є, по суті, лише типографським пристроєм, а не науковим приладом. Для наукового аналізу, зокрема для таких прецизійних вимірювань, як вимірювання спектральних зміщень (режим лямбда-метра), важлива рівномірність механічного пересування сканувальної головки сканера аналогічно тому, як при нарізанні дифракційних ґраток – рівномірність нанесення штрихів на заготовку ґратки різцем спеціального прецизійного станка. Параметри такої рівномірності не належать до технічних характеристик сканерів. Вони можуть суттєво відрізнятися на практиці як для різних моделей сканерів, так і для різних екземплярів однієї й тієї ж моделі. Тому важливо оцінити рівномірність за допомогою незалежних вимірювань. Найпростішим способом її оцінки є сканування ділянок сонячного спектра з вузькими телуричними лініями. Ці лінії мають вигляд своєрідних тонких штрихів на спектрограмах, нанесених на фотопластинку в строго певних місцях, без суттєвих доплерівських зміщень.

Матеріал спостережень і методика його опрацювання. Вивчався спектр великої сонячної плями 25 березня 1991 р. Він був сфотографований о 12^h 11^m UT з аналізатором кругової поляризації на ешельному спектрографі горизонтального сонячного телескопа (ГСТ) Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Сонячний телескоп і спектрограф було створено співробітниками обсерваторії у 1954 р. [7], а потім неодноразово модернізовано [2, 3]. Установку призначено для отримання спектрів активних утворень на Сонці в інтервалі довжин хвиль 350–660 нм. Практична просторова роздільна здатність інструмента залежить від атмосферного дрижання зображення, яке, як правило, становить 3–5 с дуги. Весь досліджуваний спектр отримують за одну експозицію (1–30 с) на пластинках розміром 240×180 мм або 240×240 мм. Практична спектральна роздільна здатність ешельного спектрографа близька до теоретичної й дорівнює 3 пм у зеленій області спектра і 5 пм – у червоній [4].

На ГСТ передбачено можливість візуальних і фотографічних спостережень сонячних магнітних полів. При цьому використовують поляризаційну мозаїку В. Скоморовського [9] з шириною смужок 0.4 мм і чвертьхвильову пластинку з кварцу, розраховану на лінію FeI 525.02 нм. Дослідження такої пластинки показало, що її фазові властивості є досить задовільними (з глибиною модуляції поляризації не менше 95 %) не тільки для $\lambda = 525.02$ нм, але й для всієї області 400–660 нм [1]. Мозаїку й пластинку встановлюють під час спостережень перед вхідною щільною спектрографом.

Сканування спектрограми здійснювалось за допомогою комп'ютерного сканера "Epson Perfection Photo 2400". Він дає розділення 2400 пікселів на дюйм, тобто 96 пікселів/мм. Після сканування спектрів їх зображення формувались і

підготовлялись для подальшого аналізу за допомогою пакету програм Photoshop. Зокрема, вирізались з усього масиву просканованого спектра найвужчі ділянки з вибраними спектральними лініями, для них підбирався оптимальний контраст зображення, правильна орієнтація зображення щодо напрямку зростання довжини хвилі тощо (рис. 1).

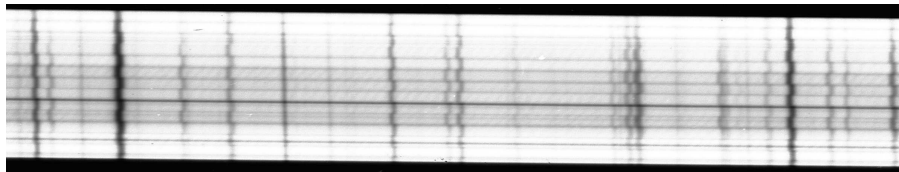


Рис. 1. Фрагмент зєсман-спектрограми, який показує спектр дослідженої сонячної плями в діапазоні довжин хвиль $\lambda = 568.8\text{--}569.8$ нм. Видно, що в деяких ліній є значне за величиною зєсманівське розщеплення. Найінтенсивніша з ліній, яка тут не розщеплена – це FeI 569.1509 нм ($g = 0$)

Перший досвід роботи зі сканером засвідчив, що таким чином можна дуже швидко опрацьовувати великий обсяг спектральної інформації – набагато швидше, ніж з мікрофотометром. Для кількісного аналізу цієї інформації з виділенням окремих мікросканів (що відповідають окремим пікселям) використовувався інший пакет програм – Matlab. Проілюструємо на конкретних прикладах деякі етапи роботи з цим пакетом.

Спочатку треба вирівняти сканограму таким чином, щоб зображення спектральних ліній були вертикальними. Для цього, ввівши в комп'ютер команду

s1=spektr(100,:); plot(s1),
вивести на графік, наприклад, 100-й розріз спектрограми (рис. 2). (1)

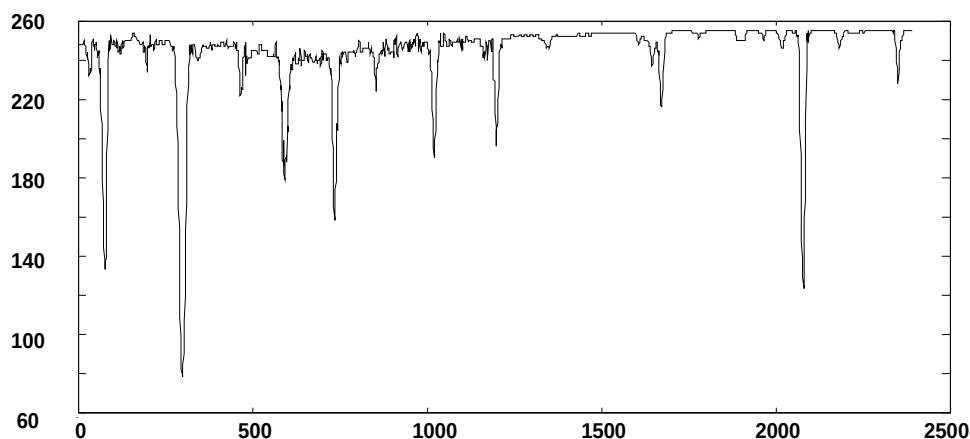


Рис. 2. Графік s1 100-го розрізу спектрограми, який відповідає тій самій ділянці спектра, що й на рис. 1. По осі абсцис зазначено умовні довжини хвиль у номерах пікселів, а по осі ординат – значення почорнінь на спектрограмі в умовних одиницях

Бачимо, що горизонтальна координата немагнітної лінії FeI 569.15 дорівнює приблизно 750-му пікселю. Локалізуємо цю лінію точніше:

i=700:800; s2=spektr(100,i); plot(s2). (2)

Після такої команди на екран виводиться укрупнене зображення немагнітної лінії (рис. 3).

Далі знайдемо мінімальне значення інтенсивності немагнітної лінії:

>> [a,b]=min(s2), a=158, b=38. (3)

У даному розрізі мінімальній інтенсивності немагнітної лінії, що дорівнює 158 одиниць, відповідає 38-й піксель.

Тепер знайдемо, якому пікселю відповідає найменша інтенсивність тієї самої лінії на п'ятисотому розрізі:

>> s3=spektr(500,i); >> [a,b]=min(s3), (4)

a = 176, b = 45. Ми бачимо, що на п'ятисотому розрізі мінімальній інтенсивності 176 у сфері немагнітної лінії відповідає 45-й піксель. Треба здійснити поворот сканограми на кут

>> (45-38)/(500-100), ans = 0.0175. (5)

Складаємо програму повороту сканограми:

tga=0.0175; tgb=-tga*180/pi; sp1=imrotate(spektr,tgb). (6)

Спектрограма sp1 має вертикальні спектральні лінії, що відповідають $\lambda = \text{const}$. Перевіряємо вертикальність лінії на спектрограмі sp1:

>> s4=sp1(100,i); >> [a,b]=min(s4), a = 224, b = 47. (7)

>> s3=sp1(500,i); >> [a,b]=min(s3), a = 216, b = 48. (8)

Бачимо, що на повернутій спектрограмі лінії практично вертикальні (47-й та 48-й пікселі). Весь формат сканограми sp1 становить тут 601×2405 пікселів. Для визначення центра ваги (відстані c(i) між центрами ваги двох спектральних ліній залежно від номера спектрального розрізу) спектральної лінії використовується послідовність таких команд: sp1=double(sp1); i=60:500; j1=250:340; j2=732:760; a1=sp1(i,j1); a2=sp1(i,j2); for i=1:441; b1(i,:)=mean(a1(i,:))-a1(i,:); b2(i,:)=mean(a2(i,:))-a2(i,:); end; for i=1:441; for j=1:91; if b1(i,j)<0 b1(i,j)=0; end; end; for j=1:29; if b2(i,j)<0; b2(i,j)=0; end; end; end; for i=1:441; s=0; for j=1:91; s=s+j*b1(i,j); end; c1(i)=s/trapz(b1(i,:)); s=0; for j=1:29; s=s+j*b2(i,j); end; c2(i)=s/trapz(b2(i,:)); c(i)=c2(i)-c1(i); end;

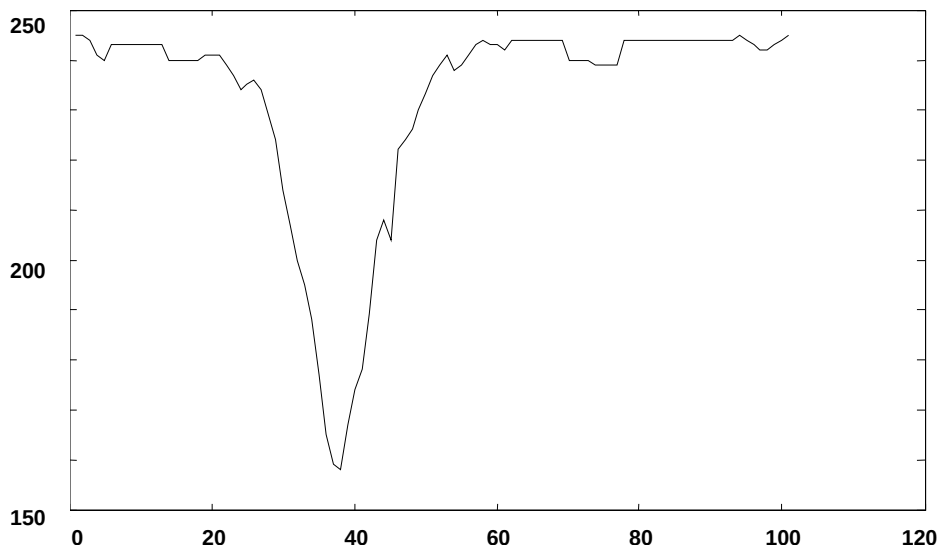


Рис. 3. Профіль немагнітної лінії Fe I 569.15 у сотому розрізі, поданий крупним планом завдяки розтягненню масштабу по осі абсцис у 25 раз порівняно з рис. 2

Звідси можна знайти відносні положення "центрів ваги" для різних спектральних ліній. Особливо цікаво це зробити для довільної пари телуричних ліній на багатьох фотометричних розрізах, щоб виявити можливі інструментальні похибки всієї системи, що складається зі спектрографа, фотопластинки й сканера.

Рис. 4 ілюструє отримані результати для пари телуричних ліній H_2O 588.8703 нм та 589.9919 нм для 460 спектральних розрізів. Як видно з рисунка, виявлені відхилення від середнього значення мають нормальний розподіл зі стандартним відхиленням дещо менше одного пікселя (0.94 пікселя = 0.70 нм). Якщо припустити, що одна з цих двох ліній є магніточутливою з фактором Ланде $g = 3.0$, то на основі відомої формули

$$\Delta\lambda_H = 4.67 \times 10^{-8} g \lambda^2 B \quad (9)$$

(де $\Delta\lambda_H$ та λ виражено в нанометрах, а B – у теслах) знаходимо, що при $2\Delta\lambda_H = 7 \times 10^{-4}$ нм буде $B = 0.7$ сТл. Тобто реальною похибкою фотографічних вимірювань з використанням комп'ютерного сканування буде похибка на рівні ± 0.7 сТл (± 70 Гс). Така похибка є типовою для фотографічних вимірювань по спектральних лініях візуальної області спектра. Лише при вимірюваннях по лініях інфрачервоної області ця похибка може бути значно меншою, біля ± 20 Гс.

Як приклад на рис. 5 показано один з випадків реєстрації розподілу зєсманівського розщеплення в лінії $D_1 \text{ NaI}$ 589.5923 нм уздовж напрямку вхідної щілини, отриманий описаним вище методом комп'ютерного сканування. Максимальна амплітуда цього розщеплення – 120 мТл. Видно, що таким методом добре відтворюється не лише загальний тренд у зміні величини магнітного поля від однієї смужки поляризаційної мозаїки до іншої, але й деякі більш тонкі особливості всередині кожної смужки мозаїки, обумовлені, напевно, як реальними змінами поля, так і інструментальними ефектами, зокрема наявністю на смужках мозаїки спеціальних штрихів для калібрування полярностей магнітного поля.

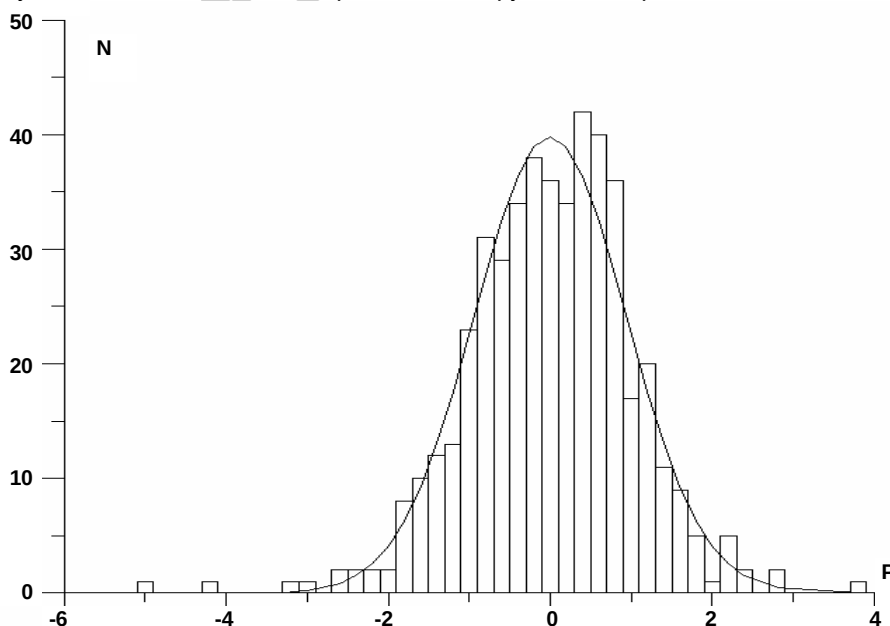


Рис. 4. Відхилення від середнього значення відстані між "центрами ваги" двох телуричних спектральних ліній H_2O 588.8703 нм та 589.9919 нм для 460 спектральних розрізів. Один піксель відповідає 0,75 нм. Положення "центрів ваги" однієї з цих ліній апроксимувалося прямою лінією. N – кількість відхилень, що попадають у певний діапазон значень (через 0.2 пікселя). Гістограма апроксимується гауссіаном зі стандартним відхиленням 0.94 пікселя

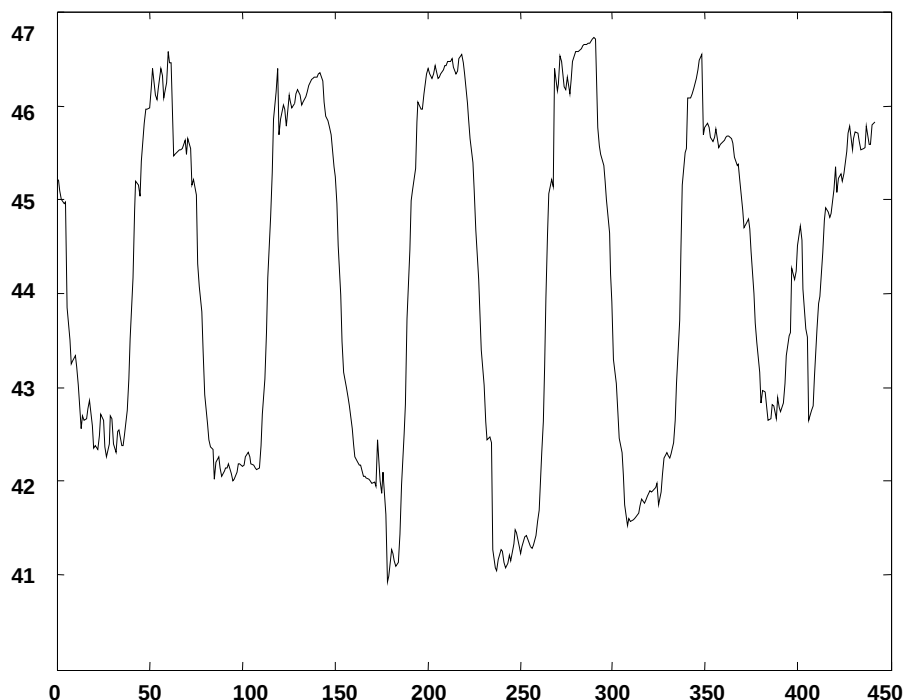


Рис. 5. Зареєстрована зміна величини подвоєного зєсманівського розщеплення вздовж напрямку вхідної щілини спектрографа. По осі абсцис зазначено умовні номери фотометричних розрізів (у пікселях), по осі ординат – відстань між центрами ліній (також у пікселях)

Висновки. Проведене вивчення можливостей комп'ютерного сканування показало, що сканери типу "Epson Perfection Photo 2400" є цілком прийнятними для точного вимірювання положень спектральних ліній на скляних зєсман-спектрограмах. З'ясовано, що при розділенні сканера 2400 пікселів на дюйм і дисперсії на спектрограмах 40–80 пм/мм досягається точність вимірювань магнітних полів біля ± 0.7 сТл по лініях з факторами Ланде $g = 2.5\text{--}3$. Вивчення вузьких телуричних ліній H_2O показало, що турбуленція повітря в камерній частині ешелюного спектрографа ГСТ, а також нестабільність кроку сканування використаного сканера мають нормальний розподіл зі стандартним відхиленням 0.94 пікселя.

Можна очікувати, що комп'ютерне сканування спектрограм може дати багато нової інформації у тому випадку, коли є необхідність одночасного аналізу багатьох спектральних ліній, а також багатьох ділянок Сонця [5, 6]. Так, для досліджень неоднорідності магнітного поля по глибині слід використовувати спектральні лінії, що мають різні висоти формування в атмосфері Сонця. Для діагностики просторово нероздільної (субтелескопічної) структури магнітного поля використовуються спектральні лінії, що мають практично однакову глибину залягання й температурну чутливість, але різні фактори Ланде. Для вивчення розподілу термодинамічних умов по глибині в атмосфері краще одночасно аналізувати лінії нейтральних елементів та йонів. Чим більше спектральних ліній використовується при аналізі, тим реалістичнішою буде шукана модель атмосфери чи магнітного поля. Саме тому можна очікувати, що подальше вдосконалення методики комп'ютерного сканування спектрограм дозволить вивести спектроскопію активних сонячних утворень (особливо в тому випадку, коли доводиться аналізувати дані в їх традиційній формі зберігання – на скляних чи плівкових спектрограмах) на суттєво новий, вищий рівень.

1. Барановский Э.А., Лоцицкий В.Г. Магнитные поля и термодинамические условия в солнечной вспышке 8 июня 1989 года // Кинематика и физика небес. тел. – 1991. – Т. 7. – № 3. – С. 52–58.
2. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета / Е.В. Курочка, Л.Н. Курочка, В.Г. Лоцицкий та ін. // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. – 1980. – Вып. 22. – С. 48–56.
3. Курочка Л.Н., Лоцицкий В.Г., Лоцицкий В.Г., Нагулин Ю.С. Одновременные наблюдения солнечного спектра в инфракрасной и видимой областях с помощью нового эшелюного спектрографа // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. – 1988. – Вып. 30. – С. 46–50.
4. Лоцицкий В.Г., Лоцицкий В.Г. Об инструментальном контуре эшелюного спектрографа горизонтального солнечного телескопа Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. – 1982. – Вып. 24. – С. 41–44.
5. Лоцицкий В.Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел. – 1986. – Т. 2. – № 1. – С. 28–35.
6. Лоцицкий В.Г. Сильные магнитные поля в мелкомасштабных структурах и вспышках на Солнце: Дисс. д-ра физ.-мат. наук: 01.03.03. – Киев, 2003.
7. Полупан П.Н. Солнечная установка // Публ. Киев. Астрон. обсерв. – 1962. – № 10. – С. 59–64.
8. Северный А.Б. Некоторые инструментальные вопросы измерения магнитных полей Солнца и звезд // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 1977. – Т. 56. – С. 142–148.
9. Скоморовский В.И. Мозаика для измерения магнитных полей // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. – 1974. – Вып. 26. – С. 220–221.
10. Babcock H. W. The solar magnetograph // Astrophys. J. – 1953. – Vol. 118. – P. 387–396.
11. 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.
12. Roudier Th., Malherbe J., November L. atc. Intergranular plumes and formation of network bright points // Astron. Astrophys. – 1997. – Vol. 320. – № 2. – P. 605–611.
13. Socas-Navarro H. Multiline Stokes analysis for the study of small-scale solar magnetic fields // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 613. – P. 610–614.
14. Stenflo J.O., Harvey J.W., Brault J.W., Solanki S. Diagnostics of solar magnetic fluxtubes using a Fourier transform spectrometer // Astron. Astrophys. – 1984. – Vol. 131. – № 2. – P. 333–346.

Надійшла до редколегії 16.01.06

МАГНІТНІ ПОЛЯ ТА ТУРБУЛЕНТНІ ШВИДКОСТІ У РІЗНИХ ФАЗАХ РОЗВИТКУ СОНЯЧНОГО СПАЛАХУ

Для сонячного спалаху 5 листопада 2004 р. балу M4.1/1B знайдено значне ослаблення магнітного поля протягом 10 хв (починаючи з фази максимуму) та зростання в той же час турбулентних швидкостей, що підтверджено аналізом ешелєвих зєсман-спектрограм, отриманих на горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. На основі спостережень профілів десяти спектральних ліній FeI, FeII, CrII, SrII and TiII побудовано напівемпіричну модель спалаху, яка має два вузькі гарячі шари, що залягають у нижній та верхній фотосфері. Гострий максимум турбулентних швидкостей у даній моделі існує на рівні $\lg \tau(5000) \approx -1.5$, що свідчить про нерівномірну турбулізацію товщі фотосфери.

For M4.1/1B solar flare on 5 November, 2004 we found considerable magnetic field decreasing during ten minutes of flare (from flare peak to post-peak phase), and also turbulent velocity increasing for the same time. Our conclusion follows from analysis of the Echelle Zeeman spectrograms obtained with horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of Kyiv Shevchenko National University. Semi-empirical model of the flare based on the data for about ten lines of FeI, FeII, CrII, SrII and TiII has two narrow hot flare layers placed at low and upper photosphere. The flare had disturbed the photosphere range very irregularly – a sharp maximum of turbulent velocities had occurred at level of $\lg \tau(5000) \approx -1.5$.

Вступ. У статті досліджуються фізичні умови в сонячному спалаху середньої потужності. Сонячні спалахи виникають, як правило, в активних областях з ускладненою та швидкозмінною структурою магнітного поля [7]. Найбільш яскраві спалахові вузли з'являються, в основному, біля нейтральної лінії подовжнього магнітного поля, у місцях з його високими горизонтальними градієнтами та різким поворотом вектора трансверсального поля. Після спалаху спостерігається спрощення структури магнітного поля та зменшення його горизонтальних градієнтів. Ці особливості, знайдені магнітографічним методом, більше стосуються навколишніх ділянок поблизу спалахів і найбільш чітко спостерігаються лише у найпотужніших спалахах. У самому ж спалаху виміряти надійно поле звичайними методами досить складно внаслідок суттєвих немагнітних змін спектральних ліній.

Нові дані про структуру та еволюцію магнітних полів у спалахах були отримані спектрально-поляризаційним методом [19, 20]. На основі детального аналізу комбінацій профілів Стокса I $\pm V$ магніточутливих ліній FeI 524.71 та 525.02 нм у спалаху 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_ϕ залишалась незмінною (± 90 мТл) принаймні впродовж 30 хв. Фактор заповнення α силових трубок монотонно зменшувався з розвитком спалаху, що може вказувати на поступове "вигорання" маломасштабної компоненти в процесі спалаху. Зменшення магнітної енергії у спалаху становило 6×10^{21} Дж, що добре узгоджується з оцінками енергії оптичних сонячних спалахів за даними інших авторів.

Указані вище лінії FeI формуються в області середньої фотосфери. Для дослідження більш високих шарів атмосфери використовуються інші лінії металів, у тому числі ті, що дають у ядрах вузькі емісійні піки в місцях найяскравішої емісії спалахів. У цілому ж емісійні лінії утворюються в різних областях хромосфери та фотосфери. Такі області порівняно з атмосферою спокійного Сонця мають дещо відмінні фізичні характеристики: температуру, густину й турбулентну швидкість. Причому ці характеристики можуть змінюватися з висотою: у спалахах можуть існувати області з підвищеними та зниженими температурою та густиною. З розвитком спалаху параметри таких областей можуть змінюватися [8]. Спостереження з просторовим розділенням біля 2 с дуги показали, що видимий спалах є дуже неоднорідним утворенням: він складається з окремих ядер, що можуть мати одночасно червоні та сині спектральні зміщення [13].

Результати розрахунків профілів ліній у моделях залежно від оптичної глибини τ дали змогу з'ясувати зміну фізичних умов з геометричною глибиною в атмосфері та знайти місця утворення спалахових областей. Виявилось, що ці області можуть складатись з окремих тонких температурних шарів і мати неоднорідний розподіл швидкостей [1, 4, 8, 11, 16]. Спостереження у фраунгоферових лініях за 2 год до початку спалаху показали вигин бісекторів у профілях Стокса I у фіолетову сторону, що відповідає висхідним потокам речовини [3]. Під час спалаху вигин зникає і бісектор перетворюється на пряму лінію, що може вказувати на пригнічення рухів підсиленням магнітним полем. Дійсно, прямі вимірювання магнітного поля за зєсманівським розщепленням стоксових профілів $I \pm V$ показали, що протягом спалахів відбуваються зміни магнітного поля двох типів: а) поступове зменшення величини магнітного поля від початку спалаху до його кінця, пов'язане, очевидно, з теоретично очікуваною дисипацією магнітної енергії в процесі спалаху; б) різке зростання його величини (до 155–180 мТл) протягом кількох хвилин максимальної фази спалаху [6]. Процес типу б) спостерігається як у області фотосфери за межами плям, так і в плямах, і поки що не має задовільного пояснення в теорії спалахів. Область підсиленого магнітного поля може бути дуже тонкою за глибиною. Так, у досить потужному спалаху балу M6.4/3N геометрична товщина такої області була лише 90 км, а магнітне поле зростало в ній стрибкоподібно у 8 разів (з 20 до 160 мТл) [17].

При вивченні профілів бальмерівських ліній водню та ліній металів SiI, FeI, K CaII [16] знайдено, що на початку спалаху за 40 с до появи жорсткого рентгенівського випромінювання спостерігається рух речовини вгору, а після максимуму випромінювання – униз. Причому швидкості для водню та однократно іонізованого кальцію становлять 10–30 км/с, а металів – 1 км/с. Такі рухи в лінії H α пояснюються в роботі [14] тим, що це є виявом утворення хромосферної конденсації товщиною всього 5 км, розташованої на висотах від 1425 до 1390 км за моделлю VAL [23]. Температура в ній змінюється від 7000 до 15000 °K. Хромосферна конденсація використовується також для пояснення випромінювання в континуумі білих спалахів [15], при цьому її товщина – від 5 до 100 км, а температура – до 10^4 °K. Слід зауважити, що така конденсація має бути розташована на висоті приблизно 2000 км, і вона не пояснює випромінювання в лініях металів, які формуються глибше – у фотосфері.

Лінії FeI 525.0, 532.4, 557.6, 616.5 та CaI 559.0 і 610.3 нм вивчалися при дослідженні спалаху балу 2N [9]. Було зроблено висновок, що центр лінії визначається в основному температурним фактором, а крила – неоднорідностями

фотосферного магнітного поля. При цьому магнітне поле зростає з глибиною, досягаючи $B = 300$ мТл на глибині $\tau(5000) = 1$ (тобто на висоті $H = 0$), і стає близьким до нуля на $H = 400$ км.

Аналіз стоксових профілів $I \pm V$ та $I \pm Q$ дев'яти ліній HІ, FeI та FeII у спалаху балу 2В показав, що структура магнітного поля була дуже неоднорідною як у горизонтальному напрямку, так і по висоті [20]. Максимуми магнітного поля (390 мТл) і температури (7200 °К) практично збігалися за висотою та знаходились у зоні температурного мінімуму. Для пояснення спектральних ефектів одночасно в магніточутливих і немагнітних лініях, у модель магнітного поля вводилась ще одна компонента, напруженості в якій були приблизно у два рази слабші, ніж у сильній компоненті. Подібна двокомпонентна структура магнітного поля спостерігається й у спокійних областях на Сонці [22]. На існування турбулентних просторово нероздільних магнітних полів вказано в [21].

Таким чином, досліджуючи лінії металів, можна визначити як магнітні, так і немагнітні параметри середовища в області спалаху, притому на різних глибинах сонячної атмосфери. У попередніх роботах з цієї тематики майже не вивчалось питання еволюційних змін фізичних параметрів з розвитком спалаху. Саме тому основною метою нашого дослідження є порівняння фізичних умов у спалаху для двох різних фаз його розвитку, розділених проміжком часу у 10 хв.

Матеріал спостережень. У нашій роботі проаналізовано зєсман-спектрограми сонячного спалаху 5 листопада 2004 р. балу М4.1/1В, що виник в активній області AR 10696. Спектрограми цього спалаху отримані на ешеліному спектрографі горизонтального сонячного телескопа Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (ГСТ АО КНУ) [5].

При фотографуванні спектрів перед вхідною щілиною спектрографа 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 20 с і профотометровані на мікрофотометрі МФ-4.

Досліджений спалах розпочався у $11^h 30^m$ UT, досяг максимуму у $11^h 33^m$ і практично закінчився у $12^h 00^m$. На ГСТ АО КНУ Лозицьким В. було отримано 5 зєсман-спектрограм, починаючи з $11^h 35^m 35^s$ UT, тобто практично із самого максимуму спалаху. У цій роботі ми аналізуємо лише дві спектрограми – для $11^h 35^m 35^s$ та $11^h 45^m 25^s$. Обидві спектрограми стосуються одного й того ж місця на Сонці. Спектральні лінії, які використовувались для вивчення фізичних умов у спалаху, наведено у табл. 1, де λ – довжина хвилі спектральної лінії, E_{ion} – потенціал іонізації, g_{eff} – ефективний фактор Ланде, h_w – висота формування лінії згідно з [2], r_0 – центральна залишкова інтенсивність у центрі лінії відносно до інтенсивності найближчого континууму згідно з [12].

Таблиця 1. Деякі характеристики використаних спектральних ліній

№ п/п	Елемент, номер мультиплету	λ , нм	E_{ion} , eВ	g_{eff}	h_w , км	r_0
1	FeI 816	630.251	7.90	2.49	264	0.34
2	FeI 816	630.151	7.90	1.67	286	0.28
3	FeII 48	526.480	16.18	0.10	152	0.51
4	FeI 66	525.065	7.90	1.50	330	0.20
5	FeI 1	525.021	7.90	3.00	324	0.28
6	FeII 42	501.843	16.18	1.90	-	0.16
7	FeII 49	523.462	16.18	0.92	246	0.27
8	FeII 42	492.392	16.18	1.70	-	0.16
9	ScII 26	523.982	12.80	1.00	195	0.47
10	CrII 43	523.734	16.49	1.66	147	0.48

Вимірювання магнітних полів методом "центрів ваги". Вимірювання цим методом є традиційними й найбільш простими: вимірюється відносний зсув уздовж довжин хвиль профілю лінії $I+V$ відносно профілю $I-V$, який постулюється як подвоєне зєсманівське розщеплення $2\Delta\lambda_D$ і виражається у величинах магнітної індукції поля B .

Зіставлення отриманих нами вимірювань B за різними лініями залежно від середньої висоти формування ліній H_w [2] подано на рис. 1, 2.

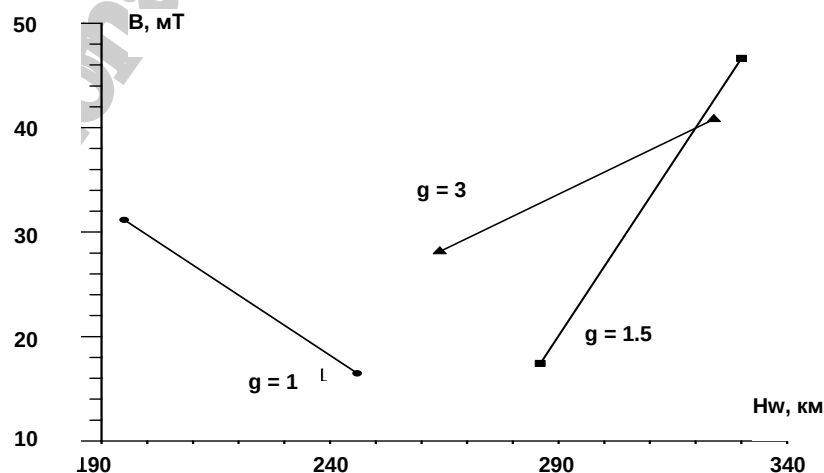


Рис. 1. Залежність для максимуму спалаху (точніше, для моменту $11^h 35^m$) величини магнітного поля B від висоти формування ліній H_w . Типові похибки вимірювань дорівнюють ± 5 мТл для ліній з факторами Ланде $g = 2.5-3$, ± 10 мТл – для ліній із $g = 1.5$ і ± 15 мТл – для ліній із $g = 1.0$. Видно, що в діапазоні висот 260–330 км спостерігається різке зростання магнітного поля з висотою (висотний градієнт $\partial B / \partial H \approx +0.3$ мТл/км)

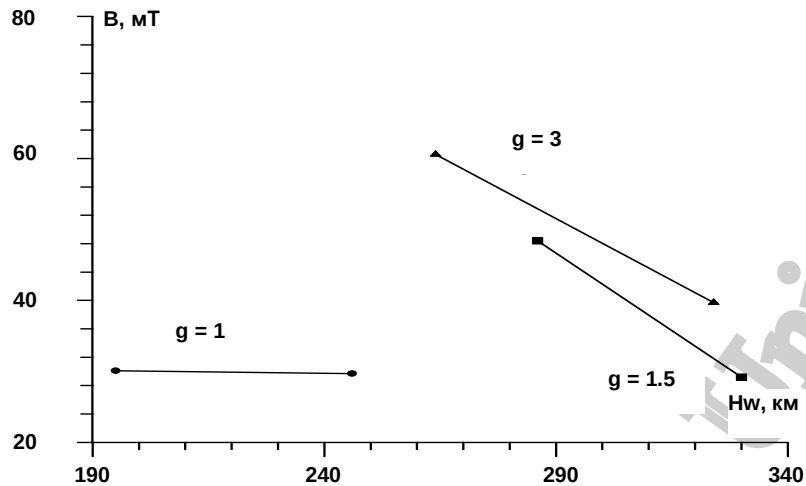


Рис. 2. Те саме, що й на рис. 1, але для моменту $11^h 45^m$. Видно, що в діапазоні висот 260–330 км магнітне поле B тепер слабшає з висотою

Унаслідок можливого впливу ефекту зєсманівського "насичення" (який виникає внаслідок наявності маломасштабних структур із сильними полями) дані, отримані по лініях з різними факторами g , указані окремо. До групи ліній з фактором Ланде $g = 1$ належать лінії №№ 7 і 9 (табл. 1), до ліній із $g = 1.5$ – лінії №№ 2 і 4, а з $g = 3$ – лінії №№ 1 і 5. Біля максимуму спалаху ($11^h 35^m$) виявляється цікава особливість: у діапазоні висот 260–330 км магнітне поле з висотою зростає, а не послаблюється, як можна було б очікувати на основі теоретичних міркувань. З цими даними добре узгоджуються вимірювання поля за розщепленням емісійного піка в FeII 4923.9, який формується у верхній частині фотосфери. По цій лінії знайдено $B = 200 \pm 10$ мТл, що вказує на різке зростання магнітного поля з висотою у верхній частині фотосфери. Видно також, що дані по лініях з факторами Ланде $g = 1.5$ і $g = 3$ у цілому добре узгоджуються між собою. Це вказує на те, що фактор заповнення маломасштабних структур незначний за величиною, тобто магнітне поле можна вважати, у першому наближенні, однорідним.

У момент $11^h 45^m$ (10 хв після максимуму спалаху – рис. 2) характер висотних змін поля якісно змінився: замість додатного висотного градієнта виник від'ємний, типовий, наприклад, для сонячних плям.

Зазначені особливості, знайдені найбільш простим, але дещо грубим методом (адже кожна лінія формується в доволі широкому діапазоні висот, ~100–150 км), слід перевірити розрахунками, у яких урахується не "центр ваги" всього профілю, а локальні його особливості за різної віддалі від центрів ліній.

Напівемпірична модель спалаху. Використовуючи знайдені зі спостережень профілі ліній, за допомогою програми Е. Барановського [10] ми розрахували розподіл температури T , турбулентної швидкості V_t та магнітного поля B залежно від оптичної глибини τ на довжині хвилі 5000 Å. Критерієм прийнятності моделі вважалось якомога краще узгодження теоретичних профілів зі спостереженими. Отримані результати подано на рис. 3–5. Незбурену модель атмосфери наведено згідно з [23].

Виявилось, що для інтерпретації вимірювань прийнятною є однокомпонентна модель, тобто наближення квазі-однорідного (у горизонтальному перетині) магнітного поля. Сильні субтелескопічні поля могли тут існувати, але вони займали відносно невелику інтегральну площу (фактор заповнення). Водночас, вертикальний розподіл поля сильно відрізняється від однорідного: у максимумі спалаху виявлено гострий пік у розподілі магнітного поля з висотою, який відповідає 2000 Гс (200 мТл) в області верхньої фотосфери (рис. 3). Через 10 хв після максимуму спалаху пік зник, а розподіл поля став більш гладким, практично монотонним. Ці дані добре узгоджуються з даними, отриманими методом "центрів ваги". Дійсно, з порівняння рис. 1 і 3 видно, що в діапазоні висот 260–330 км магнітне поле різко зростає як за даними методу "центрів ваги", так і за даними моделювання розподілу поля.

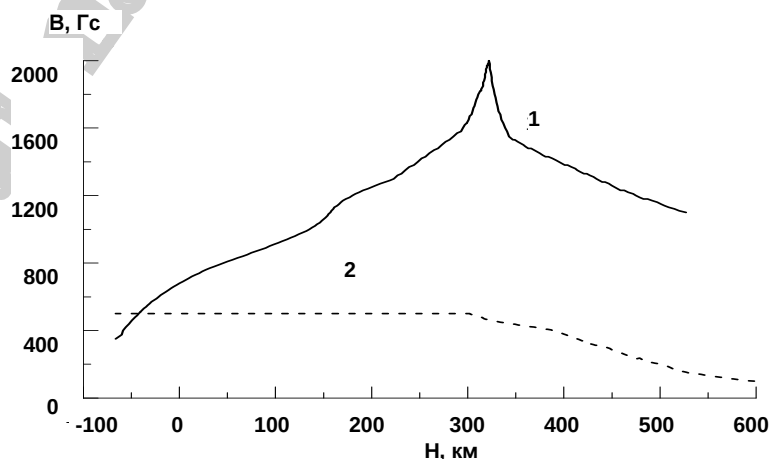


Рис. 3. Розподіл магнітного поля B за висотою H у сонячній атмосфері: 1 – для $11^h 35^m$, 2 – для $11^h 45^m$. Фотосферному діапазону висот відповідають значення H від 0 до 500 км

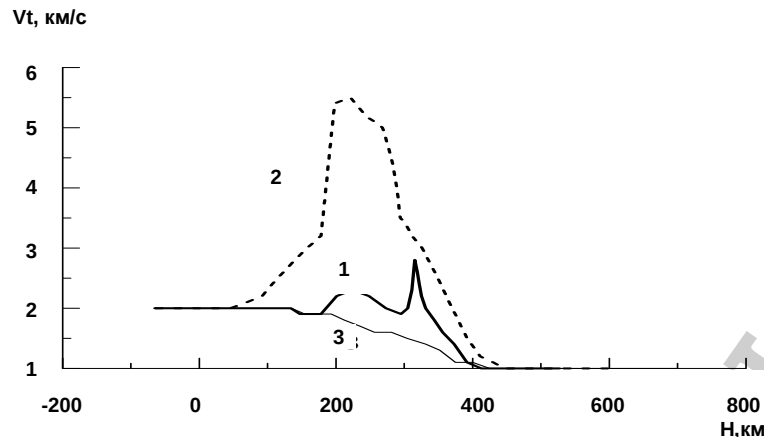


Рис. 4. Розподіл турбулентної швидкості за висотою в атмосфері: 1 – для 11^h 35^m, 2 – для 11^h 45^m, 3 – незбурена фотосфера

У даному випадку дуже важливим є те, що спостерігається значне зменшення магнітної енергії протягом 10 хв спалаху (див. відмінність між кривими 1 і 2 на рис. 3). Це вказує на трансформацію магнітної енергії в інші форми енергії спалаху. Видно, що область трансформації торкається не тільки фотосфери, але й нижньої хромосфери. Виконані розрахунки показують, що частина магнітної енергії витрачалась на турбулізацію плазми. Дійсно, як видно з рис. 4, у максимумі спалаху (1) турбулентна швидкість плазми не перевищувала 3 км/с, а після максимуму (2) збільшилася приблизно вдвічі. І турбулентна швидкість, і температура (рис. 5) розподілялися за висотою немонотонно. Цікавим є те, що в розподілі температури й турбулентної швидкості спостерігалися два висотних піки, тоді як для магнітного поля – лише один.

Висновки. У дослідженому спалаху зафіксовано значне ослаблення магнітного поля (від 2000 Гс до 500 Гс) на рівні середньої фотосфери (на висоті біля 300 км) протягом 10 хв після максимуму спалаху. Одночасно з цим послабленням магнітного поля спостерігалось значне зростання турбулентних швидкостей – від 2.5–3 км/с до 5.5 км/с на висотах 200–300 км. Спалах викликав додаткове нагрівання двох вузьких шарів у фотосфері (рис. 5), причому максимум надлишку температури (≈ 2000 °К) спостерігався на висоті близько 300 км. Легко оцінити, що коли горизонтальний і вертикальний масштаби виявлених змін магнітного поля були $\sim 10^3$ км, то спостережуваний дефіцит магнітної енергії мав порядок 10^{28} ерг, тобто цілком достатній для забезпечення процесу спалаху вказаного балу.

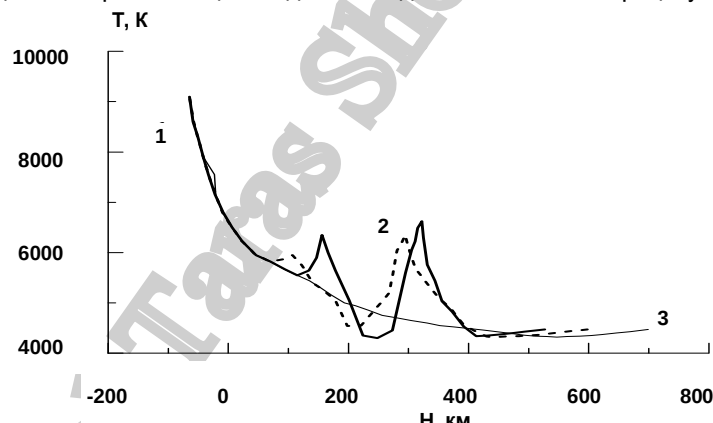


Рис. 5. Розподіл температури за висотою для другого моменту спалаху: суцільна товста лінія – спалах, штрихова лінія – прилегла збурена фотосфера, тонка суцільна – вихідна модель незбуреної фотосфери

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

1. Барановский Е.А., Курочка Е.В. Эмиссия в линиях нейтрального и ионизованного железа в солнечных вспышках // Солнечные данные. – 1989. – № 10. – С. 98–103.
2. Гуртовенко Э.А., Костык Р.И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. – К., 1989.
3. Кондрашова Н.Н. Асимметрия фраунгоферовых линий по наблюдениям во время вспышек // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. – 1987. – Вып. 29. – С. 27–33.
4. Курочка Е.В., Барановский Е.А. Свечение в линиях ионизованного железа в солнечных вспышках // Изв. Крым. астрофиз. обсер. – 1994. – Т. 85. – С. 15–20.
5. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лозицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. – 1980. – Вып. 22. – С. 48–56.
6. Лозицкий В.Г., Косовичев А.Г. Изменения магнитного поля в солнечных вспышках: сравнение спектральных наблюдений с данными SOHO/MDI // Изв. Крым. астрофиз. обсер. – 2002. – Т. 98. – С. 199.
7. Северный А.Б. Некоторые проблемы физики Солнца. – М., 1988.
8. Черногор С.Н., Аликаева К.В. Состояние хромосферного и фотосферного вещества слабой вспышки. II. Полуэмпирические фотосферные модели // Кинематика и физика небес. тел. – 2001. – Т. 17. – № 2. – С. 113–120.
9. Abramenko V.I., Baranovsky E.A. Flare-related changes in the profiles of six photospheric spectral lines // Solar Phys. – 2004. – Vol. 220. – № 1. – P. 81–91.
10. Baranovsky E.A. Semiempirical LTE modelling of solar photosphere layers. I. Theoretical background. Contrib. Astron. Obs. Skalnat Pleso. – 1993. – Vol. 23. – P. 107–117.
11. Baranovsky E.A., Kurochka E.V. The Fe I and Fe II line emissions in solar flare models // Astron. Astrophys. Transactions. – 1997. – Vol. 13. – P. 173–178.
12. Delbouille L., Neven L., Roland G. Photometric atlas of the solar spectrum from λ 3000 to 10000 Å // Liege Univ. Press., 1973.
13. Falchi A., Falciani R., Smaildone L.A. Analysis of the optical spectra of the solar flares. VI. Velocity fields in the 13 June 1980 flare area // Astron. Astrophys. – 1992. – Vol. 256. – № 1. – P. 255–263.
14. Gan W., Rieger E., Fang C. Semiempirical flare model with chromospheric condensation // Astrophys. J. – 1993. – Vol. 416. – № 2. P. 1. – P. 886–892.
15. Gan W., Rieger E., Zhang H.Q., Fang C. The role of chromospheric condensations in the continuum emission of white-light flares // Astrophys. J. – 1992. Vol. 397. – № 2. P. 1. – P. 694–700.
16. Gauzzi G., Falchi A., Falciani R., Smaildone L.A. Coordinated observations of solar activity phenomena. II. The velocity field pattern in the M6.4/3N solar flare on July 19, 2000 // Kinematics and Physics of Celestial Bodies, Suppl. – 2005. – № 5. – P. 143–145.
17. Kurucz R.L., Peytremann E. A table of semiempirical gf values. Smithsonian Astrophys. Observ. Special report. – 1975. – № 362. – Pt. 2, 3.
18. Lozitska N., Lozitskij V. Small-scale magnetic fluxtube diagnostics in a solar flare // Solar Phys. – 1994. – Vol. 151. – № 2. – P. 319–331.
19. 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.
20. Sainz R.M., Degl'Innocenti E.L., Bueno J.T. Concerning the existence of a "turbulent" magnetic field in the quiet Sun // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 614. – P. L89–L91.
21. Sokas-Navarro H., Lites B.W. Observational evidence for small-scale mixture of weak and strong fields in the quiet Sun // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 616. – P. 687–693.
22. Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 1981. – Vol. 45. – № 4. – P. 635–725.

ВІДНОВЛЕННЯ ОРІЄНТАЦІЇ ГЕЛІОСФЕРНОГО СТРУМОВОГО ШАРУ ЗА ЧИСЛАМИ ВОЛЬФА

На основі високих значень коефіцієнта кореляції між числами Вольфа та значеннями нахилу геліосферного струмового шару (ГСШ) відносно сонячного екватора у 1976–2004 рр. за відомими значеннями чисел Вольфа отримано реконструйовані значення нахилу ГСШ до 1976 р., які задовільно узгоджуються з положеннями великих яскравих шоломоподібних променів у сонячній короні, що спостерігалися під час повних сонячних затемнень у 1870–2002 рр.

Reconstructed HCS tilts before 1976 are computed using known sunspot numbers and high correlation between sunspot numbers and the heliospheric current sheet (HCS) tilts in 1976–2004. They are in good accordance with angular positions of large bright streamers in the solar corona observed during total solar eclipses in 1870–2002.

Як відомо, відносне число сонячних плям, або число Вольфа добре корелює з положенням і формою геліосферного струмового шару (ГСШ) поблизу Сонця. Так, моделювання магнітних полів сонячної корони в потенційному наближенні [10, 11] і порівняння із спостереженнями корони показують, що в мінімумі сонячної активності форма ГСШ близька до плоскої, а в максимумі є досить складною, гофрованою. Поблизу мінімуму сонячної активності уявна поверхня ГСШ розміщується на низьких геліоширотах, майже паралельно площині сонячного екватора, а в максимумі активності ГСШ може досягати значних широт, стаючи майже перпендикулярною до сонячного екватора. У той же час форма та структура сонячної корони також змінюються зі зміною сонячного циклу від мінімальної корони, яка характеризується двома великими яскравими шоломоподібними променями (стрімерами), орієнтованими паралельно сонячному екватору, до максимальної з багатьма яскравими променями і стрімерами, розташованими на всіх геліоширотах. Як правило, найяскравіші стрімери розташовуються над магнітними нейтральними лініями на так званій поверхні джерела, які, у свою чергу, визначають положення ГСШ поблизу Сонця, а отже, кутові положення корональних стрімерів є своєрідними індикаторами положення чи орієнтації ГСШ [2–5, 8, 9, 16, 19, 20]. У роботі [6] детально досліджено чисельне значення коефіцієнта кореляції між числами Вольфа за щорічною класифікацією і нахилом ГСШ для 21–23 циклів сонячної активності та отримано, що максимальні значення нахилу ГСШ відносно сонячного екватора досягаються саме в максимумі сонячної активності, а значення коефіцієнта кореляції між указаними параметрами становить понад 0.9.

Міжнародний (щорічний) ряд відносного числа сонячних плям [12] починається з 1749 р. і охоплює часовий проміжок у два з половиною століття. Ряди Хоекземи модельних значень нахилу ГСШ відносно сонячного екватора [13] охоплюють часовий проміжок, починаючи з 1976 р., тобто майже у дев'ять разів менший. Модельні значення нахилу ГСШ Хоекземи штучно обмежені максимальними значеннями біля 70° і фактично є середніми з двох (у північній і південній півкулях Сонця) значень максимальної широти магнітної нейтральної лінії магнітного поля корони на відстані 2.5 чи 3.25 сонячних радіусів для певного керінгтонівського оберту, розрахованого в потенційному наближенні на основі магнітографічних спостережень фотосфери. Отримані в [6] високі значення коефіцієнта кореляції між нахилом ГСШ і числами Вольфа дозволяють "продовжити" в минуле ряди значень нахилу ГСШ, використовуючи як основу відомі числа Вольфа. Метою даної роботи і є отримання реконструйованих значень нахилу ГСШ за відомими числами Вольфа до 1976 р.

На рис. 1 показано залежність модельного значення нахилу ГСШ від числа Вольфа для 21–23 циклів активності (1976–2004 рр.). Тут також нанесено лінії, що найкраще (за методом найменших квадратів) описують указану залежність у лінійному й квадратичному наближеннях:

$$t_p = 2.6 + 0.37 \times W, \quad (1)$$

$$t_k = 16.8 + 0.35 \times W, \quad (2)$$

$$t_p = 1.2 + 0.37 \times W + 0.000047 \times W^2, \quad (3)$$

$$t_k = 8.8 + 0.61 \times W - 0.0015 \times W^2, \quad (4)$$

де t_p і t_k – середнє за керінгтонівський оберт значення нахилу ГСШ у радіальному й класичному наближеннях, W – відповідне значення числа Вольфа. Як випливає з (1) і (3) та рис. 1, для радіальної моделі регресійні залежності в лінійному й квадратичному наближеннях практично збігаються (рис. 2).

Залежності типу (1)–(4) можуть бути використані для отримання реконструйованих значень нахилу ГСШ за відомими числами Вольфа. Нами було використано саме лінійні залежності (1) і (2), оскільки отримані за ними реконструйовані значення нахилу в цілому краще, ніж за квадратичними залежностями, узгоджувалися з даними Хоекземи для 21–23 циклів активності. Безпосередньо отримані таким чином значення нахилу є інколи нереальними, оскільки деякі цикли сонячної активності значно відрізняються один від одного висотою максимуму. Потрібно проводити нормування або сонячних циклів до отримання значень нахилу ГСШ, або вже отриманих за залежностями типу (1)–(4) значень нахилу ГСШ. Наші дослідження показали, що кінцевий результат не залежить від послідовності нормалізації. Однак, при нормуванні спочатку чисел Вольфа відносно якогось із циклів сонячної активності (або деякого усередненого циклу), результати можуть трохи відрізнятись, оскільки всі цикли відмінні один від одного.

Були використані дві нормалізації отриманих за відомими числами Вольфа реконструйованих значень нахилу ГСШ: А – нормалізація в мінімумі циклу на мінімальне (нульове) значення, а в максимумі – на значення нахилу 90°; Б – нормалізація в мінімумі циклу так само на нульове значення, а в максимумі – на середнє по циклах 21–23 максимальне значення нахилу за потенційними моделями Хоекземи. Варто відзначити, що мінімальні розраховані значення нахилу ГСШ для сонячних циклів 21–23 становлять 0°, максимальні – 74.4° і 75.1° для радіальної та класичної потенційних моделей відповідно.

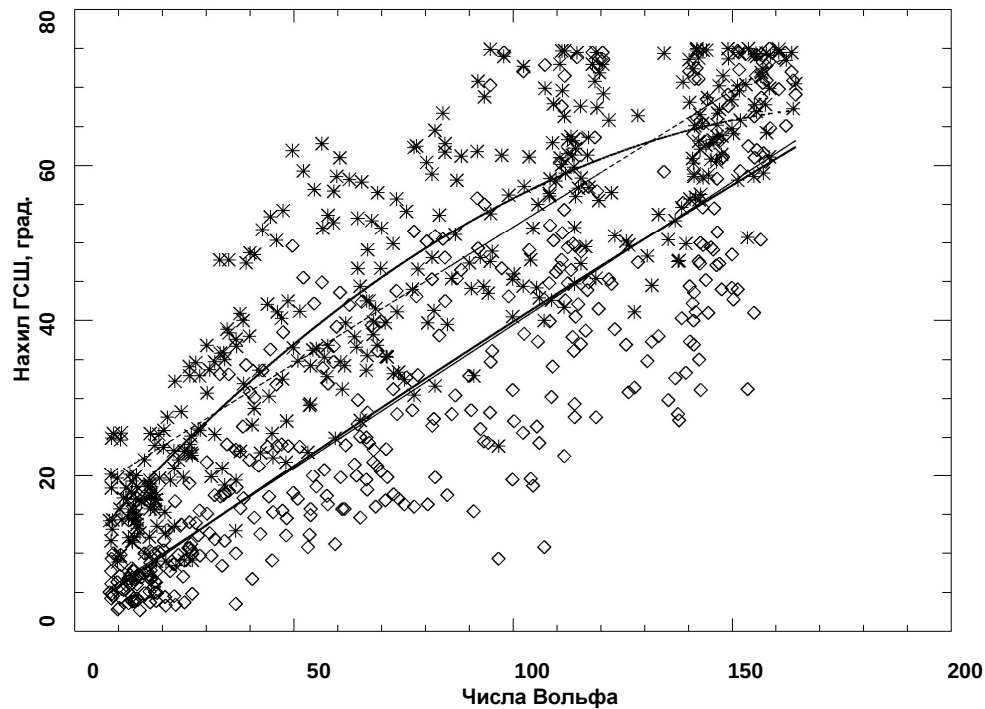


Рис. 1. Залежність модельного нахилу ГШ від числа Вольфа для 21–23 циклів сонячної активності (позначено: зірочками – для класичної, ромбиками – для радіальної потенційної моделі; суцільними лініями нанесено апроксимацію точок у квадратичному наближенні, пунктирними – у лінійному; див. текст)

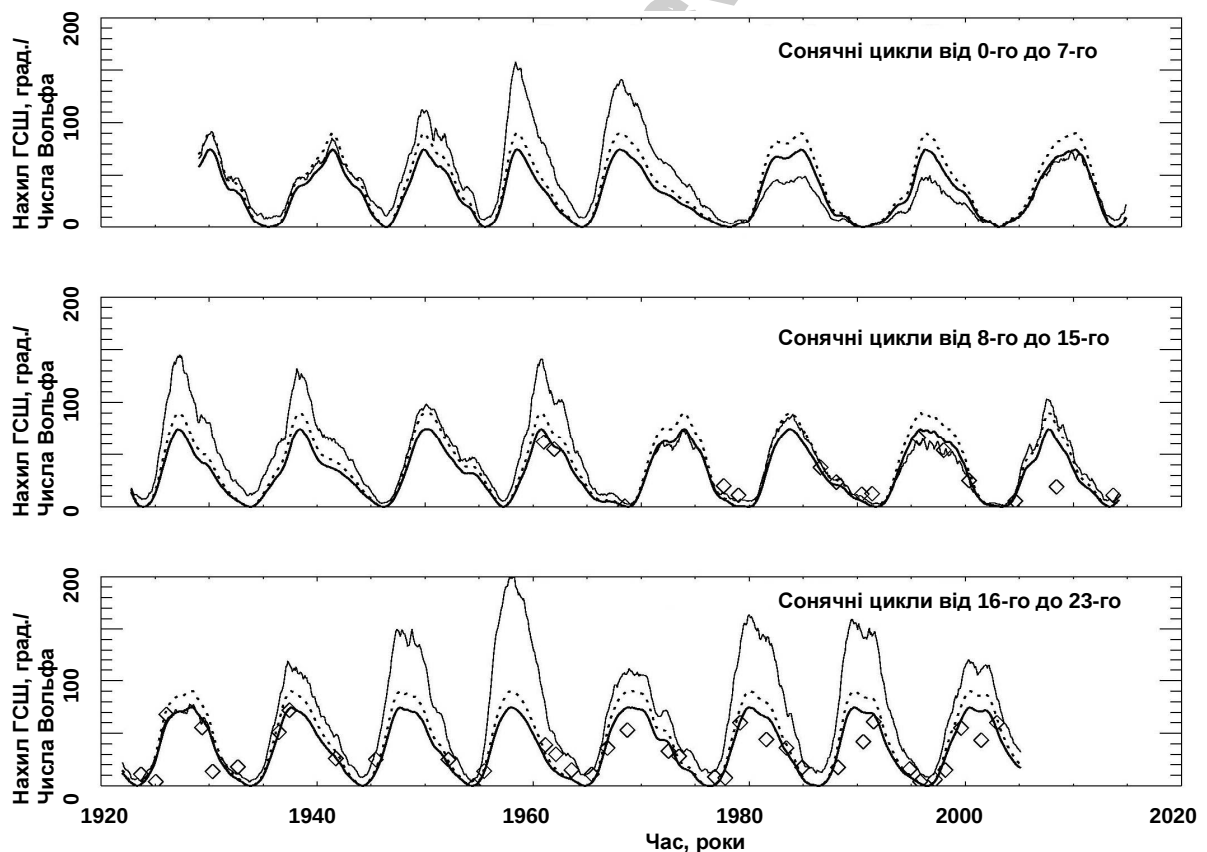


Рис. 2. Порівняння реконструйованих значень нахилу ГШ із кутовими положеннями великих шоломоподібних променів за даними спостережень повних сонячних затемнень у 1870–2002 рр. Реконструйовані значення нахилу ГШ відносно сонячного екватора, отримані при нормалізації з граничними значеннями $[0^\circ, \text{середнє по циклах 21–23 максимальне значення нахилу за потенційними моделями Хоекземи}]$, нанесено суцільною лінією, а при нормалізації $[0^\circ, 90^\circ]$ – крапками. Тонкою суцільною лінією нанесено числа Вольфа, ромбами – спостережувані значення нахилу ГШ (кутові положення великих яскравих антиподальних шоломоподібних променів на відстані 2.5–3.5 сонячних радіусів)

При використанні нормалізації B отримані реконструйовані значення нахилу ГШ краще (у середньому у 1.5 рази) узгоджуються з кутовими положеннями великих яскравих антиподальних шоломоподібних променів на відстані

2.5–3.5 сонячних радіусів за даними спостережень повних сонячних затемнень у 1870–2002 рр. (які надалі для простоти будемо вважати спостережуваними значеннями нахилу ГСШ поблизу Сонця).

Для визначення кутових положень корональних променів під час повних сонячних затемнень у 1870–1961 рр. були використані дані роботи [1], у 1962 і 1963 рр. – робіт [17] і [18], у 1965–1984 рр. – роботи [14], у 1988–1998 рр. – роботи [7], у 2001 р. – роботи [5]. Зображення корони, отримані за допомогою космічних коронографів LASCO C2 і C3 космічної обсерваторії SOHO, також були використані при аналізі структури корони під час затемнень 1997–2002 рр. Точність визначення позиційних кутів на структурних рисунках, ізофотах чи фотографіях корони становила 0.5° – 1.5° .

Рис. 2 ілюструє отримані часові залежності реконструйованих значень нахилу ГСШ, починаючи з 1749 р. Товстішою лінією показано нахили ГСШ, отримані при нормалізації Б, крапками – при нормалізації А. Тонкою суцільною лінією нанесено числа Вольфа з 0-го по 23-й цикли. На цьому рисунку нанесені реконструйовані значення нахилу ГСШ, отримані за відомими для сонячних циклів 21–23 значеннями при радіальному наближенні потенційної моделі. Проведений аналіз показав, що значення, отримані при кожній нормалізації за радіальним чи класичним наближенням, не відрізняються більше, ніж на 0.7° . Тому надалі будемо говорити про реконструйовані значення нахилу ГСШ без конкретизації, отримані вони за класичною чи за радіальною потенційними моделями.

Реконструйовані значення нахилу ГСШ загалом добре узгоджуються зі спостережуваними. Найбільша відмінність спостерігалася під час повного сонячного затемнення 1918 р., коли сонячна корона була дуже асиметричною. Як видно з верхньої панелі рис. 3, найбільшого значення різниці між реконструйованими та спостережуваними значеннями нахилу ГСШ досягає в періоди поблизу максимуму сонячної активності. Розкид спостережуваних точок поблизу мінімуму активності приблизно у 2–3 рази менший, ніж поблизу максимуму. Це можна пояснити тим, що в максимумі сонячної активності форма ГСШ і корони поблизу Сонця часом є дуже складною і відносно швидко змінюється, а модельні значення нахилу ГСШ є певною мірою усередненими і не відображають швидких динамічних змін. Можливо також, що необхідно вносити певні корективи в моделювання коронального магнітного поля за потенційною моделлю в епоху максимуму активності.

На нижній панелі рис. 3 наведено залежність абсолютної різниці між реконструйованими та спостережуваними значеннями нахилу ГСШ від фази сонячної активності. Фаза сонячної активності Φ під час повного сонячного затемнення визначалася за формулою $\Phi = (T_{\text{зат}} - T_{\text{мін}}) / (T_{\text{макс}} - T_{\text{мін}})$, де $T_{\text{зат}}$ – момент затемнення, $T_{\text{мін}}$ і $T_{\text{макс}}$ – моменти мінімуму й максимуму сонячного циклу, знайдені за числами Вольфа, що були двічі згладжені ковзаючим усередненням по 13-ти точках. При розрахунку Φ для затемнень, що відбулися на інтервалі від мінімуму до максимуму активності, ми брали лівий $T_{\text{мін}}$ циклу, а для затемнень, що відбулися на інтервалі від максимуму до мінімуму циклу, – правий $T_{\text{мін}}$. Обрахована таким чином фаза сонячної активності завжди є невід'ємною величиною й дорівнює 0 у мінімумі циклу і 1 – у максимумі. Правий мінімум поточного 23-го циклу було взяти згідно з даними роботи [15].

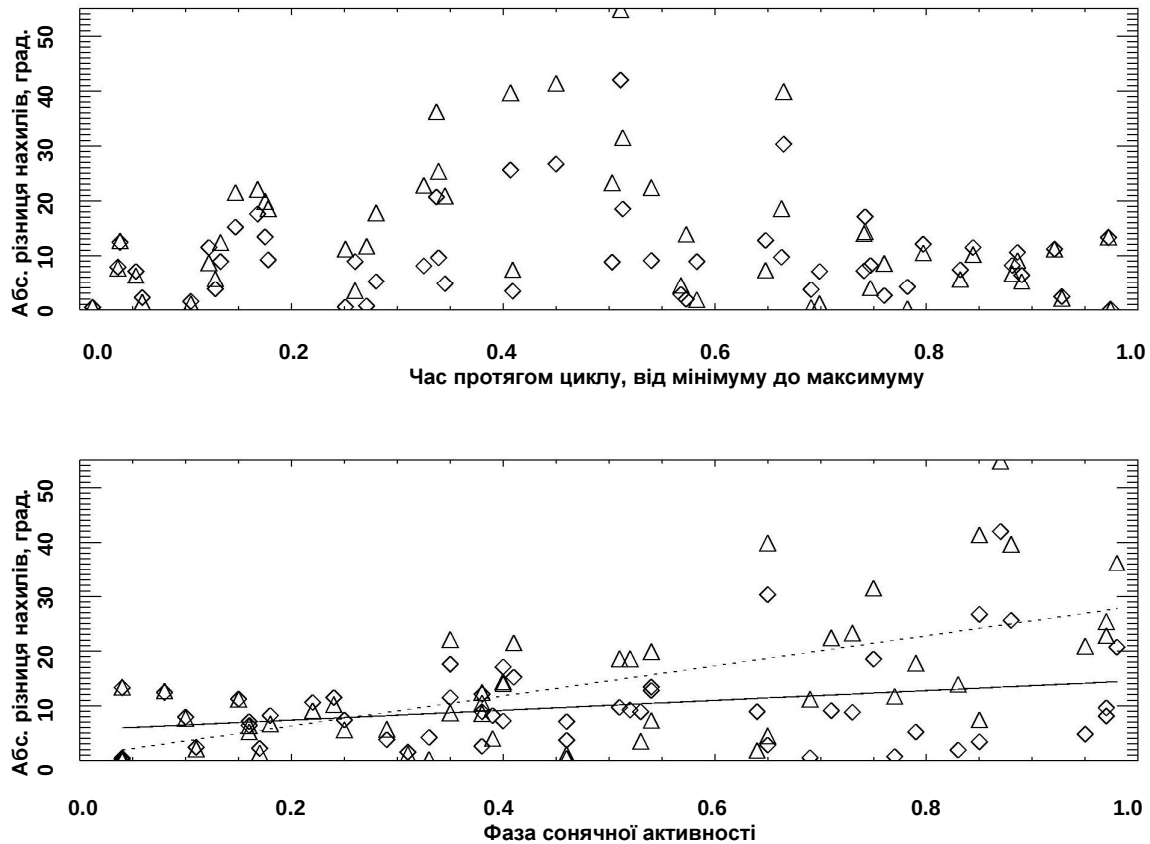


Рис. 3. Абсолютні значення різниць між реконструйованими та спостережуваними значеннями нахилу ГСШ в уніфікованому сонячному циклі (верхня панель) і залежно від фази сонячної активності (нижня панель): ромбики й суцільна лінія – лінійне наближення залежності для граничних умов нормалізації $[0^\circ]$, середнє по циклах 21–23 максимальне значення нахилу за потенційними моделями Хоєкземі, трикутники й лінія крапками – для граничних умов $[0^\circ, 90^\circ]$

Залежність спостережуваного значення нахилу ГСШ від фази сонячної активності показано на рис. 4. У лінійному наближенні цю залежність можна описати формулою $t = 0.6 + 61.2 \times \Phi$, де t – нахил ГСШ.

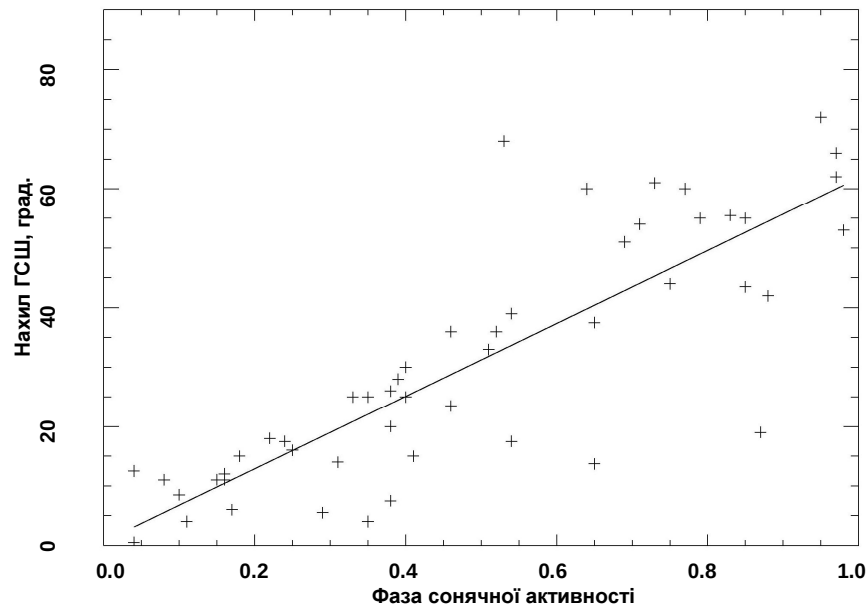


Рис. 4. Залежність спостережуваного значення нахилу ГСШ від фази сонячної активності. Суцільна пряма лінія ілюструє найкраще лінійне наближення залежності

Проведені в даній роботі дослідження дозволяють зробити такий висновок. Загальна орієнтація ГСШ змінюється із 11-річним циклом сонячної активності. Розраховані значення нахилу ГСШ відносно сонячного екватора у 1976–2004 рр. добре корелюють із числами Вольфа. На основі цієї кореляції за відомими значеннями чисел Вольфа можна отримати реконструйовані значення нахилу ГСШ до 1976 р., які задовільно узгоджуються з положеннями великих яскравих шоломоподібних променів у сонячній короні, що спостерігалися під час повних сонячних затемнень у 1870–2002 рр.

1. Всехсвятский С.К., Никольский Г.М., Иванчук В.И. и др. Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве / – К., 1965. 2. 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. 3. Иванчук В.Г., Дзюбенко М.И., Пішало М.І. Про зв'язок структури сонячної корони з геліосферним струмовим шаром // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 1999. – Вип. 35. – С. 32–40. 4. Иванчук 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. 5. Пішало М.І. Структура сонячної корони під час повного сонячного затемнення 21 червня 2001 року // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2003. – Вип. 39–40. – С. 24–28. 6. Пішало М.І. Кореляція між числами Вольфа і нахилом геліосферного струмового шару у 21–23 циклах активності // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2005. – Вип. 41–42. – С. 16–21. 7. Bělík M., Marková E., Rušin V. White-light coronal structures during the 1988–1998 eclipses // Contribs Astron. Observ. Skalnaté Pleso. – 1999. – Vol. 28. – № 3. – P. 230–236. 8. 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. 9. 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. 10. Hoeksema J.T. The solar magnetic field 1985 through 1990 / Center for space science and astrophysics. – Report GSSA-ASTRO 91-01. – 1991. 11. Hoeksema J.T., Scherrer P.H. The solar magnetic field 1976 through 1985 / World data center A for Solar-Terrestrial Physics. – Report UAG-94. – Boulder, Co., 1996. 12. <http://sidc.oma.be>. 13. <http://www.stanford.edu>. 14. Loucif M.L., Koutchmy S. Solar cycle variations of coronal structures // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. – 1989. – Vol. 77. – P. 45–66. 15. Rybanský M., Minarovjech M., Rušin V. Evolution of the green corona in 1996–2002 // Solar Phys. – 2003. – Vol. 217. – № 1. – P. 109–118. 16. The solar coronal sheet during the period of sunspot maximum / T. Saito, S.-I. Akasofu, Y. Kozuka atc. // J. Geophys. Res. – 1993. – Vol. 98. – № A4. – P. 5639–5644. 17. Waldmeier M. Die Helligkeitsverteilung in der korona bei der Sonnenfinsternis vom 5. Februar 1962 // Z. Astrophys. – 1963. – Vol. 57. – P. 212–225. 18. Waldmeier M. Die Helligkeitsverteilung in der korona bei der Sonnenfinsternis vom 20. Juli 1963 // Z. Astrophys. – 1964. – Vol. 60. – P. 28–42. 19. Wilcox J.M., Hundhausen A.J. Comparison of heliosphere current sheet structure obtained from potential magnetic field computations and from observed polarisation of coronal brightness // J. Geophys. Res. – 1983. – Vol. 88. – № A10. – P. 8095–8096. 20. The heliospheric plasma sheet / D. Winterhalter, E.J. Smith, M.E. Burton atc. // J. Geophys. Res. – 1994. – Vol. 99. – № A4. – P. 6667–6680.

Надійшла до редколегії 24.10.05

УДК 524.7

Б. Гнатик, Л. Задорожна

НЕТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ НАДПРОВІДНИХ КОСМІЧНИХ СТРУН У ЗАМАГНІЧЕНОМУ МІЖГАЛАКТИЧНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Показано, що надпровідні космічні струни можуть бути інтенсивними джерелами нетеплового випромінювання в широкому діапазоні енергій – від радіо- до рентгенівського та гамма-діапазонів. Механізм випромінювання – це синхротронне та обернене комптонівське випромінювання релятивістської ударної хвилі, породженої взаємодією магнітосфери струни з плазмою міжгалактичного середовища. З розрахунків очікуваних потоків випромінювання видно, що для типових параметрів струн (петель) і міжгалактичного середовища (МГС) існуючими детекторами можна зафіксувати десятки джерел у радіо- та рентгенівському діапазоні.

It is shown that superconducting cosmic strings can serve as powerful sources of nonthermal radiation in wide energy range – from radio- up to X- and gamma-ray radiation. Mechanism of radiation is synchrotron and inverse Compton radiation of bow shock wave, created by magnetosphere of relativistically moving string in intergalactic medium (IGM). Calculations of expected flux of radiation show that for typical parameters of strings (loops) and IGM existing detectors can see dozens of sources in radio and X-range.

1. Вступ. Останніми роками помітно зростає увага до дослідження космічних струн та інших топологічних дефектів [1, 5, 6, 10]. Це ініційовано, з одного боку, повідомленнями про можливе експериментальне виявлення космічних струн [8, 9], а з іншого – можливістю існування макроскопічних фундаментальних суперсиметричних струн із властивостями, близькими до властивостей космічних.

Відповідно до стандартної космологічної моделі [2], починаючи з планківських часів після Великого вибуху, Всесвіт розширюється й охолоджується, залишаючись, у цілому, однорідним та ізотропним. У процесі своєї еволюції Всесвіт про-

© Б. Гнатик, Л. Задорожна, 2006

ходить через ланцюжок фазових переходів: Велике об'єднання, передбачене теорією Великого об'єднання (ТВО) на 10^{-35} с із моменту Великого вибуху, електрослабкий фазовий перехід (10^{-11} с), утворення нейтронів і протонів із кварків (10^{-6} с), рекомбінація ($4 \cdot 10^5$ с) тощо [6]. Стан вище температури фазового переходу має, як правило, більш високу симетрію, ніж стан нижче температури переходу. При охолодженні в процесі фазового переходу відбувається спонтанне порушення симетрії. Початкове розширення причинно непов'язаних областей нової фази з різними вакуумними станами, зумовленими спонтанним порушенням "внутрішньої" симетрії, приводить до виникнення на деяких границях контакту цих областей так званих топологічних дефектів – залишкових областей гарячої фази, у яких фазовий перехід не може реалізуватись через певні топологічні обмеження. Тип топологічних дефектів – доменних стінок, монополів, струн – визначається топологічними властивостями множини можливих вакуумних станів у новій фазі.

Більшість реалістичних теорій фізики елементарних частинок передбачає виникнення космічних струн у фазовому переході Великого об'єднання [3]. Космічні струни – квазіоднорічні (з товщиною порядку $d \sim \eta^{-1} \sim 10^{-30}$ см, де η – енергетичний масштаб фазового переходу, рівний у випадку ТВО $\eta = \eta_{\text{ТВО}} \sim 10^{25}$ еВ), нескінченні (у межах нашого космологічного горизонту) чи замкнуті в петлі масивні (маса одиниці довжини $\mu \sim \eta^2 \sim 10^{22}$ г/см для ТВО-струн) структури, які можуть відігравати важливу роль як у космологічному аспекті (формування великомасштабної структури тощо), так і в різноманітних астрофізичних виявах (гравітаційне линзування, випромінювання гравітаційних хвиль, генерація космічних променів і жорсткого електромагнітного випромінювання тощо [8, 9]).

У нашій роботі досліджується взаємодія надпровідних космічних струн із плазмою та магнітним полем міжгалактичного середовища, зокрема, генерація електромагнітного випромінювання на фронті ударної хвилі (УХ), породженої надзвуковим рухом струни в міжгалактичній плазмі. У [4] показано, що така ударна хвиля може спостерігатись як джерело синхротронного випромінювання, а також розглянуто нескінченну струну з нерелятивістською швидкістю. У той же час струни чи петлі космічних струн у цілому, а також окремі їх сегменти під час осциляцій можуть рухатись із релятивістськими швидкостями [3, 11]. Тому ми вивчали випромінювання релятивістських ударних хвиль навколо надпровідних струн.

2. Надпровідні струни в міжгалактичній плазмі. У космологічний момент часу $t = t_0(1+z)^{-3/2}$, де t_0 – теперішній вік Всесвіту, z – червоне зміщення, типова довжина петель космічних струн дорівнює $l = \alpha ct$, де $\alpha \sim 50$, а натяг струни $\epsilon = \mu G / c^2 \sim 10^{-6} (\eta / \eta_{\text{ТВО}})^2$ (G – гравітаційна стала). Нехай така надпровідна струна рухається в міжгалактичному середовищі зі швидкістю $v_s = \beta_s c$, де c – швидкість світла, та лоренц-фактором $\gamma_s = (1 - \beta_s^2)^{-1/2}$.

Плазму міжгалактичного середовища на червоному зміщенні z характеризуватимемо концентрацією частинок – протонів n_p і електронів n_e , $n_e \sim n_p \sim 10^{-7} (1+z)^3 n_{7\text{см}}^{-3}$ та магнітним полем $B = B_0(1+z)^2 = 10^{-7} B_{-7}(1+z)^2$. Натяг струни приводить до періодичних коливань петлі з періодом $T = l / 2c$.

При осциляціях петлі в міжгалактичному магнітному полі в ній виникає ЕРС індукції i , відповідно, електричний струм. Середня амплітуда струму під час коливань

$$i = k_i e^2 B l / \hbar \quad (1)$$

породжує навколо струни власне магнітне поле, що дорівнює [11]:

$$B(r) = 2i / cr, \quad (2)$$

де r – відстань від струни, $k_i \sim 1$ – стала, $\hbar$ – стала Планка.

Іонізована космічна плазма не може проникнути в область сильного магнітного поля магнітосфери струни, тому при обтіканні струни на деякій відстані r_s від неї формується ударна хвиля, за фронтом якої потік міжгалактичної плазми в системі відліку струни гальмується до нерелятивістських швидкостей і обтікає "магнітосферу" струни – область високого тиску магнітного поля, який зрівноважує динамічний тиск на неї плазми післяударної області. Оскільки на тангенціальному розрізі – границі магнітосфери та післяударної області тиск не змінюється, а розмір (радіус) магнітосфери близький до відстані (радіуса) ударної хвилі, швидкість якої відносно плазми МГС дорівнює швидкості струни, то радіус ударної хвилі можна визначити з рівності тиску за фронтом релятивістської хвилі p_{dyn} та тиску магнітного поля магнітосфери p_{mag} :

$B^2 / 8\pi = \rho_{\text{MFC}} v_s^2 = n m_p c^2 \gamma_{sh}^2$, де $\gamma_{sh} = \gamma_s$ – лоренц-фактор ударної хвилі, або

$$r_s = i / (2\pi \rho_{\text{MFC}} c^4)^{1/2} \sim 6 \cdot 10^{14} k_i B_{-7} \alpha_{-8} n_{-6}^{-1/2} (1+z)^{-2} (\text{см}). \quad (3)$$

Випромінювання релятивістської ударної хвилі буде концентруватись у конусі $(4\gamma_s^2)^{-1}$ у напрямку руху струни. Для спостерігача в цьому конусі випромінююча область з лоренц-фактором $\gamma_E = \gamma_{sh} / \sqrt{2}$ матиме поперечний розмір порядку r_s , тоді як товщина її релятивістськи стиснеться у γ_E разів.

Характеристики ударної хвилі: її лоренц-фактор γ_{sh} і лоренц-фактор плазми за фронтом хвилі γ_2 (обидва – у лабораторній системі відліку), магнітне поле у випадку вмороженості B_2 (у системі відліку післяударної плазми) визначаються лоренц-фактором струни γ_s і магнітним полем у МГС B_1 таким чином: $\gamma_{sh} = \gamma_s$, $\gamma_2 = \gamma_s / \sqrt{2}$, $B_2 = (2\sqrt{2}\gamma_s + 3)B_1$, $v_{sh} = v_s = c / 3$ (для ультрарелятивістської хвилі ($\gamma_s \gg 1$) і показника адіабати $\gamma_{ad} = 4/3$).

Концентрація частинок n_2 і густина енергії e_2 за фронтом ударної хвилі рівні [7]:

$$n_2 = (4\gamma_2 + 3)n_1, e_2 = (4\gamma_2 + 3)\gamma_2 n_1 m_p c^2.$$

3. Нетеплове випромінювання електронів космічної плазми з-за фронту ударної хвилі. Основний внесок у густину енергії за фронтом релятивістської УХ здійснюють релятивістські протони $e_p \approx e_2$. З аналізу даних щодо ультрарелятивістських хвиль у космологічних гамма-спалахах [7] відомо, що МГД-процеси за фронтом УХ приводять до передавання деякої частини теплової енергії від протонів до електронів (так що $e_e = \varepsilon_e e_2$) і до генерації турбулентного магнітного поля (так що $e_B = \varepsilon_B e_2$), величина якого значно перевищує величину в замороженого магнітного поля

$$B_2 = \sqrt{32\pi c} e_B^{1/2} \gamma_{sh} m_p^{1/2} n_p^{1/2} = 3.9 \cdot 10^{-5} \gamma_{sh} n_{-7}^{1/2} e_{B,-1}^{1/2} (G) \quad (4)$$

При цьому густини енергії електронів і магнітного поля суттєво менші, ніж густина енергії протонів ($\varepsilon_B < 1, \varepsilon < 1$).

Продовжуючи аналогію з ультрарелятивістськими ударними хвилями в гамма-спалахах, вважатимемо розподіл релятивістських електронів у післяударній області степеневим $N(\gamma_e) = K \gamma_e^{-p}$. Покладемо $p > 2$ (≈ 2.25 для гамма-спалахів). Середнє значення γ_e :

$$\langle \gamma_e \rangle = \frac{m_p}{m_e} \varepsilon_e \gamma_{sh} \quad (5)$$

Запишемо мінімум лоренц-фактора:

$$\gamma_{e,min} = \frac{m_p}{m_e} \frac{p-2}{p-1} \gamma_{sh} \varepsilon_e = \frac{p-2}{p-1} \langle \gamma_e \rangle \quad (6)$$

Концентрація та енергія електронів при цьому дорівнює:

$$n_{e,2} = K E_{e,min}^{1-p} \left(\frac{1}{p-1} \right), \quad (7)$$

$$e_e = \varepsilon_e \gamma_{sh} n m_p c^2 = \int_{E_{e,min}}^{\infty} N(E_e) E_e dE_e = K E_{e,min}^{2-p} \left(\frac{1}{p-2} \right), \quad (8)$$

де K -коефіцієнт пропорційності в розподілі електронів за енергіями.

4. Синхротронне випромінювання електронів. Типова енергія синхротронних фотонів залежить від лоренц-фактора γ_e релятивістських електронів і від величини магнітного поля. Так як випромінююча плазма рухається з лоренц-фактором γ_E відносно до спостерігача, то частота фотонів буде зсунута в блакитну область спектра. Характеристична енергія фотона в системі відліку спостерігача дорівнює:

$$(\hbar \omega_{syn})_{obs} = \frac{\hbar e B_2}{m_e c} \gamma_e^2 \gamma_E \quad (9)$$

Енергію, що випромінюється одним електроном (синхротронне випромінювання), у локальній системі координат (пов'язаній з ударною хвилею) можна записати формулою

$$P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c e_B \gamma_e^2, \quad (10)$$

де σ_T — томсонівський переріз. Час охолодження електрона тоді дорівнює $\gamma_e m_e c^2 / P_{syn}$. Спостережуваний час охолодження менший на лоренц-фактор γ_E :

$$t_{syn}(\gamma_e) = \frac{3 m_e c}{4 \sigma_T e_B \gamma_e \gamma_E} \quad (11)$$

Підставляючи величину γ_e з рівняння (10) у рівняння (12), отримаємо час охолодження як функцію спостережуваної енергії фотонів $\hbar \nu$:

$$t_{syn}(\nu) = \frac{3}{\sigma_T} \sqrt{\frac{2\pi \hbar m_e e}{B_2^3 \gamma_E \nu}} \quad (12)$$

γ_e не входить у кінцеве рівняння для t_{syn} на спостережуваній частоті ν і t_{syn} є незалежним від розподілу електронів за енергією всередині ударної хвилі. Цей вираз показує характеристичну залежність $t_{syn}(\nu) \propto \nu^{-1/2}$.

Запишемо основні формули для синхротронного випромінювання струни.

Рухаючись із лоренц-фактором γ_s , сегмент струни підтримує ударну хвилю з лоренц-фактором $\gamma_{sh} = \gamma_s$ ($\gamma_s \geq 2$), і лоренц-фактор випромінюючої плазми (частинок, що знаходяться за фронтом ударної хвилі) становить $\gamma_E = \gamma_s$. Енергія, частота та довжина хвилі синхротронного випромінювання дорівнюють, відповідно:

$$E_{syn,obs} = \frac{\hbar e B}{m_e c} \gamma_e^2 \gamma_E \sim 5 \cdot 10^{-7} n_{-7}^{1/2} (1+z)^{1/2} \gamma_s^4 (eB), \quad (13)$$

$$\nu_{syn} \sim 120 n_{-7}^{1/2} (1+z)^{1/2} \gamma_s^4 (MHz), \quad (14)$$

$$\lambda_{syn} \sim 2.5 \cdot 10^2 n_{-7}^{-1/2} (1+z)^{-1/2} \gamma_s^{-4} (cm) \quad (15)$$

З іншого боку, щоб мати синхротронні фотони з енергією $E_{syn,obs}$, потрібно, щоб сегмент струни рухався з лоренц-фактором

$$\gamma_s = 3.6 \cdot 10^1 n_{-7}^{-1/8} (1+z)^{-1/8} (E_{syn,obs} / 1eB)^{1/4}, \quad (16)$$

при цьому час охолодження становить

$$t_{syn}(v) = 1.6 \cdot 10^4 \gamma_s^{-4} e_{B,-1}^{-3/4} n_{-7}^{-1} (1+z)^{-13/4} (c). \quad (17)$$

Світність петлі (струни) у синхротронному випромінюванні $L_{syn} = k_{sh} c_e L_{pd}$, де k_{sh} – коефіцієнт трансформації енергії електронів у синхротронне випромінювання, L_{pd} – кількість енергії, яку передає струна в плазму за одиницю часу:

$$L_{pd} = r_s l_{pIGM}^3 \sim 2.2 \cdot 10^{36} B_{-7} c_e \alpha_{-8}^2 n_{-6}^{1/2} (1+z)^{1/2} \gamma_s^2 (erg/c). \quad (18)$$

Ізотропна світність дорівнює

$$L_{syn}^{iso} = 4 \gamma_s^2 L_{syn} \sim 8.8 \cdot 10^{36} k_{sh} c_e B_{-7} \alpha_{-8}^2 n_{-6}^{1/2} (1+z)^{1/2} \gamma_s^4 (erg/c). \quad (19)$$

Потік від струни з червоним зміщенням z

$$F_s = L_{syn}^{iso} / 4\pi d_L^2 \sim 3.7 \cdot 10^{-22} k_{sh} c_e B_{-7} \alpha_{-8}^2 n_{-7}^{1/2} (1+z)^{-1/2} (\sqrt{1+z}-1)^{-2} \gamma_s^4 (erg/cm^2 \cdot c), \quad (20)$$

де d_L – фотометрична відстань до струни.

Спектральний потік на частоті ν_{syn}

$$F_\nu \sim F_s / \nu_{syn} \sim 3.1 \cdot 10^{-30} k_{sh} c_e B_{-7} \alpha_{-8}^2 (1+z)^{-1} (\sqrt{1+z}-1)^{-2} (erg/cm^2 \cdot c \cdot GHz). \quad (21)$$

Для числових розрахунків скористаємося даними для гамма-спалахів [7], а також значеннями $\gamma_e \approx 610 \gamma_{sh}$, $\gamma_s \approx 3$, $B \approx 10^{-7} (G)$, $n \approx 10^{-7} (cm^{-3})$, $\alpha = 10^{-8}$, $z = 1$. Підставивши їх, для нашого випадку отримаємо такі значення: $F_\nu \approx 3.1 \cdot 10^{-8} (JH)$, $\nu_{syn} \approx 2.7 (GHz)$ (радіодіапазон).

5. Обернений ефект Комптона. Синхротронні фотони розсіюються на електронах, що входять до складу космічної плазми. Так як електрони є ультрарелятивістськими (їх енергія значно перевищує енергію фотонів), то при розсіюванні матиме місце обернений ефект Комптона – електрони віддаватимуть енергію фотонам. Існують різні режими для оберненого ефекту Комптона: 1) $E_{syn} \gamma_e \leq m_e c^2$ – томсонівський ліміт, для нього $E_{IC} = E_{syn} \gamma_e^2$; 2) $E_{syn} \gamma_e \gg m_e c^2$ – ліміт

Клейна – Нішини, для якого $E_{IC} = \frac{4}{3} E_{syn} \gamma_e$. У нашому випадку реалізується режим Томсона.

Втрата енергії електронами за фронтом ударної хвилі в основному відбувається завдяки синхротронному та комптонівському випромінюванню. Якщо η – доля випроміненої електронами енергії, то $L^{rad} = L_{IC} + L_{syn} = \eta c_e L_{pd}$, $L_e = c_e L_p$.

Для відношення світностей оберненого комптонівського та синхротронного випромінювань отримаємо

$$x = \frac{L_{IC}}{L_{syn}} = \frac{\eta c_e / (1+x)}{e_B} = \frac{\eta c_e}{e_B (1+x)}.$$

Звідси

$$\begin{cases} x = \frac{\eta c_e}{e_B}, \text{ якщо } \frac{\eta c_e}{e_B} \ll 1 \\ x = \left(\frac{\eta c_e}{e_B} \right)^{1/2}, \text{ якщо } \frac{\eta c_e}{e_B} \gg 1 \end{cases} \quad (22)$$

Для швидкого охолодження $\eta \sim 1$, а

$$x = \eta c_{e,-1} e_{B,-1}^{-1}. \quad (23)$$

Оскільки

$$\begin{cases} L_{syn} = \frac{\eta c_e}{1+x} L_{pd}, \\ L_{IC} = x L_{syn} \end{cases} \quad (24)$$

то

$$L_{IC} = \eta c_{e,-1} e_{B,-1}^{-1} L_{syn}, F_{IC} = \frac{L_{IC}}{4\pi d_L^2}, \nu_{IC} = \gamma_e^2 \nu_{syn}.$$

Запишемо енергію комптонівських фотонів, частоту й довжину хвилі випромінювання:

$$E_{syn,obs} = \frac{\hbar e B}{m_e c} \gamma_e^4 \gamma_E \sim 0.186 n_{-7}^{1/2} (1+z)^{1/2} \gamma_s^6 (eB), \quad (25)$$

$$\nu_{IC} \sim 4.47 \cdot 10^{13} n_{-7}^{1/2} (1+z)^{1/2} \gamma_s^6 (МГц), \quad (26)$$

$$\lambda_{IC} \sim 6.72 \cdot 10^{-4} n_{-7}^{-1/2} (1+z)^{-1/2} \gamma_s^{-6} (см). \quad (27)$$

Для швидкого охолодження світність і потік дорівнюють:

$$L_{IC} = 8.8 \cdot 10^{36} \kappa k_{sh} B_{-7} \alpha_{-8}^2 n_{-6}^{1/2} (1+z)^{1/2} \gamma_s^4 (erg/c), \quad (28)$$

$$F_{s,IC} = L_{syn}^{iso} / 4\pi d_L^2 \sim 1.85 \cdot 10^{-22} \kappa k_{sh} B_{-7} \alpha_{-8}^2 n_{-7}^{1/2} (1+z)^{-1/2} (\sqrt{1+z}-1)^{-2} \gamma_s^4 (erg/cm^2 \cdot c), \quad (29)$$

а спектральний потік на частоті ν_{IC} :

$$F_{\nu,IC} \sim F_{s,IC} / \nu_{IC} \sim 8.28 \cdot 10^{-36} \kappa k_{sh} \gamma_s^{-2} B_{-7} \alpha_{-8}^2 (1+z)^{-1} (\sqrt{1+z}-1)^{-2} (erg/cm^2 \cdot c \cdot Гц). \quad (30)$$

Для типових у нашій моделі параметрів $\gamma_e \approx 610 \gamma_{sh} \gamma_s \approx 3$, $B \approx 10^{-7} (Г)$, $n \approx 10^{-7} (см^{-3})$, $\alpha = 10^{-8}$, $z=1$ отримаємо такі значення: $F_\nu \approx 1.3 \cdot 10^{-13} (Ян)$, довжина хвилі дорівнює $\lambda_{IC} \approx 6.5 \cdot 10^{-11} (м)$, що належить до рентгенівського діапазону.

6. Можливості детектування синхротронного та оберненого комптонівського випромінювання. Зробимо числові оцінки для найближчої струни. З формули для концентрації струн у просторі $n_l = k_1 / l (ct)^2$ можна знайти відстань до найближчої струни $d_s = n_l^{-1/3}$. Якщо час життя Всесвіту становить 12 млрд років, то отримаємо значення $d_s = 6\alpha_{-8}^{1/3} \left(\frac{t_0}{12 \text{ Гроків}} \right)$. Червоне зміщення для найближчої струни $z = HR/c \sim 1.5 \cdot 10^{-3} \alpha_{-8}^{1/3}$, де $H = 77 (км/с \cdot Мпс)$ – стала Хаббла, R – відстань до струни.

Оцінимо кутові розміри струни на небі:

$$\theta = l/d_s = \alpha^{2/3} (рад). \quad (31)$$

Розмір найближчої петлі залежить від маси (натягу) струни. Так, наприклад петля з $\alpha = 10^{-8}$ має розмір $9.67 \cdot 10^{-6} (рад)$, або приблизно 1".

Синхротронне випромінювання плазми для найближчої петлі дає спектральний потік

$$F_\nu^{syn} \sim 1.2 \cdot 10^{-30} z^{-2} (erg/cm^2 \cdot c \cdot Гц) = 0.05 \alpha_{-8}^{4/3} B_{-7} (Ян).$$

Це досить велике значення потоку, яке може зафіксувати середній радіотелескоп. Для оберненого ефекту Комптона отримаємо потік $F_\nu^{IC} \sim 4.1 \cdot 10^{-36} z^{-2} (erg/cm^2 \cdot c \cdot Гц) = 0.18 \alpha_{-8}^{4/3} B_{-7} (мкЯн)$.

Залежно від того, у який час відбувся фазовий перехід у Всесвіті, може змінюватись параметр α_{-8} , діапазон його змін – від $\alpha_{-8} = 10^4$ для ТВО-струн до $\alpha_{-8} = 10^{-2}$ – для легких.

Для радіотелескопа РАТАН 600 (робочий діапазон частот 610–30000 МГц, максимальна кутова роздільна здатність – 2", чутливість – 0.500 мЯн) дані щодо очікуваної кількості струн наведено в табл. 1. (Позначення: N – кількість струн, $R(Мпс)$ – радіус сфери, у якій знаходиться дана кількість струн, z – червоне зміщення, $B(Г)$ – магнітне поле).

Таблиця 1. Кількість струн, що можуть спостерігатися РАТАН 600

Параметри	$\alpha = 10^{-4}$	$\alpha = 10^{-8}$	
B	10^{-11}	10^{-7}	10^{-9}
z	1.57	0.015	$1.57 \cdot 10^{-3}$
R	6135	61.3	6.13
N	$13 \cdot 10^6$	2110	2

Для виявлення космічних струн за оберненим комптон-випромінюванням розглянемо можливості телескопа ХРТ, що розташований на космічній обсерваторії Swift. Призначення Swift – пошук і вивчення гамма-спалахів, діапазон енергій – 0.2–10(кеВ), чутливість – $8.26 \cdot 10^{-30} (erg \cdot см^2 \cdot c / Гц)$. Дані щодо перспектив спостереження струн наведено в табл. 2.

Таблиця 2. Кількість струн, що можуть спостерігатись ХРТ

Параметри	$\alpha = 10^{-4}$		
B	10^{-7}	10^{-9}	10^{-11}
z	3.4	0.339	$3 \cdot 10^{-2}$
R	13200	1320	130
N	$4 \cdot 10^6$	3985	4

7. Висновки. У роботі показано, що надпровідні космічні струни в замагніченому міжгалактичному середовищі генерують сильні релятивістські ударні хвилі, які, у свою чергу, можуть бути джерелами потужного нетеплового випромінювання. Для типових характеристик космічних струн і параметрів міжгалактичного середовища розраховано очікувану кількість струн (петель) у радіо- та рентгенівському діапазоні.

1. Мейерович Б. Э. Гравитационные свойства космических струн // УФН – 2001. – Т. 171. – С. 1033–1049. 2. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Релятивистская астрофизика. – М., 1967. 3. Vilenkin A.E., Shellard P.S. Cosmic strings and other topological defects. – Cambridge, 1994. 4. Chydnovsky E. M., Field G. B., Spergel D. N., Vilenkin A. Superconducting cosmic strings // Phys. Rev. D. – 1986. – Vol. 34. – P. 944–950. 5. Gangui A. Superconducting cosmic strings // astro-ph/0005186. – 2000. 6. Kibble T. W. Cosmic strings reborn? // astro-ph/0410073 v1. – 2004. 7. Piran Tsvi. Gamma-ray bursts and the fireball model // Phys. Rep. – 1999. – Vol. 314. – P. 575–667. 8. Sazhin M., Khavanskaya O., Capaccioli M. et al. Search for gravitational lenses near the extragalactic double object CSL-1 // Astron. L. – 2005. – Vol. 31. – P. 73–79. 9. Schild R., Masnyak I. S., Hnatyk B. I. Anomalous fluctuations in observations of Q0957+561 A,B: smoking gun of a cosmic string? // Astron. Astrophys. – 2004. – Vol. 422. – P. 477–482. 10. Vilenkin A. Cosmic strings: progress and problems // astro-ph/0508135 v2. – 2005. 11. Witten E. Superconducting strings // Nuclear Phys. B. – 1985. – Vol. 249. – P. 557–592.

Надійшла до редколегії 09.11.2005

УДК 524.7

Б. Гнатик, Н. Ковтун

АСТРОФІЗИЧНІ ВИЯВИ КОЛАПСУ НЕЙТРОННОЇ ЗОРІ В ЧОРНУ ДІРУ

Проведено дослідження прискорення заряджених частинок великоамплітудними електромагнітними хвилями, що генеруються в астрофізичних об'єктах. Основну увагу приділено прискоренню космічних променів надвисоких енергій. Детально розглянуто механізм прискорення та основні характеристики прискорених частинок. Проаналізовано астрофізичні застосування пропонованого механізму, зокрема прискорення космічних променів унаслідок колапсу нейтронної зорі в чорну діру.

The investigation of charged particle acceleration by large amplitude electromagnetic waves, generated by different astrophysical sources, is carried out. The main attention is paid to ultra high energy cosmic ray acceleration. The mechanism of acceleration and main characteristics of accelerated particles are discussed in details. The astrophysical applications of the proposed mechanism, particularly, cosmic ray acceleration as the result of the neutron star collapse into black hole, is analysed.

Вступ. Космічні промені (КП) були відкриті на початку ХХ ст. Гессом і Кольхерстером, які здійснили польоти на балонах (див. огляд у [3]). Вони отримали гідний подиву результат, який показував, що зі зростанням висоти, починаючи приблизно з 1.5 км, середня іонізація збільшується порівняно з іонізацією над рівнем моря. Це стало переконливим свідченням того, що джерело "радіації" знаходиться поза межами атмосфери. З часом було з'ясовано, що в земну атмосферу постійно проникають іони та субатомні частинки високих енергій. Серед них зустрічаються частинки, що мають енергію, вищу за 10^{18} eV – аж до $3 \cdot 10^{20}$ eV. Їх називають космічними променями надвисоких енергій (КПНВЕ). Постає питання: що надає звичайному протону енергію, що в 10^8 разів перевищує енергію, якої досягають найпотужніші земні прискорювачі?

На це та інші питання щодо фізики КПНВЕ дослідники намагаються дати відповідь уже близько століття. До нагальних теоретичних проблем, що потребують розв'язання, належать, зокрема, такі:

- відсутність загально визнаного механізму прискорення КПНВЕ;
- відсутність очікуваних джерел у напрямках, з яких надходять КП (активні ядра галактик, скупчення галактик тощо), більше того, напрямки надходження практично ізотропно розподілені на небі;
- існування значної кількості КПНВЕ з енергією, що перевищує теоретично передбачену границю.

Відомо, що КПНВЕ (протони) зазнають суттєвих втрат енергії в міжгалактичному середовищі на відстані біля 50 Мпк при початковій енергії $E = 10^{20}$ eV і $10 \div 20$ Мпк при $E = 3 \cdot 10^{20}$ eV унаслідок фотопіонних втрат на реліктових фотонах ($T = 2.7$ °K) (т. зв. обрізання Грайзена – Зацепіна – Кузьміна (ГЗК) енергетичного спектра КПНВЕ при $E > E_{\min} \approx 5 \cdot 10^{19}$ eV) [6, 13].

КПНВЕ з енергією близько 10^{20} eV – надто рідкісні події. У середньому одна така частинка потрапляє на кожен квадратний кілометр земної поверхні лише раз на 100 років. Нещодавно завершився експеримент AGASA (Японія) [10], який виявив 11 подій з енергією понад 10^{20} eV при статистичному очікуванні 2–3 подій. У той же час інший експеримент – HiRes [9] – узгоджується з ГЗК-границею. Досі відкритим залишається питання й про ізотропію КПНВЕ. Після повідомлень про вияв анізотропії в даних установки AGASA [10] була підтверджена ізотропія КПНВЕ за спостереженнями HiRes [9]. Розв'язати ці питання має допомогти великий детектор, який будується зараз в Аргентині (проект AUGER) і буде займати площу 3000 км² [11].

Таким чином, незважаючи на інтенсивні дослідження, природа та механізми прискорення КПНВЕ залишаються нез'ясованими. Унаслідок взаємозв'язку цих проблем розв'язання однієї з них суттєво полегшить розв'язання іншої. Так, традиційні механізми прискорення Фермі першого та другого роду вважаються відповідальними за прискорення основної маси КП. Однак у випадку КПНВЕ проблема радіаційних втрат значно ускладнює прискорення [4]. Тому в нашій роботі ми показуємо, що інший сценарій електромагнітного прискорення – імпульсне однократне прискорення заряджених частинок у взаємно перпендикулярних електричних і магнітних полях великоамплітудної електромагнітної хвилі (BAEMX) – може забезпечити прискорення принаймні частини спостережуваних КПНВЕ. Важливо, що розглядуваний механізм не пов'язаний з великими радіаційними втратами та проблемою інжекції.

Генерування BAEMX очікується в різних класах астрофізичних об'єктів, зокрема, у пульсарах. У 70-х рр. минулого століття вважалося, що у BAEMX (магнітодипольне випромінювання від пульсарів) можливе прискорення КПНВЕ [7, 8]. Проте в більш реалістичних пульсарних моделях магнітодипольне випромінювання супроводжується народженням електрон-позитронних пар і магнітогідродинамічного вітру з домінуванням електромагнітного потоку (потіку Пойтінга). Тільки на великих відстанях від пульсара, коли струми зміщення починають переважати над струмами провідності в плазмі вітру, в заморожені в плазмі поля можуть трансформуватись у BAEMX (див. [12] та посилання там), однак поля в такій хвилі вже будуть надто слабкими для ефективного прискорення КП.

Сучасні теоретичні моделі передбачають цілий ряд можливих джерел потужних ВАЕМХ, як постійних (релятивістські струмені в активних ядрах галактик тощо), так і транзйентних (новонароджені мілісекундні пульсари, релятивістські струмені Гіпернових, колапс нейтронних зір у чорні діри тощо), умови в яких можуть бути сприятливими для прискорення КП. У нашій роботі розглядається прискорення КП у полі ВАЕМХ, породженої колапсом нейтронної зорі в чорну діру [5].

Прискорення КП великоамплітудними електромагнітними хвилями. Синусоїдальна ВАЕМХ з амплітудою магнітного поля B_0 і частотою Ω характеризується безрозмірним параметром ефективності прискорення $v_0 = eB_0/(mc\Omega)$ [8], який визначає характер взаємодії з хвилею частинки із зарядом e і масою m та ефективність прискорення. Для прямокутного імпульсу шириною Δ параметр прискорення запишеться так: $v_0 = eE_0\Delta/(mc^2)$. У випадку, коли $v_0 \ll 1$, відбувається класичне розсіювання на осцилюючому практично нерухомому заряді. Коли ж $v_0 \gg 1$ – частинка рухається в напрямку хвилі та прискорюється до ультрарелятивістських швидкостей. При цьому в полі ВАЕМХ частинка спочатку набуває швидкості v у напрямку, перпендикулярному до напрямку хвилі, завдяки чому виникає сила $\vec{f} = (e/c)[\vec{v} \times \vec{B}]$, яка прискорює частинку в напрямку хвилі. Якщо $\omega_H \gg \Omega$, де $\omega_H = eB_0/(mc)$ – ларморовська частота в полі електромагнітної хвилі, то, відповідно, $v_0 = \omega_H / \Omega \gg 1$, частинка набуває швидкості $v \approx c$ у напрямку розповсюдження хвилі і, рухаючись довгий час у фазі з хвилею, може прискорюватись до значних факторів Лоренца.

Ганн і Острайкер [8] розглядали прискорення заряджених частинок магнітодипольним випромінюванням пульсара. Для такого прискорення необхідна наявність перпендикулярної до осі обертання складової магнітного моменту $\mu_{\perp}$. Пульсар радіусом R_S із магнітним моментом $\mu = 2H_S R_S^3$ і напруженістю магнітного поля на полюсі H_S є джерелом магнітодипольного випромінювання з частотою Ω , рівною частоті обертання пульсара, і світністю $L_{md} = 2\mu_{\perp}^2 \Omega^4 / (3c^3)$ [1]. Лоренц-фактор, який частинка отримує внаслідок прискорення від світлового циліндра $R_C = c / \Omega$ до певної критичної відстані r_C , де відбувається значне ослаблення хвилі, є таким:

$$\gamma = \left[3\omega_H / \left(\sqrt{2}\Omega \ln(r_C / R_C) \right) \right]^{2/3}. \quad (1)$$

Для типових параметрів пульсарів енергія прискореної частинки становить

$$E = 5.2 \cdot 10^{15} A^{1/3} Z^{2/3} \left(H_S / 10^{13} \text{ eB} \right)^{2/3} \left(\Omega / 10^{-3} \text{ c}^{-1} \right)^{4/3} \left(\ln(r_C / R_C) \right)^{2/3} \text{ eB}. \quad (2)$$

При $r_C \approx 0.01$ пк ця енергія для ядра заліза дорівнює $1.3 \cdot 10^{18}$ eB.

У розглянутій моделі в кожний момент часу всі частинки прискорюються до однакової енергії, що визначається кутовою швидкістю пульсара Ω , а спектр прискорених частинок формується при гальмуванні пульсара (див. огляд у [1]).

Проілюструвати співвідношення (1) можна таким чином. Нехай наша хвиля – це П-подібний електромагнітний імпульс товщиною Δ . За час прискорення $t_{\max}$ у постійних взаємно перпендикулярних ($\vec{H} = H\vec{e}_z$, $\vec{E} = E\vec{e}_y$) і рівних за величиною електричному й магнітному полях частинка прискориться до лоренц-фактора [2, с. 85–86]:

$$\gamma_{\max} = \Delta^2 e^2 E^2 / (2m^2 c^4) = \left(3eEt_{\max} / (\sqrt{2} mc) \right)^{2/3}. \quad (3)$$

Максимальний кут, на який відхилиться частинка після виходу з хвилі: $\varphi = \arctg \left(3mc^2 / (\Delta eE) \right)$.

Нехай $\Delta R = ct_{\max}$ – відстань, на якій відбувається прискорення.

У випадку прискорення частинок сферичною ВАЕМХ параметр v_0 визначимо в точці з початковим радіусом імпульсу, що дорівнює його ширині $\Delta = R_0$, $B_0 = B(R_0)$.

Оскільки хвиля характеризується розходженням, то результат прискорення залежить від R – початкового розташування частинки. Так, для відносно малих значень R , таких що $R < R_0 v_0^{2/3}$, домінує сферичне розходження хвилі (**сферичний режим прискорення**) і ефективний час прискорення становить порядку $t_{acc} \approx R/c$. Однак $B(R)R = B_0 R_0$, і лоренц-фактор прискорених частинок відповідно до (3) дорівнює

$$\gamma \approx \left(3v_0 / \sqrt{2} \right)^{2/3} \quad (4)$$

і не залежить від початкового положення частинки R . Формула (4) узгоджується з (1).

Для великих значень R , таких що $R > R_0 v_0^{2/3}$, зміщення частинки є дуже малим порівняно з початковою відстанню R (реалізується **плоский режим прискорення** – як у плоскій хвилі), $B(R) = \text{const}$ (рис. 2). Під час цього прискорення лоренц-фактор визначається через час прискорення, тобто час перебування частинки в імпульсі $t_{\max} = \Delta \gamma_{\max} / (3c)$, або, відповідно до (3),

$$\gamma \approx v^2(R) / 2, \quad (5)$$

де $v(R) = v_0 R_0 / R$ – параметр ефективності прискорення на відстані R від джерела електромагнітного імпульсу. Формула (5) аналогічна результату Ганна – Острайкера [8] для великих відстаней.

Поширюючись у міжзоряному середовищі, хвиля прискорює всі заряджені частинки, які потрапляють у дію поля хвилі. Якщо електромагнітний імпульс вузьконаправлений (колімований), то в результаті прискорення утвориться

вужконаправлений пучок частинок. Якщо ж електромагнітний імпульс сферично-симетричний, то і прискорені частинки утворюватимуть сферичну оболонку.

Колапс нейтронної зорі в чорну діру. Нехай нейтронна зоря масою M_S , радіусом R_S і з магнітним полем на поверхні B_S колапсує в чорну діру (див. огляд та моделювання в [5]). Чисельне моделювання показує, що в результаті колапсу випромінюється біля 20 % початкової енергії магнітосфери нейтронної зорі у вигляді електромагнітного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda \sim 12.6 R_{gr}$, де $R_{gr} = 2GM_S / c^2 = 3 \cdot 10^5 (M_S / M_O) \text{ см}$ – гравітаційний радіус нейтронної зорі, M_O – маса Сонця. Для маси нейтронної зорі приймемо $M_S = 3M_O$, так що $R_{gr} \approx 10^6 \text{ см}$. Вважатимемо електромагнітний імпульс сферично-симетричним і розглянемо прискорення ним заряджених частинок на вколосоряної плазми. Магнітне поле зорі безпосередньо перед колапсом (з радіусом зорі, близьким до гравітаційного) перевищуватиме початкове:

$$B_f = B_S (R_S / R_{gr})^2 \approx 10 B_S \text{ Гс}. \quad (6)$$

Повна енергія магнітосфери нейтронної зорі для поля дипольного типу з індукцією $B_f = 10^{17} B_{f,17} \text{ Гс}$ становить

$$W_{mag} = B_f^2 R_{gr}^3 / 6 = 1.7 \cdot 10^{51} B_{f,17}^2 R_{gr,6}^3 \text{ ерг}. \quad (7)$$

Як верхню можливу межу на індукцію поля в колапсуючій нейтронній зорі розглянемо значення порядку 10^{17} Гс , які очікуються в щойно народжених магнетарах. За нижню межу приймемо типові поля нейтронних зір 10^{12} Гс . Енергія електромагнітного імпульсу, який ми апроксимуємо прямокутним профілем розподілу електричного та магнітного полів $E_0 = B_0$ з товщиною $\Delta = \lambda / (2\pi)$ і початковим радіусом $R_0 = 2R_{gr} = 6 \cdot 10^5 (M_S / M_O) \text{ см}$, буде рівною

$$W_{EM} = 9.5 \cdot 10^{19} B_0^2 R_{gr,6}^3 \text{ ерг}.$$

З іншого боку, як уже згадувалось, енергія електромагнітного імпульсу дорівнює

$$W_{EM} \approx 0.2 W_{mag} = 3.4 \cdot 10^{50} B_{f,17}^2 R_{gr,6}^3 = 9.18 \cdot 10^{48} B_{f,17}^2 (M_S / M_O)^3 \text{ ерг}. \quad (8)$$

Тому для індукції магнітного поля в електромагнітному імпульсі отримаємо $B_0 = \sqrt{W_{EM} / R_0^3}$ або $B_0 = 2 \cdot 10^{15} B_{f,17} \text{ Гс}$, а для безрозмірного параметра прискорюючої здатності електромагнітної хвилі –

$$v_0 = e B_0 \Delta / (m c^2) = 10^5 B_{f,17} (M_S / M_O), \quad (9)$$

де e – заряд частинки, m – маса частинки, що прискорюється (у нашому випадку – протона).

Критичний радіус, до якого триватиме сферичний режим прискорення, дорівнює

$$R_{cr} = \Delta v_0^{2/3} = 2 \cdot 10^{16} \cdot B_{f,17}^{2/3} (M_S / M_O)^{5/3} \text{ см}. \quad (10)$$

Таким чином, на стадії сферичного режиму прискорення (на відстанях $R < R_{cr}$) усі частинки міжзоряного середовища прискорюються до однакового лоренц-фактора:

$$\gamma = (3v_0 / \sqrt{2})^{2/3} = 1.65 \cdot 10^{10} \cdot B_{f,17}^{2/3} (M_S / M_O)^{2/3}. \quad (11)$$

Пробіг електромагнітного імпульсу в міжзоряному середовищі з концентрацією частинок n визначається втратами енергії імпульсу на прискорення частинок і для випадку сферичного прискорення дорівнює

$$R_{\max} = (3W_{EM} / (4\pi n \gamma m c^2))^{1/3} = 4.45 \cdot 10^{13} B_{f,17}^{4/9} n^{-1/3} (M_S / M_O)^{7/9} \text{ см}. \quad (12)$$

Колапс магнетара. Оскільки у випадку магнетара із $B_f = 10^{17} \text{ Гс}$ пробіг імпульсу значно менший, ніж критичний радіус $R_{\max} < R_{cr}$, то всі частинки прискорюватимуться в режимі сферичного прискорення – до приблизно однакового лоренц-фактора, тобто до однакової енергії. Для протонів це енергія порядку $E = \gamma m c^2 \approx 10^{20} \text{ еВ}$. Звичайно, більш реалістична модель прискорення приведе до деякого розкиду енергій прискорених частинок, але цікаво, що колапс нейтронних зір з надвеликими полями дає енергії частинок, близькі до максимальних, що спостерігаються у спектрі космічних променів.

Кількість частинок, прискорених імпульсом:

$$N_{tot} = 4\pi n R_{\max}^3 / 3 = 3.7 \cdot 10^{41} B_{f,17}^{4/3} (M_S / M_O)^{7/3}. \quad (13)$$

Кількість частинок, що приходять на детектор площею S :

$$F_N = N_{tot} S / (4\pi D^2) = 3 B_{f,17}^{4/3} S D_{20}^{-2} (M_S / M_O)^{7/3}, \quad (14)$$

де $D_{20} = D / 10^{20} \text{ см}$ – нормована відстань до спостерігача.

Максимальна кількість частинок (протонів), що можуть прийти на детектори AGASA з площею 110 км^2 і AUGER, що має площу 3000 км^2 , дорівнює

$$F_{N,AGASA} = 3.2 \cdot 10^3 B_{f,17}^{4/3} (M_S / M_O)^{7/3} (D/1 \text{ Мпк})^{-2}, \quad (15)$$

$$F_{N,AUGER} = 9.5 \cdot 10^4 B_{f,17}^{4/3} (M_S / M_O)^{7/3} (D/1 \text{ Мпк})^{-2}. \quad (16)$$

Отже, від колапсу нейтронних зір у найближчих масивних галактиках, тобто з відстані порядку 1 Мпк, можна очікувати до десятків і сотень тисяч частинок, зокрема для детектора AUGER – до 10^6 частинок.

На детектор AUGER після колапсу нейтронної зорі у нашій Галактиці (на відстані 10 кпк) може прийти $1.2 \cdot 10^{10}$ частинок; з галактики Діва А (18 Мпк) – 3700 частинок; з області Великого Атрактора (60 Мпк) – 340 частинок.

Відстань, з якої до спостерігача прийде хоча б одна частинка:

$$D = 1.7 \cdot 10^{20} B_{f,17}^{2/3} S^{1/2} (M_S / M_O)^{7/6} \text{ см}. \quad (17)$$

Так, максимальна відстань приходу однієї частинки на детектор AGASA становить близько 200 Мпк, для AUGER – 1 Гпк. Точніші оцінки для космологічних відстаней вимагають урахування енергетичних втрат частинок.

Колапс типової нейтронної зорі із $B_f = 10^{12}$ Гс породжує значно слабший електромагнітний імпульс – з енергією біля $W_{EMf} \approx 3 \cdot 10^{40}$ ерг та індукцією $B_0 \approx 2 \cdot 10^{10}$ Гс. Типова енергія прискорених частинок (протонів) очікується всього $E = \gamma mc^2 \approx 2 \cdot 10^{16}$ еВ, максимальний пробіг імпульсу практично рівний критичному радіусу для сферичного прискорення $R_{\max} = R_{cr} \approx 6 \cdot 10^{13}$ см за умов міжгалактичного середовища з $n = 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ (за вищих концентрацій пробіг зменшується: $R_{\max} < R_{cr}$). Тому в цьому випадку потік прискорених частинок буде близьким до моноенергетичного, хоча внаслідок їх надто малої кількості для випадку позагалактичних колапсів, суттєвого вкладу в спостережуваний потік космічних променів не вносиме.

Висновки. Ми дослідили вияви прискорення заряджених частинок великоамплітудними електромагнітними хвилями, породженими колапсом нейтронної зорі в чорну діру. Отримано основні характеристики прискорених частинок. Показано, що максимальні енергії, яких досягають прискорені частинки, становлять приблизно 10^{20} еВ, а кількість протонів, що можуть зареєструвати сучасні детектори з відстані 1 Мпк, очікується біля 730 частинок для детектора типу AGASA і 10^4 частинок – для AUGER. Навіть з області Великого Атрактора при колапсі нейтронної зорі в чорну діру до нас можуть дійти високоенергетичні заряджені частинки: згідно з нашими розрахунками, на детектор AUGER може потрапити близько 6 частинок з цієї області.

Отримані результати показують, що механізм прискорення високоенергетичних частинок великоамплітудною електромагнітною хвилею є перспективним для прискорення КПНВЕ та вимагає подальшого дослідження. Зокрема, різною буде ефективність прискорення електронного та іонного компонентів.

1. *Астрофизика космических лучей* / Под ред. В.Л. Гинзбурга. – М., 1990. 2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. – М. –1988. –Т. 2. 3. *Лонгейр М.* Астрофизика высоких энергий. – М., 1984. 4. *Aharonian F.A. et al.*, Constraints on the extremely high-energy cosmic ray accelerators from classical electrodynamics // *Phys. Rev. D.* – 2002. – Vol. 66. – P. 3005–3011. 5. *Baumgarte T.W., Shapiro S.L.* Collapse of a magnetized star to a black hole // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 585. – P. 930–947. 6. *Greisen K.* End to the cosmic ray spectrum? // *Phys. Rev. Lett.* – 1966. – Vol. 16. – P. 748–750. 7. *Gunn J.E., Ostriker J.P.* Acceleration of High-Energy Cosmic Rays by Pulsars // *Phys. Rev. Lett.* – 1969 – Vol. 22. – P. 728–730. 8. *Gunn J.E., Ostriker J.P.* On The Motion and Radiation of Charged Particles in Strong Electromagnetic Waves. I. Motion in Plane and Spherical Waves // *Astrophys. J.* – 1971. – Vol. 165. – P. 523–541. 9. <http://hires.phys.columbia.edu>. 10. <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA>. 11. <http://www.auger.org>. 12. *Usov V.V.* / In "Gamma-Ray Bursts: The First Three Minutes", eds. J. Poutanen and R. Svensson, AIP Conference Series. – 1999. – Vol. 190. – P.153. 13. *Zatsepin G.T., Kuzmin V.A.* Upper limit of the spectrum of cosmic rays // *JETP Lett.* – 1966. – Vol. 4. – P. 78–80.

Надійшла до редколегії 27.02.2006

УДК 52:531.51; 52:530.12

Г. Іващенко, В. Жданов

ЛАГРАНЖІАН КОСМОЛОГІЧНОГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ З УЗАГАЛЬНЕНИМ КІНЕТИЧНИМ ЧЛЕНОМ І СПОСТЕРЕЖЕННЯ НАДНОВИХ

Розглянуто космологічне скалярне поле, лагранжіан якого містить кінетичний член, що може відрізнятися від стандартної квадратичної форми за похідними поля. На основі даних останніх спостережень за надновими типу Ia побудовано потенціали поля для кількох варіантів степеневого кінетичного члена. Розрахунки проведено в межах поліноміальної моделі підгонки для фотометричної відстані. Отримано оцінки сталої Хаббла та червоного зміщення, що відповідає моменту, коли космологічне сповільнення змінилося на прискорення. Окремо проаналізовано випадок сталої потенціалу для степеневих кінетичних членів.

We consider cosmological scalar field described by a Lagrangian with a power-law kinetic term that may differ from the standard quadratic form in the field derivatives. On account of recent observational data on the type Ia supernovae, we have derived the field potentials for several kinetic terms. The data for photometric distance as a function of the supernova redshift are fitted with a third order polynomial. The Hubble constant and the jerk redshift are obtained. The case of a constant potential is specially analyzed for power-law kinetic terms.

1. Вступ. Сучасна космологія переживає революційний етап після отримання даних спостережень наднових типу Ia [6, 7] і флуктуацій реліктового випромінювання [4, 11]. Ці дані підтверджують основні ідеї інфляційної теорії, вони впевнено свідчать про прискорення розширення Всесвіту та про наявність невідомих видів матерії, що дають основний внесок у космологічну густину. Для інтерпретації результатів спостережень використовують різні космологічні моделі, серед яких найпоширенішою є Λ CDM-модель. За цією моделлю, руйнівними силами космологічного розширення є космологічна стала Λ та темна матерія з нульовим тиском. Існують різні інтерпретації Λ , серед яких найбільш уживаним є динамічне пояснення мовою деякого космологічного поля (темної енергії чи квінтесенції) [9], зокрема, скалярного поля ϕ .

У лагранжіан цього поля зазвичай включають певний потенціал і стандартний кінетичний член – квадратичну форму від похідних, що забезпечує квазілінійну форму рівнянь поля. Разом з тим, треба мати на увазі, що космоло-

гічне скалярне поле – дуже незвичайний об'єкт, властивості якого можуть суттєво відрізнятися від усіх раніше відомих полів. Тому має сенс розглядати більш загальну форму кінетичного члена, як це зроблено в роботах [1, 3, 5, 9]. У [5] розглянуто лагранжіан, що залежить лише від похідних ϕ і не залежить від самого поля.

Виникає питання: як дані спостережень обмежують вигляд лагранжіана? Чи є можливість відтворити деякі його фізичні характеристики з даних спостережень, наприклад щодо залежності фотометричної відстані $D_{ph}(z)$ від червоного зміщення z ? Така можливість обговорюється в роботах [8, 9, 12]. Це питання розглянуто й у даній роботі, але на відміну від [9], ми розглядаємо варіанти скалярного поля з нестандартним, зокрема, степеневим кінетичним членом.

Зауважимо, що в більшості робіт, які стосуються впливу космологічних полів на еволюцію Всесвіту, спочатку конкретизують вигляд рівнянь поля або його лагранжіана з точністю до кількох параметрів, а потім ці параметри за допомогою даних спостережень. На відміну від цього, у п. 2 на основі останніх даних спостережень за надновими ми отримали залежність фотометричної відстані від червоного зміщення в межах поліноміальної моделі регресії. Далі це використано для відновлення вигляду лагранжіана за різних припущень щодо вигляду його кінетичної частини. У п. 4 також розглянуто випадок сталого потенціалу для степеневих кінетичних членів.

2. Опрацювання експериментальних даних. Для визначення залежності фотометричної відстані D_{ph} від червоного зміщення z ми користувались списком наднових типу Ia з роботи [7]. Фотометрична відстань (у Мпс) пов'язана з видимою зоряною величиною

$$D_{ph} = 10^{(m-M-25)/5}, \quad (1)$$

де M – абсолютна зоряна величина.

Далі ми спробували апроксимувати дані спостережень, не застосовуючи інформацію про загальний вигляд залежності $D_{ph}(z)$, наприклад, відповідно до Λ CDM- або іншої моделі. Це пов'язано із загальною постановкою задачі про експериментальне визначення характеристик скалярного поля, коли вигляд лагранжіана є невідомим.

При такому підході критичним є питання про форму підгоночної залежності. За відсутності апріорної інформації про $D_{ph}(z)$ апроксимуємо її за допомогою поліноміальної регресії. Щоб визначити степінь підгоночного полінома, ми побудували ортонормовану систему поліномів за методом Форсайта [2], що відповідає експериментальним даним до п'ятого степеня. За стандартною методикою [2] було виявлено, що регресори четвертого та п'ятого степенів не є значущими (їх урахування практично не поліпшує нев'язку, а їхній внесок має порядок загальної похибки). Тому апроксимуємо залежність фотометричної відстані від червоного зміщення поліномом третього степеня

$$D_{ph}(z) = b_1 z + b_2 z^2 + b_3 z^3. \quad (2)$$

Старші степені z можуть впливати на вигляд ефективного потенціалу скалярного поля. По суті, формула (2) є найпростішим припущенням, що фіксує модель залежності $D_{ph}(z)$ і цим вносить певні обмеження на характеристики скалярного поля. Однак слід мати на увазі, що це не єдине таке припущення.

У результаті порівняння з даними спостережень за методом найменших квадратів ми отримали такі значення коефіцієнтів:

$$b_1=4232; b_2=3159; b_3=-1015, \quad (3)$$

де похибку результатів відображає коваріаційна матриця

$$\langle \Delta b_i, \Delta b_j \rangle = \begin{pmatrix} 4 \cdot 10^3 & -1.4 \cdot 10^4 & 9.2 \cdot 10^3 \\ * & 1.3 \cdot 10^5 & -1.1 \cdot 10^5 \\ * & * & 1.1 \cdot 10^5 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Тут зірочкою * позначено симетричні значення матриці.

На рис. 1 наведено відновлену таким чином теоретичну криву залежності фотометричної відстані від червоного зміщення на тлі експериментальних даних. Ця крива дещо відрізняється (у межах експериментальної похибки від залежності, що можна отримати в космологічній Λ CDM-моделі).

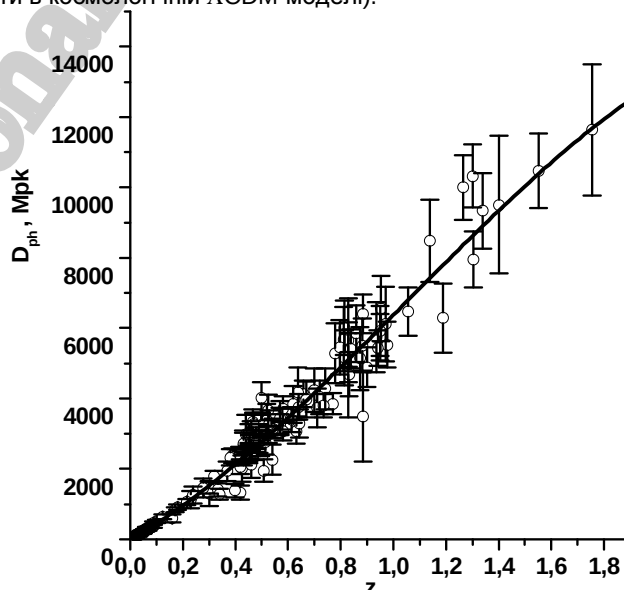


Рис. 1. Залежність фотометричної відстані від червоного зміщення: дані спостережень (з похибками) і підгоночна крива

Щоб порівняти результати апроксимації з роботами інших авторів, ми обчислили сучасне значення сталої Хаббла H_0 :

$$H_0 = c(b_1)^{-1}. \quad (5)$$

Отримали $H_0 = (71 \pm 1)$ км/с·Мпс. Це узгоджується з результатом [11]: $H_0 = (71 \pm 4)$ км/с·Мпс. Крім того, ми підрахували значення червоного зміщення, при якому сповільнення змінилось на прискорення. За допомогою відомих співвідношень

$$1+z = \frac{a(t_0)}{a(t)}, \quad H(z) = \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{D_{ph}(z)}{1+z} \right) \right]^{-1}$$

Отримали
$$\frac{d^2 a}{dt^2} = H^3 \frac{d}{dz} \left[(1+z) \frac{d}{dz} \left(\frac{D_{ph}(z)}{1+z} \right) \right].$$

Цей вираз дорівнює нулю, якщо червоне зміщення $z_J = 0.53 \pm 0.20$. Для порівняння зазначимо, що в роботі [7] отримано $z_J = 0.46 \pm 0.13$. Для плоского Всесвіту в Λ CDM-моделі з $\Omega_m = 0.3$ можна отримати $z_J = 0.73$ [9]. Нагадаємо, що наше значення z_J відповідає моделі із залежністю (2), у загальному випадку воно дуже чутливе до степеня підгоночного полінома.

Ми отримали 1σ межі залежності $D_{ph}(z)$, яка далі використовується для обмежень на параметри лагранжіана. Відзначимо, що результати опрацювання дозволяють оцінити власні швидкості галактик, де було зареєстровано наднові. Дійсно, якщо вважати, що підгоночна крива не містить систематичних похибок, тобто відображає деяку усереднену залежність, то відхилення даних спостережень від цієї кривої обумовлене власними швидкостями галактик і похибкою вимірювань. Звідси впливає верхня оцінка власних швидкостей наднових, яка становить для $z < 1$ не більше 0.01, для $z < 1.85$ – менше 0.1. Це досить слабка оцінка швидкостей, але вона, принаймні, не суперечить іншим даним.

3. Зв'язок характеристик скалярного поля з даними спостережень. Вважатимемо надалі, що метрика має вигляд

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi), \quad (6)$$

що відповідає однорідній ізотропній космології з плоским простором (тут і далі швидкість світла $c = 1$), а динаміка космологічного розширення визначається деяким скалярним полем і холодною матерією з рівнянням стану $p = 0$, частка якої в сучасній космологічній густині маси становить Ω_m .

Розглянемо лагранжіан однорідного космологічного скалярного поля з узагальненим кінетичним членом

$$L = F(X) - V(\phi), \quad (7)$$

де $X \equiv (1/2)g^{\alpha\beta}\partial_\alpha\phi\partial_\beta\phi$. В однорідній ізотропній космології відмінними від нуля є похідні за часом, а тензор енергії імпульсу має структуру, аналогічну випадку ідеальної рідини:

$$T_\nu^\mu = -\delta_\nu^\mu (F - V) + \partial_\nu\phi\partial^\mu\phi (\partial F / \partial X). \quad (8)$$

Його нетривіальні компоненти позначимо так: $p \equiv F(X) - V(\phi)$,

$$\rho \equiv -F(X) + V(\phi) + 2X \frac{\partial F(X)}{\partial X}. \quad (10)$$

Для $p = -\rho$ з (9), (10) для нетривіального F маємо $\phi = \text{const}$, що в Λ CDM-моделі відповідає сталому Λ . Тим не менш, з урахуванням того, що експериментальні дані є наближеними, вони не виключають певну залежність скалярного поля від червоного зміщення, а значить, дають певні обмеження на вигляд функцій F та V (див. далі п. 4).

З рівнянь Фрідмана для плоского однорідного Всесвіту маємо

$$\frac{dH}{dt} + H^2 = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p), \quad (11)$$

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho, \quad (12)$$

де $H = a^{-1}(da/dt)$ – параметр Хаббла, пов'язаний із червоним зміщенням z та фотометричною відстанню D_{ph} такими співвідношеннями [9]:

$$1+z = \frac{a(t_0)}{a(t)}, \quad H(z) = \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{D_{ph}(z)}{1+z} \right) \right]^{-1}, \quad (13)$$

де t_0 – сучасна епоха. Перше співвідношення дозволяє перейти в рівняннях (11), (12) від космологічного часу t до червоного зміщення z . Звідси $\frac{d}{dt} = -(1+z)H(z)\frac{d}{dz}$. Друге пов'язує залежність $H(z)$ зі спостережуваними величинами, тому її можна розглядати, як спостережувану.

Для холодної матерії ($p_m = 0$) залежність густини ρ_m від z описується рівняннями

$$\begin{aligned} \rho_m &= \rho_{m0}(1+z)^3; \\ \rho_{m0} &= \rho_c \Omega_m; \\ \rho_c &= \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \end{aligned} \quad (14)$$

де ρ_{m0} та $H_0 = H(0)$ – значення густини холодної матерії та параметра Хаббла в сучасну епоху, ρ_c – критична густина.

Вважаючи, що у Всесвіті є лише пилова матерія з рівнянням стану $\rho_m = 0$ і скалярне поле з лагранжіаном (7), з (11), (12) отримуємо умови на кінетичний член та його першу похідну:

$$X \frac{dF}{dX} = \rho_c \psi(z), \quad (15)$$

$$F - V = \rho_c \xi(z), \quad (16)$$

де

$$\psi(z) = \frac{(1+z)}{6H_0^2} \frac{dH^2}{dz} - \frac{1}{2} \Omega_m (1+z)^3,$$

$$\xi(z) = \frac{(1+z)}{3H_0^2} \frac{dH^2}{dz} - \frac{H^2}{H_0^2}.$$

Якщо відомими є вигляд кінетичного члена $F(X)$, величина Ω_m і функції ψ та ξ , то потенціал $V(\phi)$ визначається з (15), (16) параметрично разом із $\phi(z)$. Якщо, навпаки, відома функція $V(\phi)$, то після диференціювання (16) по z та виключення F з (16) маємо диференціальне рівняння другого порядку для визначення $\phi(z)$:

$$2\psi \left\{ \frac{d}{dz} \left[\ln \left(\frac{d\phi}{dz} \right) \right] + \frac{d \ln H}{dz} + \frac{1}{1+z} \right\} = \frac{1}{\rho_c} \frac{dV}{dz} + \frac{d\xi}{dz}.$$

Далі вигляд $F(X)$ визначається з (16) параметрично.

Слід зауважити, що визначення потенціалу чи кінетичного члена з експериментальних даних за допомогою (15), (16) є нестійкою процедурою, оскільки тут задіяні похідні від експериментальної залежності $D_{ph}(z)$. Тому суттєво, що вигляд підгоночної функції зафіксовано формулою (2).

4. Лагранжіан зі степеневим кінетичним членом. Використаємо умови (15), (16) для конкретних виразів кінетичного члена в (7) за відомих Ω_m . Відзначимо, що вибір Ω_m можна зробити незалежно, оскільки є різні способи оцінити внесок темної матерії.

Нехай

$$F = \lambda X^n \quad (17)$$

Із (15), (16) легко отримати параметричні рівняння для потенціалу поля V :

$$V(z) = \frac{\psi(z)}{n} - \xi(z), \quad (18)$$

$$\left[(1+z)H(z) \frac{d\phi(z)}{dz} \right]^{2n} = \frac{\psi(z)}{\lambda n}. \quad (19)$$

Зазвичай кінетичний член у лагранжіані та його внесок у густину енергії є невід'ємними. Будемо вважати, що ця умова має місце й для більш загального F . У разі (17) звідси $\lambda \geq 0$, $(2n-1)\lambda \geq 0$, тоді $n \geq 1/2$, а з (19) випливає $\psi(z) > 0$. Однак, дослідивши залежність $\psi(z)$, визначену на основі спостережуваних даних, можна побачити, що вона може бути від'ємною для завеликих значень Ω_m . З урахуванням можливих похибок це дає приблизну оцінку $\Omega_m < 0.4$.

Далі нами було розглянуто кілька степеневих кінетичних членів з чотирма різними значеннями $n = 1/2, 1, 3/2, 2$ ($\lambda = 1$), де ми вважали, що згідно з даними [7], $\Omega_m = 0,28$. Відповідні потенціали та залежності скалярного поля від червоного зміщення показано на рис. 2.

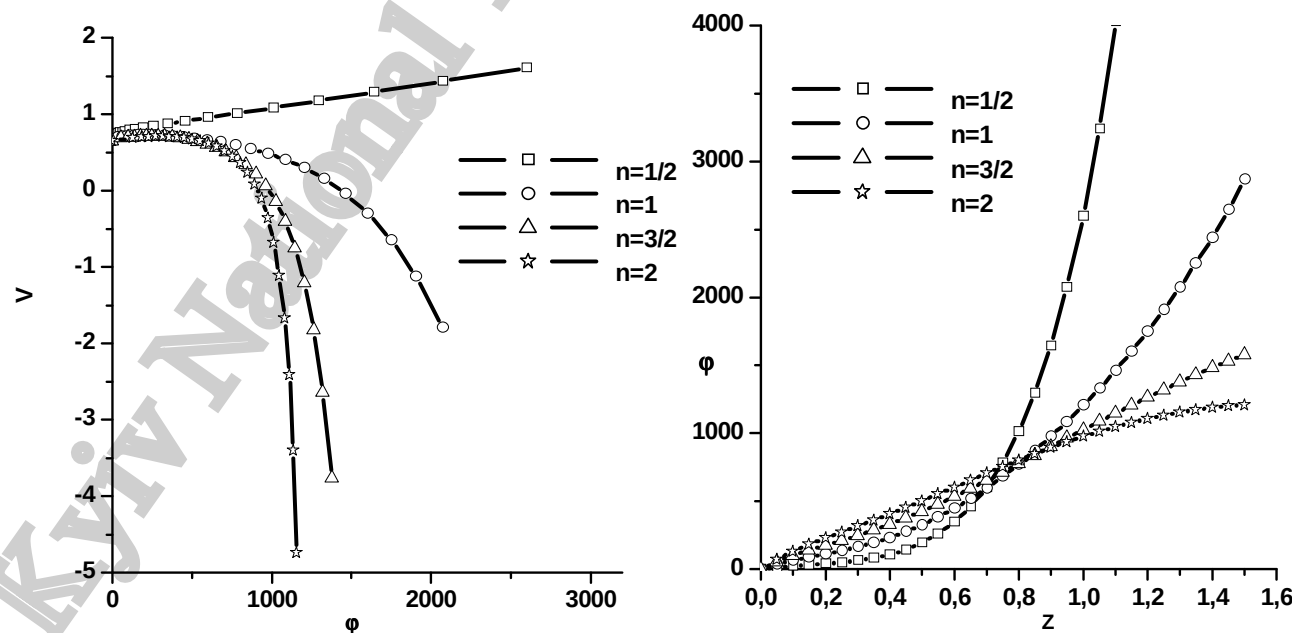


Рис. 2. Потенціал скалярного поля зі степеневим кінетичним членом за різних n : зліва – залежність $V(\phi)$, справа – відповідні $\phi(z)$

Функція $\phi(z)$ (і, відповідно, початок відліку потенціалу) тут визначаються з точністю до адитивної сталої. Зазначимо, що при збільшенні n з'являється немонотонність залежності $\phi(z)$ і потенціал стає неоднозначною функцією. Як видно з рис. 2, тут виникають як потенціали звичайного типу, що зростають зі зростанням поля ϕ , так і потенціали "тахіонного" типу, що мають максимум при $\phi = 0$ і спадають до нескінченності.

Окремий цікавий випадок становить лагранжіан зі степеневим кінетичним членом і сталим потенціалом. Нехай кінетичний член має вигляд (17), а потенціал подамо у вигляді

$$V = v_c \rho_c. \quad (20)$$

З рівняння (12) при $z = 0$ маємо $v_c + \Omega_m < 1$. Користуючись (9)–(10) та вводячи позначення $\beta = 6n/(2n-1)$, з (11)–(12) отримуємо

$$H^2 = H_0^2 [v_c + \Omega_m (1+z)^3 + (1+z)^\beta (1 - \Omega_m - v_c)]. \quad (21)$$

Підставляючи (21) у (13), маємо формулу для визначення фотометричної відстані:

$$D_{ph}(z) = \frac{c(1+z)}{H_0} \int_0^z \frac{dt}{\sqrt{v_c + \Omega_m (1+t)^3 + (1+t)^\beta (1 - \Omega_m - v_c)}}. \quad (22)$$

Застосування виразу (22) для експериментальних даних дає значення сталої Хаббла і внесків матерії та скалярного поля v_c для різних значень n , що показано в табл. 1.

Таблиця 1. Значення сталої Хаббла, внесків матерії Ω_m та скалярного поля v_c для різних значень n

n	Ω_m	v_c	H_0 , км·с ⁻¹ ·Мпс ⁻¹
1	0.31±0.05	0.68±0.03	70.7±1.7
1.5	0.33±0.04	0.66±0.03	70.9±1.8
2	0.38±0.06	0.64±0.03	70.6±1.8
3	0.47±0.12	0.63±0.03	70.8±1.8
4	0.63±0.15	0.61±0.04	70.9±2.1

Видно, що обчислюване значення сталої Хаббла практично не залежить від степеня кінетичного члена. Для $n = 1, 1.5, 2$ густина матерії збігається в межах похибки з відповідним значенням для Λ CDM-моделі (з просторово-плоским Всесвітом).

5. Висновки. Проведено підгонку залежності фотометричної відстані $D_{ph}(z)$ від червоного зміщення та розглянуто деякі варіанти відновлення потенціалу скалярного поля з узагальненим кінетичним членом у лагранжіані (7). За відсутності додаткової інформації щодо $D_{ph}(z)$ ми апроксимували цю залежність поліномом третього порядку (2). Підгонка дає сталу Хаббла $H_0 = (71 \pm 1)$ км/с·Мпс та оцінку червоного зміщення, що відповідає початку прискорення розширення Всесвіту $z_J = 0.53 \pm 0.20$. Це узгоджується з результатами [7, 9, 11], отриманими в інших моделях підгонки.

З проведеного розгляду видно, що дані останніх спостережень про $D_{ph}(z)$ дозволяють довільно вибирати лагранжіан скалярного поля в межах моделі (7). Це пов'язано, по-перше, з наявністю двох невідомих функцій у (7); лише одну з них можна визначити зі спостережуваної залежності $D_{ph}(z)$. Крім того, припущення (2) реалізує лише одну з найпростіших можливих моделей підгонки. Залежність $D_{ph}(z)$ дозволяє визначити потенціал скалярного поля за відомого кінетичного члена; це зроблено для кількох варіантів степеневих кінетичного члена (17). Однак на цей результат можуть впливати більш високі, ніж у (2), степені z , які не визначаються з необхідним рівнем достовірності. Тому показані на рис. 2 варіанти $V(\phi)$ ілюструють лише деякі допустимі залежності та не вичерпують усіх можливих варіантів. Тим не менше, модель (2) добре апроксимує експериментальні дані, причому, як видно з п. 4 (рис. 2), підгонка може бути здійснена за допомогою "тахіонних" потенціалів, що не мають мінімуму.

1. Коркина М.П., Григорьев С.Б. Gravitational field of a point particle in the presence of a nonlinear conformally invariant scalar field // Укр. фіз. журн. – 1984. – Т. 29. – С. 1153–1157. 2. Худсон Д. Статистика для физиков. – М., 1967. 3. Armendariz-Picon C., Mukhanov V., Steinhardt P.J. A dynamical solution to the problem of a small cosmological constant and late-time cosmic acceleration // astro-ph/0004134. – 2000. 4. Challinor A. Anisotropies in the Cosmic Microwave Background // astro-ph/0403344. – 2004. 5. Chimento L.P., Lazkoz R. Atypical k-essence cosmologies // astro-ph/0404494. – 2004. 6. Perlmutter S. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 517. – P. 565–586. 7. Riess A.G. et al. Type Ia Supernova Discoveries at $z > 1$ From the Hubble Space Telescope: Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution // astro-ph/0402512. – 2004. 8. Saini T.D., Raychaudhury S., Sahni V., Starobinsky A.A. Reconstructing the Cosmic Equation of State from Supernova distances // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85. – P. 1162. 9. Sahni V. The cosmological constant problem and quintessence // astro-ph/0202076. – 2002. 10. Scherrer R.J. Purely kinetic k-essence as unified dark matter // astro-ph/0402316. – 2004. 11. Spergel D.N., Verde L., Peiris H.V. et al. First year Wilkinson Anisotropy Probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters // astro-ph/0309368. – 2003. 12. Starobinsky A.A. How to determine an effective potential from a variable cosmological term // JETP Lett. – 1998. – Vol. 68. – P. 757.

Надійшла до редколегії 04.07.05

УДК 524.7

І. Ізотова, С. Парновський

ІЗОЛЬОВАНІ ГАЛАКТИКИ: ПОРІВНЯННЯ ТЕМПІВ ПОТОЧНОГО ЗОРЕУТВОРЕННЯ, ВИЗНАЧЕНИХ ЗА ВИПРОМІНЮВАННЯМ У РАДІОКОНТИНУУМІ ТА ДАЛЕКОМУ ІНФРАЧЕРВОМУ ДІАПАЗОНІ

Для ізолюваних галактик встановлено тісний кореляційний зв'язок світності в далекому інфрачервоному діапазоні та монохроматичної світності в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц. Двома незалежними способами – за світністю в далекому інфрачервоному діапазоні та монохроматичною світністю в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц – визначено швидкості поточного зореутворення. Показано, що вони задовільно узгоджуються, якщо припустити, що в ізолюваних галактиках нижня межа частки теплового (вільно-вільного) випромінювання в загальному випромінюванні в радіоконтинуумі становить близько 13 %.

For isolated galaxies we show the tight correlation between luminosities in the far infrared range and radiocontinuum at 1.4 GHz. Galaxy star formation rates are calculated by two independent methods from the galaxy luminosity in the far infrared range and from the galaxy radiocontinuum luminosity at 1.4 GHz. Both star formation rates fit one another if the lower limit of the fraction of the galaxy thermal (free-free) emission in radiocontinuum at 1.4 GHz is supposed to be about 13 %.

Вступ. Дані спостережень супутника IRAS [16] стали основою для досліджень випромінювання в далекому інфрачервоному (ІЧ) діапазоні спектра галактик різних морфологічних типів, з різними виявами активності, галактик поля та скупчень [1–3, 8, 9, 12, 13, 15, 17, 19, 24, 27]. Було показано, що випромінювання галактик у цьому діапазоні є тепловим випромінюванням пилу, що нагрівається різними джерелами енергії: загальним полем міжзоряного випромінювання, що створюється основним зоряним населенням галактики; молодими ОВ-зорями в областях зореутворення; у галактик з активними ядрами – нетепловим випромінюванням [12, 13, 15, 27]. У деяких галактиках було виявлено такий високий рівень активності зореутворення, що їх світність у далекому ІЧ діапазоні спектра переважала світність в оптичному діапазоні [12, 19]. Було запропоновано ряд моделей, що пояснюють механізми випромінювання [18, 23, 29].

При вивченні процесу зореутворення (випромінювання в далекому ІЧ діапазоні є одним з його виявів) відзначається важлива роль тригерних механізмів, що дають поштовх до його старту та впливають на процес. До них належать ударні хвилі, породжені спалахами наднових, іонізаційні фронти, хвилі густини в галактиці, зіткнення хмар, зоряний вітер і, нарешті, взаємодія галактик. У цьому контексті важливим є визначення та порівняння властивостей випромінювання в далекому ІЧ діапазоні в галактик поля та скупчень.

У роботі [9] на основі даних випромінювання в далекому ІЧ діапазоні досліджуються властивості галактик у семи скупченнях. У жодному із скупчень не спостерігається величина середньої світності в далекому ІЧ діапазоні $\langle \lg(L_{\text{FIR}}/L_{\odot}) \rangle > 11.0$, що є типовою для майже 20 % галактик поля. Якщо не брати до уваги відносний вміст нейтрального газу, то отримана температура пилу не залежить від морфологічного типу, у той час як встановлено, що L_{FIR}/L_B менше для галактик $E-S0a$ порівняно зі спіралями. Результати дослідження знаходять своє пояснення в межах моделей, коли загалом у випромінюванні галактик скупчень у далекому ІЧ діапазоні домінує холодний пил, нагрітий загальним міжзоряним полем випромінювання, з істотно меншим внеском від пилу, що нагрівається процесами зореутворення.

У роботі [26] за даними IRAS проаналізовано випромінювання на 60 і 100 мкм взаємодіючих пар галактик з каталогу *Arp-Madore Catalogue of Southern Peculiar Galaxies and Associations*. Тільки для пар галактик, що мають схожі розміри, виявлено таку тенденцію: температура пилу й сила взаємодії виявляється вищою для тих пар, у яких менша відстань між компонентами. Ця тенденція припускає, що взаємодія галактик підсилює інтенсивність або ефективність зореутворення. Також встановлено, що в досліджуваній вибірці галактик спостерігається в 10 разів більше пар, у яких з двох компаньйонів у далекому ІЧ діапазоні випромінює лише один (причому, більший), відносно до кількості пар, коли обидва компаньйони – IRAS-галактики. Мабуть, вплив збурення сильно залежить від геометрії взаємодії.

У роботі [25] з вивчення світності в далекому ІЧ діапазоні та вмісту CO у 93 галактиках зроблено висновок, що майже немає різниці між ізолюваними галактиками й галактиками з компаньйонами, якщо не видно морфологічних слідів взаємодії.

З метою виявлення впливу оточення галактик на темп їхнього зореутворення автори роботи [14] досліджували вибірку із 15749 галактик з огляду *Las Campanas Redshift*. Для кожної галактики були отримані темп зореутворення, визначений за інтенсивністю емісії лінії [OII]; міра галактичної структури, що базується на оцінці розподілу яскравості до центра галактики, яка використовується для того, щоб виділити вплив зв'язку "морфологія-оточення" на темп зореутворення. Розподіл 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 найбагатших скупчень. При порівнянні характеристик зореутворення в галактиках скупчення та поля було виявлено, що галактики в скупченні демонструють *нижчий* темп зореутворення за однакового індексу концентрації. Встановлено також, що галактики з різним рівнем зореутворення по-різному реагують на локальну густину. Низький рівень зореутворення (що очікується в нормальних членів Хабблівської послідовності) більш чутливий до оточення всередині скупчення, а високий (спалах зореутворення) – однаково чутливий до локальної густини в полі та скупченні. Автори приходять до висновку, що фізичні процеси, які приводять до видалення газу, визначають варіації темпу зореутворення при зміні оточення (поле, скупчення) у нормальних галактик.

Висновки дисертаційного дослідження [7] відрізняються від результатів, отриманих у роботі [14]. У [7] з метою виявлення посиленого зореутворення у взаємодіючих галактиках досліджувалися 56 компактних груп Хіксона (HCGs, групи з трьох і більше галактик) і 97 пар галактик з каталогу Караченцева (KPGs, групи з двох галактик). Вибіркі галактик порівняння були такими: ізолювані галактики з вибірки Караченцевої [5], активні карликові галактики, яскраві IRAS-галактики, галактики Сейферта – тобто галактики з різним рівнем зореутворення та активності ядра. У роботі [7] для галактик з компактних груп Хіксона і пар галактик Караченцева не виявлено збільшення відношення L_{FIR}/L_B порівняно з вибіркою ізолюваних галактик. Статистично значимі відмінності у властивостях у далекому ІЧ діапазоні для досліджуваних галактик скоріше можна віднести за рахунок різного вмісту пилу й газу, а також процесу нагрівання пилу в даних вибірках. Зроблено висновок, що та фаза взаємодії, що спостерігається в компактних групах HCGs й парах галактик KPGs, мабуть, мало впливає на ефективність зореутворення.

Для кількісної оцінки впливу оточення на процеси зореутворення та еволюцію необхідно за точку відліку брати вибірку порівняння: вибірку галактик з мінімумом впливу оточення, тобто галактик, що впродовж мільярдів років не взаємодіяли з іншими галактиками, галактик, еволюція яких визначалась виключно їх природою та фізичними характеристиками. Такими об'єктами є ізольовані галактики. Спостереження та теоретичні роботи останнього часу показують, що по-справжньому ізольовані галактики (галактики поля) зустрічаються у Всесвіті досить нечасто і становлять менше 5 % від загальної кількості галактик [6].

Тому дуже актуальним видається новий проект AMIGA (Analysis of the interstellar Medium of Isolated GALaxies), що ставить за мету всебічне вивчення ролі та впливу оточення на властивості й еволюцію галактик [20, 21, 22, 28]. В основі проекту лежить вивчення властивостей міжзоряного середовища ізольованих галактик на основі спостережень у широкому діапазоні спектра – оптичному (смузі В і бальмерівській лінії H_{α}), далекому й близькому ІЧ діапазоні, радіодіапазоні (континуумі, лініях нейтрального водню HI та CO).

Мета нашої роботи – порівняння для ізольованих галактик темпів зореутворення, визначених за світністю галактик у далекому ІЧ діапазоні та випромінюванням у радіоконтинуумі.

Дані спостережень та обчислення. Об'єктами дослідження є ізольовані галактики з каталогу Караченцевої [5] (далі – КІГ). До каталогу включено галактики, що задовольняють такі умови: галактика i , яка має кутовий діаметр a_i , буде вважатись ізольованою, якщо кутова відстань X_{ij} між нею та її потенціальними сусідами j , які мають кутові розміри a_j , буде задовольняти співвідношення: а) $X_{ij} \geq 20 \times a_i$; б) $a_i/4 < a_j < 4 \times a_i$. Відібрані кандидати були ретельно та всебічно проаналізовані на основі даних Palomar Sky Survey. У результаті до оригінального каталогу [5] було включено 1052 кандидати в ізольовані галактики. Автором каталогу [5] було показано, що значна частина ізольованих галактик знаходиться в районах низької густини на периферії надскупчень.

Для ізольованих галактик було відібрано дані спостережень випромінювання в далекому ІЧ діапазоні спектра, отримані на супутнику IRAS [16]. Використовувались каталоги точкових джерел IRAS Point Source Catalog (IRAS PSC, об'єкти, яскравість яких перевищує 0.5 Ян) і слабких джерел IRAS Faint Source Survey (IRAS FSS, об'єкти з яскравістю більше 0.2 Ян); а також дані неперервного радіовипромінювання на частоті 1.4 ГГц каталогу NVSS (National Radio Astronomy Observatory Very Large Array Sky Survey) [11].

У результаті перехресного ототожнення координат ізольованих галактик з каталогу [5] з даними IRAS, NVSS і позагалактичної бази даних NED (NASA/IPAC Extragalactic Database) Каліфорнійського технологічного інституту (США) для 388 ізольованих галактик було відібрано дані випромінювання в далекому ІЧ діапазоні в смугах 12 мкм, 25, 60 і 100 мкм; червоні зміщення z ; для 75 – дані неперервного радіовипромінювання на частоті 1.4 ГГц (масиви перетнулися для 60 галактик). Для досліджуваних об'єктів вибирались дані з каталогів IRAS PSC або IRAS FSS залежно від того, де якість спостережуваних даних вища. За однакової якості спостережуваних даних вибирались дані IRAS FSS. При цьому кількість даних PSC та FSS у смугах 60 мкм і 100 мкм приблизно однакова, у той час як у короткохвильовому діапазоні 12 мкм та 25 мкм у FSS кількість даних приблизно втричі перевищує кількість PSC. Коефіцієнт кореляції даних спостережень (задовільної та високої якості) з каталогів PSC та FSS становить $r \approx 0.94$ для випромінювання на 12 мкм та 25 мкм і $r \approx 0.99$ – для 60 мкм і 100 мкм.

Зазначимо, що до отриманої підвибірки ізольованих галактик, у яких зареєстровано випромінювання в далекому ІЧ діапазоні, увійшли близькі об'єкти. Отримана підвибірка КІГ характеризується діапазоном зміни червоних зміщень $2 \times 10^{-4} \leq z \leq 0.0592$, значенням медіани $z = 0.0165$, $\langle z \rangle = 0.017$. Для порівняння: у повній вибірці ізольованих галактик з каталогу [5] діапазон зміни червоного зміщення становить $1.07 \times 10^{-4} \leq z \leq 0.0762$, значення медіани – $z = 0.0197$, $\langle z \rangle = 0.021$.

Для КІГ галактик було визначено світність L_{FIR} у далекому ІЧ діапазоні спектра; монохроматичну світність L_{20} у радіоконтинуумі на частоті $\nu = 1.4$ ГГц (довжина хвилі $\lambda \approx 20$ см); темпи поточного зореутворення SFR_{FIR} і SFR_{20} , визначені за світністю галактик в далекому ІЧ діапазоні і радіоконтинуумі. При обчисленнях стала Хаббла прийнята рівною $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

Згідно з [16], світність галактики L_{FIR} у далекому ІЧ діапазоні дорівнює:

$$L_{\text{FIR}}/L_{\odot} = 3.89 \times 10^5 (2.58 f_{60} (\text{Ян}) + f_{100} (\text{Ян})) \times D^2,$$

де f_{60}, f_{100} – потоки випромінювання в смугах 60 і 100 мкм відповідно, D – відстань до галактики у Мпк, $L_{\odot}$ – світність Сонця.

Згідно з [27], темп поточного зореутворення визначається зі співвідношення

$$SFR_{\text{FIR}} = 6.5 \cdot 10^{-10} L_{\text{FIR}} / L_{\odot} (\text{М}_{\odot} \text{ рік}^{-1}), \quad (1)$$

де L_{FIR} – світність галактики в далекому ІЧ діапазоні.

У роботах [1, 4] детально обговорюються припущення, що були покладені в основу виведення формули (1), величина коефіцієнта пропорційності в (1) та його залежність від прийнятих початкової функції мас зір, верхньої та нижньої границь мас зір, що утворюються, тощо.

Темп поточного зореутворення також може бути визначеним за монохроматичною світністю в радіоконтинуумі на частоті 1.4 ГГц [3], якщо припустити, що це випромінювання є виключно тепловим випромінюванням газу, який іонізується масивними зорями (у цьому наближенні свідомо не враховується нетепловий компонент випромінювання молодих наднових і залишків старих наднових зір):

$$SFR_{20} = 2.5 \cdot 10^6 A L_{20} / L_{\odot} (\text{М}_{\odot} \text{ рік}^{-1}), \quad (2)$$

де A – частка теплового (вільно-вільного) випромінювання в загальному випромінюванні в радіоконтинуумі; L_{20} – монохроматична світність галактики в радіоконтинуумі, що визначається зі співвідношення $L_{20} / L_{\odot} = 3.07 \times 10^{-7} \times D^2 \times f_{20}$, де f_{20} – густина потоку випромінювання в радіоконтинуумі на $\lambda \approx 20$ см у Ян; D – відстань до галактики у Мпк.

Як відзначено в роботі [3], визначені таким способом темпи поточного зореутворення SFR_{FIR} і SFR_{20} , згідно з прийнятими припущеннями, слід розглядати як відповідно нижню та верхню межі (при $A = 1$) реального темпу поточного зореутворення.

Порівняння темпів поточного зореутворення. Для КІГ галактик встановлено тісний кореляційний зв'язок (коефіцієнт лінійної кореляції $r = 0.96$) світності L_{FIR} у далекому ІЧ діапазоні та монохроматичної світності L_{20} у радіоконтинуумі на довжині хвилі $\lambda \approx 20$ см (рис. 1).

Такий же тісний кореляційний зв'язок раніше було виявлено для нормальних галактик [10] і галактик з активним зореутворенням – галактик Маркаряна [2, 17] і блакитних компактних галактик [3]. У роботах [2, 3, 17] було зроблено висновок про те, що в галактик з активним зореутворенням ці види випромінювання виникають в областях зореутворення.

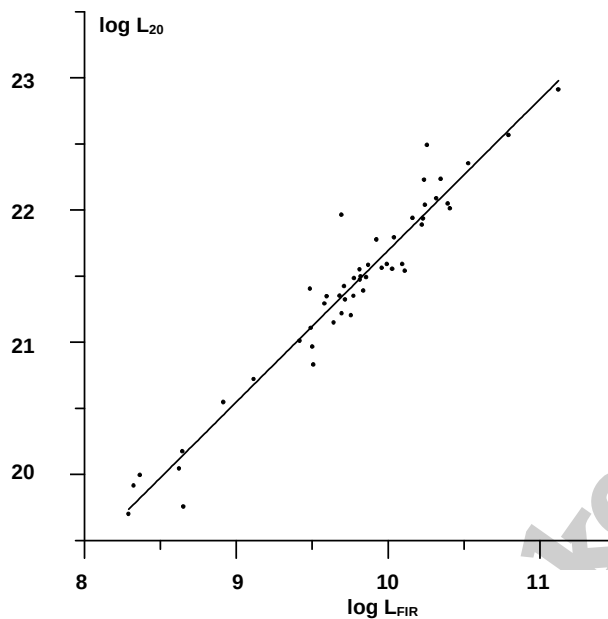


Рис. 1. Зв'язок світності галактики в далекому ІЧ діапазоні (L_{FIR}) і монохроматичної світності в радіоконтинуумі (L_{20}). Світність L_{FIR} виражена в одиницях світності Сонця, L_{20} – у $\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1}$

Для нормальних галактик фізичні передумови тісного кореляційного зв'язку випромінювання в далекому ІЧ діапазоні та радіоконтинуумі детально обговорюються в роботі [10]. Випромінювання нормальних галактик у радіоконтинуумі складається з двох компонентів: теплового (вільно-вільного) випромінювання в III областях іонізованого водню та не-теплового випромінювання (переважна частина), що створюється релятивістськими електронами із залишків наднових типу SN II та SN Ib, які, у свою чергу, є результатом еволюції масивних зір з $M \sim 8 M_{\odot}$, час життя яких $t \leq 3 \times 10^7$ років. Таким чином, випромінювання нормальних галактик у радіоконтинуумі є індикатором поточного зореутворення.

Темпи поточного зореутворення, визначені двома незалежними методами – за світністю в ІЧ діапазоні та монохроматичною світністю у радіоконтинуумі, – для ізольованих галактик найкраще узгоджуються, якщо припустити, що нижня межа частки теплового випромінювання в загальному випромінюванні в радіоконтинуумі (коефіцієнт A у формулі (1)) становить близько 13 % (рис. 2).

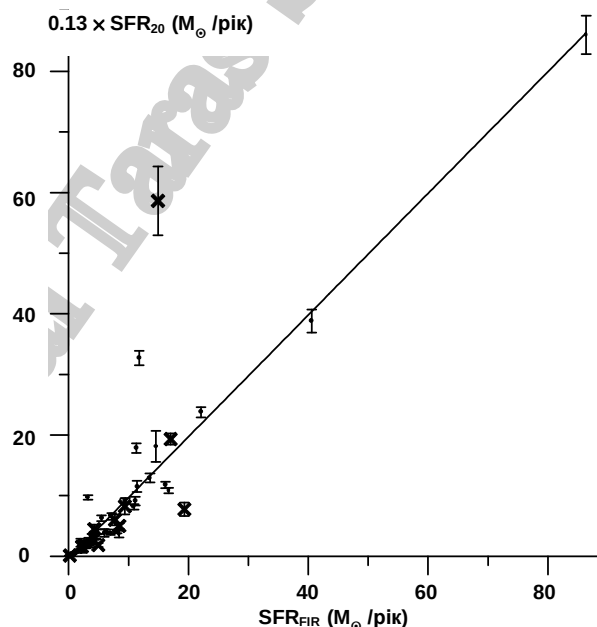


Рис. 2. Зв'язок темпів поточного зореутворення, визначених за світністю галактики в далекому ІЧ діапазоні (SFR_{FIR}), та монохроматичним випромінюванням у радіоконтинуумі (SFR_{20}). Хрестиками позначені дані IRAS незадовільної якості

У роботі [10] зазначено, що для нормальних спіральних галактик частка теплового (вільно-вільного) радіовипромінювання S_T у загальному радіовипромінюванні в середньому становить $\langle S_T/S \rangle \sim 0.1$ на частотах ν , що є досить високими, щоб оптична товща для випромінювання в радіоконтинуумі була незначною. Як випливає з [10], відношення

$$\frac{S_T}{S} \approx 1 + 10 \left(\frac{\nu}{\text{ГГц}} \right)^{0.1 - \alpha}$$

при спектральному індексі $\alpha \sim 0.8$ дає найкращу оцінку $\langle S_T/S \rangle$ для нормальних спіральних галактик.

Таким чином, нижня межа частки теплового (вільно-вільного) випромінювання в радіоконтинуумі, яку отримано для ізольованих галактик з порівняння темпів поточного зореутворення SFR_{FIR} та SFR_{20} , задовільно узгоджується з висновком роботи [10].

1. Засов В.А. Эффективность звездообразования в спиральных галактиках // Письма в Астрон. журн. – 1995. – Т. 21. – № 10. – С. 730–742. 2. 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. 3. Изотова И.Ю., Изотов Ю.И. Темп звездообразования в голубых компактных галактиках из Второго Бюраканского обзора // Кинематика и физика небес. тел. – 1999. – Т. 15. – № 3. – С. 195–205. 4. Изотова И.Ю., Парновский С.Л. Швидкості поточного зореутворення в галактиках Першого та Другого Бюраканських оглядів // Вісн. Київ. ун-ту. Сер. Астрономія. – 2003. – Вып. 39–40. – С. 76–81. 5. Караченцева В.Е. Каталог изолированных галактик // Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР. – 1973. – Вып. 8. – С. 7–32. 6. Adams M., Jensen E., Stocke J. A continuum radio survey of isolated galaxies // Astron. J. – 1980. – Vol. 85. – № 8. – P. 1010–1026. 7. Allam S. IRAS study of interacting galaxies: Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Doctor der Naturwissenschaften in der Wissenschaftsdisziplin Astrophysik. – Universität Potsdam, Germany. – 1997. 8. Almozino 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. 9. Bica M.D., Giovanelli R. Far-infrared properties of cluster galaxies // Astrophys. J. – 1987. – Vol. 321. – P. 645–657. 10. Condon J.J. Radio emission from normal galaxies // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 1992. – Vol. 30. – P. 575–611. 11. Condon J.J., Cotton W.D., Greisen E.W. et al. The NRAO VLA sky survey // Astron. J. – 1998. – Vol. 115. – № 4. – P. 1693–1716. 12. Deutsch L.K., Willner S.P. Far-infrared luminosities of Markarian starburst galaxies // Astrophys. J. – 1986. – Vol. 306. – № 1. – P. L11–L15. 13. Espinosa J. M. R., Rudy R. J., Jones B. Star formation in Seyfert galaxies // Astrophys. J. – 1987. – Vol. 312. – № 2. – P. 555–565. 14. 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. 15. Helou G. The IRAS colors of normal galaxies // Astrophys. J. – 1986. – Vol. 311. – № 2. – P. L33–L36. 16. IRAS catalog and Atlases: Explanatory Supplement / Eds. C.A. Beichman, G. Neugebauer, H.J. Habing, P.E. Clegg, T.J. Chester. – Washington, DC: U.S. Government Printing Office, 1988. 17. Izotova I., Parnovsky S., Izotov Yu. Star formation rate in starburst galaxies // New Astronomy Reviews. – 2000. – Vol. 44. – P. 283–285. 18. 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. 19. Kunth D., Sevre F. IRAS observations of the blue compact emission line galaxies: Preprint / Paris Institut d'Astrophysique. – 1985. – № 114. 20. Lisenfeld U., Verdes-Montenegro L., Espada D. et al. Study of Interstellar medium and Star Formation of a complete sample of 760 isolated galaxies // "Star Formation through Time", ASP Conference Ser., 2003/ preprint: astro-ph/0210164. – Vol. 1. – 7.10.2002. 21. Lisenfeld U., Verdes-Montenegro L., Espada D. et al. The AMIGA project. I. Optical characterization of the CIG catalog // Astron. Astrophys. – 2005. – Vol. 436. – № 2. – P. 443–455. 22. Lisenfeld U., Verdes-Montenegro L., Espada D. et al. The role of environment in triggering starburst galaxies. A sample of isolated galaxies // preprint: astro-ph/0411443. – 2004. – Vol. 1. 23. Rowan-Robinson M., Efstathiou A. Multigrain dust cloud models of starburst and Seyfert galaxies // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1993. – Vol. 263. – № 3. – P. 675–680. 24. 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. – № 1. – P. 153–171. 25. 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. – № 2. – P. 613–625. 26. Telesco C.M., Walstencroft R.D., Done C. The enhancement of infrared emission in interacting galaxies // Astrophys. J. – 1988. – Vol. 329. – P. 174–186. 27. Thronson H.A., Telesco C.M. Star Formation in Active Dwarf Galaxies // Astrophys. J. – 1986. – Vol. 311. – № 1. – P. 98–112. 28. Verdes-Montenegro L., Sempere M.J., Sulentic J. et al. Properties of a sample of the most isolated galaxies // Proc. Symp. "The Promise of the Herschel Space Observatory", 12–15 Dec 2000, Spain; ESA, SP-460, 2001, eds. Pilbratt G.L., Cernicharo J., Heras A.M., Prusti T., Harris R. 29. Xu C., De Zotti G. A model for far-IR emission of non- Seyfert Markarian galaxies // Astron. Astrophys. – 1989. – Vol. 225. – P. 12–26.

Надійшла до редколегії 17.10.05

УДК 52:531.51; 52:530.12

Т. Вовкогон, В. Жданов

ЗОБРАЖЕННЯ ОДНАКОВОЇ ЯСКРАВОСТІ В ГРАВІТАЦІЙНІЙ ЛІНЗИ ЧАНГА – РЕФСДАЛА

У межах моделі лінзи Чанга – Рефсдала проаналізовано випадок, коли два зображення точкового джерела мають однакову яскравість. Отримано аналітичні співвідношення, що визначають можливі положення джерела та зображень за цих умов.

We study the case when two images of a point source in the Chang – Refsdal lens have an equal brightness. Analytical relations that define possible positions of the source and of its images are obtained.

1. Вступ. Модель Чанга – Рефсдала [2, 5] описує гравітаційну лінзу, що утворена гравітаційним полем точкової маси на тлі плавного поля віддалених мас. Популярність цієї моделі пов'язана з тим, що вона адекватно описує низку якісних властивостей реальних гравітаційно-лінзових систем (ГЛС); крім того, ця модель, завдяки своїй простоті, є досить зручною для відпрацювання алгоритмів дослідження більш складних ГЛС.

Рівняння лінзи Чанга – Рефсдала [2, 5] має вигляд

$$X = x(1 - \gamma) - \frac{x}{x^2 + y^2}, \quad (1)$$

$$Y = y(1 + \gamma) - \frac{y}{x^2 + y^2}, \quad (2)$$

де (X, Y) – положення джерела, (x, y) – положення зображення, γ – зсув (shear); координати записано в одиницях радіуса кільця Ейнштейна. Ми обмежуємося випадком, коли конвергенція $\sigma = 0$ (ГЛС без неперервної матерії), проте зазначимо, що в докритичному випадку ($\sigma < 1$) рівняння лінзи після масштабного перетворення також зводиться до форми (1), (2) [1, 5].

Розв'язання цієї системи зводиться до алгебраїчного рівняння четвертого порядку. Хоча це й не викликає принципових труднощів, увагу викликають випадки, де процедуру отримання розв'язку можна певним чином спростити. Як правило, вони пов'язані з певною специфікою, симетріями тощо. Задача, що розв'язується в даній роботі, також є специфічною: ми розглядаємо умови, коли в лінзі Чанга – Рефсдала існує пара зображень, що мають однакові яскравості.

2. Вихідні співвідношення. Як відомо, рівність блиску різних зображень точкового джерела відповідає рівності модулів якобіанів відображення

$$\left| z_1^2 - 2\gamma z_1 \cos(2\varphi_1) + \gamma^2 - 1 \right| = \left| z_2^2 - 2\gamma z_2 \cos(2\varphi_2) + \gamma^2 - 1 \right|, \quad (3)$$

де $x_i = r_i \cos(\varphi_i)$, $y_i = r_i \sin(\varphi_i)$ – координати зображень, $(x_1, y_1) \neq (x_2, y_2)$, $z_i = 1/r_i^2$; індекс $i = 1, 2$ нумерує зображення. Нагадаємо, що рівність нулю якобіана (3) відповідає критичній кривій у площині лінзи, а його образ у площині зображення – бубновидній каустиці лінзи Чанга – Рефсдала [1, 2, 5].

Для двох зображень, що відповідають розв'язкам системи (1), (2), маємо

$$\frac{\cos(\varphi_1)}{\sqrt{z_1}}(1 - \gamma - z_1) = \frac{\cos(\varphi_2)}{\sqrt{z_2}}(1 - \gamma - z_2), \quad (4)$$

$$\frac{\sin(\varphi_1)}{\sqrt{z_1}}(1+\gamma-z_1) = \frac{\sin(\varphi_2)}{\sqrt{z_2}}(1+\gamma-z_2). \quad (5)$$

У найпростішому випадку лінзуючої маси без фонового поля (лінза Шварцшильда [5], $\gamma = 0$) з рівнянь (3)–(5) випливає, що джерело знаходиться в точці (0,0), а зображення належать до кільця Ейнштейна. Випадок двох ізольованих зображень однакової яскравості тут неможливий, тобто модель лінзи Шварцшильда з малим джерелом за цих умов можна виключити. У реальній ситуації з близькими яскравостями зображень квазара можна очікувати, що ці зображення розтягнутимуться в дуги вздовж кільця Ейнштейна.

Як буде видно далі, за умови $\gamma \neq 0$ рівність яскравостей зображень стає можливою.

2. Розв'язки системи (3)–(5). Передусім розглянемо розв'язки, коли $z_1 = z_2$. Тоді можливими є такі варіанти:

1) $z_1 = z_2 = 1 - \gamma$, і при цьому $x_1 = -x_2, y_1 = y_2$, зображення розташовані симетрично відносно осі ординат на колі радіусом $r_1 = r_2 = (1 - \gamma)^{-1/2}$; при цьому джерело знаходиться на осі ординат усередині каустики лінзи Чанга – Рефсдала;

2) $z_1 = z_2 = 1 + \gamma$, при цьому $x_1 = x_2, y_1 = -y_2$, зображення розташовані симетрично відносно осі абсцис на колі радіусом $r_1 = r_2 = (1 + \gamma)^{-1/2}$; джерело знаходиться на осі абсцис також усередині каустики лінзи Чанга – Рефсдала.

Відзначимо, що при знаходженні джерела всередині каустики лінзи утворюється не два, а чотири зображення. Таким чином, якщо спостерігаються лише два зображення, то розв'язки 1) та 2) можна виключити.

Розглянемо тепер окремо випадки, коли якобіани відображень мають відповідно однаковий чи різний знак у точках (x_1, y_1) та (x_2, y_2) , $(x_1, y_1) \neq (x_2, y_2)$.

За однакової парності зображень з рівняння (3) маємо

$$z_1^2 - 2\gamma z_1 \cos(2\varphi_1) = z_2^2 - 2\gamma z_2 \cos(2\varphi_2). \quad (6)$$

Позначимо $a = \cos(2\varphi_1)$; $b = \cos(2\varphi_2)$; тоді система (3)–(5) є системою з трьох лінійних рівнянь відносно a, b .

$$az_2(1 - \gamma - z_1)^2 - bz_1(1 - \gamma - z_2)^2 = z_1(1 - \gamma - z_2)^2 - z_2(1 - \gamma - z_1)^2, \quad (7)$$

$$az_2(1 + \gamma - z_1)^2 - bz_1(1 + \gamma - z_2)^2 = -z_1(1 + \gamma - z_2)^2 + z_2(1 + \gamma - z_1)^2, \quad (8)$$

$$2a\gamma z_1 - 2b\gamma z_2 = z_1^2 - z_2^2. \quad (9)$$

З умови існування розв'язку системи визначник її розширеної матриці має дорівнювати нулю. Він розкладається на співмножники, один з яких є $z_1 - z_2$; оскільки випадок $z_1 = z_2$ уже розглянуто в 1), то після відокремлення цього співмножника маємо умову

$$z_1^3 z_2 (1 - z_2) + z_2^3 z_1 (1 - z_1) + 2\gamma^2 z_1 z_2 (z_1 + z_2) + 2z_1 z_2 (1 - \gamma^2) - (z_1 + z_2)(1 - \gamma^2)^2 = 0. \quad (10)$$

Зробивши заміну

$$V = z_1 + z_2, \quad U = z_1 z_2,$$

отримаємо квадратне рівняння відносно U :

$$U^2 (V + 2) - U (V^2 + 2\gamma^2 V + 2(1 - \gamma^2)) + V(1 - \gamma^2)^2 = 0. \quad (11)$$

Розв'язавши рівняння

$$U = \frac{(V^2 + 2\gamma^2 V + 2(1 - \gamma^2)) \pm \sqrt{(V^2 + 2\gamma^2 V + 2(1 - \gamma^2))^2 - 4V(V + 2)(1 - \gamma^2)^2}}{2(V + 2)}. \quad (12)$$

та повернувшись до змінних z , отримаємо розв'язки

$$z = \frac{1}{2} \left(V \pm \sqrt{V^2 - 4U} \right), \quad (13)$$

тобто положення джерела в параметричному вигляді. Як показує чисельне дослідження, усі допустимі положення в цьому випадку знаходяться всередині каустики. Як приклад отримані положення джерела для $\gamma = 0.6$ подано на рис. 1.

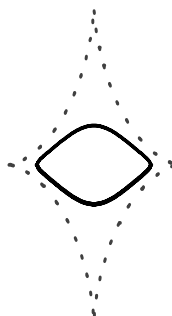


Рис. 1. Положення джерела для випадку двох зображень однакової парності: суцільні лінії показують можливі положення джерела; точки – каустики ($\gamma = 0.6$)

Точки перетину розв'язку з віссю абсцис у площині зображення відповідають значенням

$$z_1 = \gamma + \sqrt{2\gamma - 1}, \quad z_2 = \gamma - \sqrt{2\gamma - 1}. \quad (14)$$

Розв'язки є дійсними лише у випадку $0,5 < \gamma < 1$. Отже, у випадку парних детермінантів джерело буде знаходитися усередині каустики.

Тепер розглянемо випадок, коли зображення мають різну парність:

$$z_1^2 - 2\gamma z_1 \cos(2\varphi_1) + \gamma^2 - 1 = -z_2^2 + 2\gamma z_2 \cos(2\varphi_2) - \gamma^2 + 1. \quad (15)$$

Система (3)–(5) набуває вигляду

$$az_2(1 - \gamma - z_1)^2 - bz_1(1 - \gamma - z_2)^2 - z_1(1 - \gamma - z_2)^2 + z_2(1 - \gamma - z_1)^2 = 0, \quad (16)$$

$$az_2(1 + \gamma - z_1)^2 - bz_1(1 + \gamma - z_2)^2 + z_1(1 + \gamma - z_2)^2 - z_2(1 + \gamma - z_1)^2 = 0, \quad (17)$$

$$2a\gamma z_1 + 2b\gamma z_2 + 2(1 - \gamma^2) - z_1^2 - z_2^2 = 0. \quad (18)$$

Умова існування розв'язку тут ще простіша, ніж у попередньому випадку, оскільки відокремлюється співмножник $(z_1 - z_2)^3$. Після відокремлення, маючи на увазі, що випадок $z_1 = z_2$ було розглянуто вище, отримаємо рівняння

$$-z_1^2 z_2 - z_2^2 z_1 + z_1^2 z_2^2 - 2\gamma^2 z_1 z_2 + (\gamma^2 - 1)^2 = 0. \quad (19)$$

Його розв'язки мають вигляд

$$z_{1,2} = \frac{z_2(z_2 + 2\gamma^2) \pm \sqrt{z_2^2(z_2 + 2\gamma^2)^2 - 4z_2(z_2 - 1)(1 - \gamma^2)^2}}{2z_2(z_2 - 1)}. \quad (20)$$

Можливі положення джерела відносно каустики подано на рис. 2 для трьох значень γ .

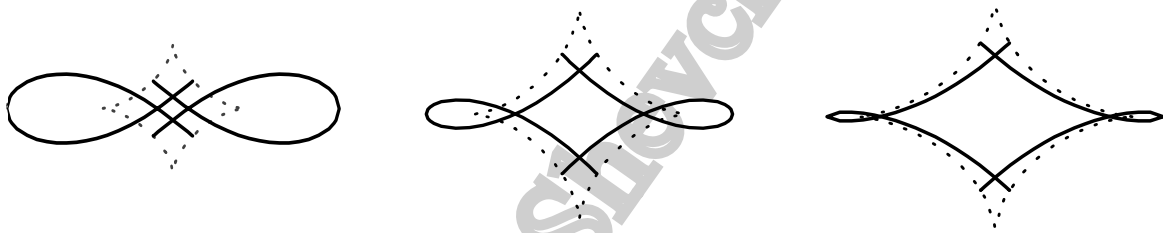


Рис. 2. Положення джерела для випадку двох зображень різної парності (суцільні лінії – розв'язок; точки – каустика). Зліва направо: $\gamma = 0,1$; $\gamma = 0,3$; $\gamma = 0,5$

Як бачимо, тут існує область, у якій джерело знаходиться зовні каустики і ми маємо лише два зображення однакової яскравості. Якщо джерело знаходиться всередині каустики, то в площині лінзи буде більше двох зображень.

4. Висновки. У даній роботі запропоновано простий алгоритм дослідження моделі Чанга – Рефсдала точкової гравітаційної лінзи [2, 5] за наявності зовнішнього зсуву у випадку однакової яскравості зображень точкового джерела. Процедура знаходження положень джерела зводиться до розв'язання квадратних рівнянь, що дозволяє визначити всі необхідні параметри гравітаційно-лінзової системи. Для реальних ГЛС із двома зображеннями однакової яскравості результати даної роботи показують, що треба відкинути найпростішу модель лінзи Шварцшильда. З іншого боку, у деяких випадках є можливим застосування моделі Чанга – Рефсдала, однак те, що спостерігаються лише два зображення, суттєво обмежує кількість допустимих положень джерела.

Результати цього розгляду можна використовувати, наприклад, у разі широких гравітаційних лінз [3, 4, 6] з кутовою відстанню між зображеннями порядку хвилин дуги. Такі системи важко вивчати у зв'язку з потенційно великим часом затримки між зображеннями (десятки й сотні років), тому інтерес становить будь-яка додаткова інформація. Зокрема, у роботі [6] наведено список потенційно цікавих об'єктів, у якому є пара однакової яскравості CTS H26.12–CTS H26.13 (для кожного компонента маємо однакову зоряну величину $m=18.8$ та червоне зміщення $z=2.33$); відзначимо також пару Q 0107-0235–PB 6291 із близькими значеннями m .

1. Захаров А.Ф. Гравитационные линзы и микролинзы. – М., 1997. 2. Chang K., Refsdal S. Star disturbances in gravitational lens galaxies // Astron. Astrophys. – 1984. – Vol. 132. – P. 168. 3. Miller L., Lopes A.M., Smith R.J. et al. Possible arcminute-separation gravitational lensed QSO in the 2dF QSO survey // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2004. – Vol. 348. – P. 395–406 (astro-Ph 0210644). 4. Oguri M. How many arcminute-separation lenses are expected in the 2dF QSO survey? // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2003. – Vol. 339. – P. L23–L27 (astro-Ph 0211196). 5. Schneider P., Ehlers J., Falco E.E. Gravitational Lenses. Springer-Verlag, 1992. 6. Zhdanov V.I., Surdej J. Quasar pairs with arcminute angular separations // Astron. Astrophys. – 2001. – Vol. 372. – P. 1–7.

ПРО СПОСТЕРЕЖЕННЯ ГРАВІТАЦІЙНИХ ЛІНЗ НА ОРБІТАЛЬНОМУ ТЕЛЕСКОПІ

Сформульовано прості критерії можливості спостережень гравітаційних лінз на орбітальному телескопі і відібрано відповідні гравітаційно-лінзові системи.

Simple criteria for possibility of observations with a space telescope are formulated and the corresponding gravitational lens systems are selected.

1. Вступ. Оптичні спостереження астрономічних об'єктів на космічних станціях мають великі переваги, головним чином завдяки виключенню впливу атмосферних чинників. Як наслідок, не тільки спрощуються редукації даних, але й стає можливим вивчення дуже слабких джерел навіть за допомогою порівняно невеликих інструментів за рахунок тривалого часу накопичення сигналу. Яскравою демонстрацією цих переваг є надзвичайно успішні спостереження впродовж 15 років на орбітальному телескопі "Габбл", які, без перебільшення, привели до революційних змін у наших уявленнях про Всесвіт.

Серед різноманіття астрономічних об'єктів особливу увагу привертають так звані гравітаційні лінзи, перша з яких була відкрита у 1979 р. [1, 9]. У більшості випадків вони є галактиками (або скупченнями галактик), гравітаційне поле яких спричиняє відхилення світлових променів віддаленого джерела (зазвичай квазара), викликаючи появу кількох його зображень. Типова кутова відстань між такими зображеннями становить кілька дугових секунд. Явище гравітаційного лінзування є унікальним знаряддям астрофізичних досліджень. Зокрема, воно дозволяє вивчати структуру квазарів та інших компактних джерел випромінювання, оцінювати маси та інші параметри різноманітних об'єктів (галактик, зір і відповідних скупчень), визначати розподіл темної матерії у Всесвіті тощо.

Зараз відомо біля сотні об'єктів, які з тією чи іншою вірогідністю є гравітаційними лінзами. В Інтернеті є дві бази даних, які постійно поповнюються. Це CASTLES (the CfA-Arizona Space Telescope LEns Survey) та Liège Gravitational Lensing Page [4, 5].

У цій роботі ми використовуємо першу з них, яка містить 110 відомих об'єктів, з метою відбору гравітаційних лінз, які найбільш придатні для спостережень за допомогою порівняно невеликого орбітального телескопу. Така вибірка об'єктів може становити інтерес насамперед для вітчизняних наукових програм. Для того, щоб реалізувати поставлену мету, спочатку необхідно сформулювати деякі загальні вимоги до астрономічного інструменту, установленого на космічній станції. Саме ці вимоги слугуватимуть критеріями подальшого відбору гравітаційних лінз.

2. Вимоги до роздільної здатності та граничної зоряної величини при позаатмосферних спостереженнях точкових джерел. При позаатмосферних спостереженнях якість зображення визначається, головним чином, оптичними властивостями телескопа. Навіть коли інструмент є ідеальним, дифракція накладає границю роздільної здатності. Відповідно до відомого критерію Релея, при спостереженнях у діапазоні із середньою довжиною хвилі λ на телескопі з апертурою D можна розрізнити два точкових джерела тільки тоді, коли кутова відстань між ними (у радіанах) не менша за

$$\alpha = 1.22 \frac{\lambda}{D}.$$

Зокрема, якщо спостереження вести у візуальній смузі V , то $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ і, переходячи до кутових секунд, маємо

$$\alpha'' = \frac{13.8''}{D [\text{см}]}.$$
 (1)

Типова кутова відстань між окремими зображеннями в гравітаційній лінзі становить біля $1''$, тому космічний телескоп з діаметром апертури лише 50 см може забезпечити непогану якість зображення, оскільки його роздільна здатність $0.28''$. (Зауважимо, що космічний телескоп "Габбл" має апертуру 240 см; отже його теоретична роздільна здатність – $\alpha = 0.06''$.) Варто підкреслити, що наведені оцінки стосуються ідеального оптичного інструменту, проте вони цілком справедливі, якщо йдеться про порядок величини.

Іншою важливою характеристикою є гранична зоряна величина точкового джерела m , яку можна реально спостерігати. Оцінімо її у випадку телескопа, оснащеного приладом із зарядовим зв'язком (ПЗЗ). Нехай сумарна квантова ефективність системи телескоп + ПЗЗ дорівнює Q , а час накопичення сигналу – Δt . Вважаючи, що спостереження виконуються в стандартній спектральній смузі та нехтуючи спектральними особливостями джерела, для числа фотонів N , зареєстрованих упродовж експозиції, можна записати такий вираз:

$$N = \frac{\pi D^2}{4} n_0 10^{-0.4m} Q \Delta t,$$
 (2)

де n_0 – густина потоку числа фотонів біля вхідної зіниці при $m = 0$, D – діаметр апертури. Для нашої оцінки скористаємося наближенням яскравої мішені, коли можна нехтувати шумами нічного неба і зчитування ПЗЗ. (Це не зовсім коректно при розгляданні слабких джерел, але якщо йдеться про оцінку за порядком величини, то означеного наближення цілком досить, тим більше, що в загальному випадку формули містять надто велику кількість параметрів.) Тоді єдиним шумовим чинником буде фотонний шум, який підкоряється статистиці Пуассона, а це означає, що відношення сигналу до шуму SNR пов'язане із зареєстрованим числом фотонів N простим співвідношенням:

$SNR = \sqrt{N}$. Використовуючи рівняння (2), після перетворень знайдемо, що

$$m = 2.5 \lg \frac{\pi n_0 Q}{4} - 5 \lg SNR + 5 \lg D + 2.5 \lg \Delta t.$$
 (3)

Нехай Δm – стандартна похибка апертурної фотометрії. Зручно використовувати саме цю величину, а не відношення сигналу до шуму SNR . Елементарні міркування дають таке співвідношення між цими величинами:

$$SNR = (1 - 10^{-0.4\Delta m})^{-1}.$$

Наприклад, при $\Delta m = 0.1, 0.01, 0.001$ маємо, відповідно, $SNR = 11, 109, 1086$.

Перейдемо до числових оцінок. Припустимо, що телескоп має лише два відбивальні дзеркала й оснащений високоефективним ПЗЗ. Тоді можна покласти $Q = 0.8$. Якщо задовольнитися похибкою визначення зоряної величини $\Delta m = 0.01$, то $SNR \approx 100$. Отже, $2.5 \lg Q - 5 \lg SNR = -10.2$ і граничну зоряну величину можна оцінити за формулою

$$m = 2.5 \lg \frac{\pi n_0}{4} - 10.2 + 5 \lg D + 2.5 \lg \Delta t. \quad (4)$$

Однак для цього ще потрібно задати величину n_0 , яка визначається вибором спектральної смуги спостережень. Відповідні параметри для фотометричної системи Джонсона $UBVR$ наведено у [2], а для стандартних інфрачервоних смуг – у [3] (смуги J, H, K) і [8] (смуги g, r, i, z); зведені табличні дані є також в Інтернеті [6]. Наприклад, у випадку візуальної смуги V маємо $n_0 = 8.79 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$ і, відповідно, $2.5 \lg (\pi n_0 / 4) = 14.6$. При спостереженнях у цій смузі точкового джерела зі стандартною похибкою $\Delta m = 0.01$ зв'язок між зоряною величиною m_V , діаметром апертури D і потрібним часом накопичення сигналу Δt визначається рівністю $m_V = 4.4 + 5 \lg D [\text{см}] + 2.5 \lg \Delta t [\text{с}]$.

Наведемо приклади, вважаючи, що апертура телескопа становить $D = 50 \text{ см}$. Якщо джерело має зоряну величину $m_V = 15$, то час накопичення сигналу Δt лише 7 с. У випадку досить слабкого джерела з $m_V = 20$ час накопичення дорівнює 11.6 хв. Якщо розглядати ще слабші джерела, то треба обов'язково брати до уваги світність нічного неба за межами атмосфери, яка за даними спостережень на телескопі "Габбл" становить у V -смузі в середньому 22.9 зоряної величини на 1 с^2 .

Підсумовуючи все сказане вище, можна стверджувати, що навіть не дуже великий орбітальний телескоп з діаметром апертури 50 см за умови, що він має високоякісну оптику й обладнаний високоефективним ПЗЗ, є цілком придатним для спостережень гравітаційних лінз із кутовим розділенням зображень $\geq 0.3''$, якщо блиск кожного зображення становить не менше за $m_V \approx 20$.

3. Відбір гравітаційних лінз для спостережень. Користуючись вищенаведеними оцінками, з бази даних CASTLES ми відібрали 13 найяскравіших гравітаційних лінз з найбільш широко рознесеними компонентами. У табл. 1 подано (у дещо скороченому порівняно з базою CASTLES вигляді) основні дані про них. Перший стовпчик містить номер об'єкта в огляді, другий – стандартну назву, третій і четвертий – пряме сходження α і схилення δ на стандартну епоху J2000. Далі йдуть: N – кількість зображень, $m(S)$ – приблизна сумарна зоряна величина зображень у певній фотометричній смузі, $M(G)$ – оцінка повної зоряної величини галактики-лінзи, ϕ – приблизний кутовий розмір системи, який дорівнює подвоєному радіусу кільця Айнштейна [1, 9].

Як видно з табл. 1, досить часто джерело гравітаційного поля – галактика або інший об'єкт – має значно менший блиск порівняно з яскравими точковими зображеннями далекого квазара, що утворилися внаслідок гравітаційного фокусування світла. Тому при спостереженнях обраних найяскравіших лінз можуть виникнути проблеми з фотометрією лінзуючих галактик, оскільки виділення цих слабких і до того ж протяжних об'єктів на тлі нічного неба є непростю задачею.

Таблиця 1. Найяскравіші та найширші гравітаційно-лінзові системи

№	Назва	α (J2000)	δ (J2000)	N	$m(S)$	$M(G)$	ϕ (")
6	Q0142-100	01:45:16.5	-09:45:17	2	$I=16.47/2$	$I=18.72$	2.24
9	HE0230-2130	02:32:33.1	-21:17:26	4	$I=18.00/4$	$I=20.39$	2.05
13	HE0435-1223	04:38:14.9	-12:17:14.4	4	$i=16.84/4$	$I=18.05$	2.43
30	Q0957+561	10:01:20.78	+55:53:49.4	2	$I=15.99/2$	$I=17.12$	6.26
38	PG1115+080	11:18:17.00	+07:45:57.7	4	$I=15.62/4$	$I=18.92$	2.32
40	RXJ1131-1231	11:31:51.6	-12:31:57	4	$V=16.70/4$	$V=18.4$	3.69
43	B1152+200	11:55:18.3	+19:39:42.2	2	$I=16.31/2$	$I=19.18$	1.56
48	Q1355-2257	13:55:43.38	-22:57:22.9	2	$I=16.87/2$	$I=20.80$	1.23
51	H1413+117	14:15:46.40	+11:29:41.4	4	$I=16.44/4$	$H=18.61$	1.35
54	B1422+231	14:24:38.09	+22:56:00.6	4	$I=14.81/4$	$I=19.66$	1.68
75	WFI2023-4723	20:33:42.08	-47:23:43.0	4	$i=17.59/4$	$I=19.71$	2.34
78	HE2149-2745	21:52:07.44	-27:31:50.2	2	$I=16.29/2$	$I=19.56$	1.70
80	Q2237+030	22:40:30.34	+03:21:28.8	4	$I=15.16/4$	$I=14.15$	1.78

Оскільки джерела світла та гравітаційного поля, які є динамічними утвореннями, рухаються у просторі одне відносно одного, то ефекти гравітаційного лінзування не є сталими в часі. Це означає, що яскравість та положення зображень змінюються з тією чи іншою швидкістю. Наприклад, якщо квазар, кратні зображення якого спостерігаються в лінзі, має власні коливання світності, то ці коливання будуть спостерігатися в різних зображеннях з певними часовими затримками, викликаними різними шляхами розповсюдження світла. Іншим важливим явищем є мікролінзування, коли світло далекого джерела фокусується гравітаційними полями окремих зір галактики-лінзи. У цьому випадку ми не можемо розрізнити окремі мікрозображення, але можемо спостерігати різкі зміни блиску під час перетину мережі каустик (детальніше див. у [9]). Саме зміни яскравості з мінімальним характерним часом у кілька днів і навіть годин становлять великий інтерес і грають ключову роль у вивченні тонкої структури астрофізичних джерел, зокрема квазарів. Ці нестационарні процеси потребують неперервних спостережень.

Наземні спостереження, навіть із залученням мережі обсерваторій усього світу, не можуть бути неперервними через погані погодні умови, добове обертання Землі та її рух навколо Сонця. Використання космічних телескопів знімає частину проблем. Проте існує низка чинників (серед яких чи не головним є зодіакальне світло), через які навіть на космічному телескопі ми не можемо спостерігати цілорічно слабкі позагалактичні джерела, екліптична широта яких β за

абсолютною величиною менша ніж $\approx 50^\circ$. Ця оцінка впливає з вимірів світності нічного неба, здійснених на орбітальному телескопі "Габбл" із застосуванням планетарної камери з широким полем зору WFPC2. Відповідні дані наведено в Інтернеті [7]. За допомогою простої комп'ютерної програми з бази даних CASTLES були вибрані гравітаційні лінзи з екліптичною широтою $|\beta| > 50^\circ$. Таких об'єктів виявилось лише 12. Відомості про них подано в табл. 2.

З перегляду табл. 2 видно, що є об'єкти, які потребують додаткового систематичного дослідження, оскільки деякі з обраних гравітаційних лінз є дуже слабкими (напр., №№ 50 і 53, відкриті на телескопі "Габбл").

Таблиця 2. Гравітаційні лінзи, які можна спостерігати неперервно впродовж року

№	Назва	α (J2000)	Dec (J2000)	N	$m(S)$	$m(G)$	ϕ (")
15	HE0512-3329	05:14:10.78	-3:26:22.50	2	$l=16.81/2$	$l=17.60$	0.69
23	SDSS0903+5028	09:03:34.92	+50:28:19.2	2	$r=19.56/2$	$r=19.59$	2.99
30	Q0957+561	10:01:20.78	+55:53:49.4	2	$l=15.99/2$	$l=17.12$	6.26
42	SDSS1155+6346	11:55:17.35	+63:46:22.0	2	$K=16.18/2$	$K=14.9$	1.84
50	HST14113+5211	14:11:19.60	+52:11:29.0	4	$l=24.14/4$	$l=19.99$	1.80
53	HST14176+5226	14:17:36.51	+52:26:40.0	4	$l=23.41/4$	$l=19.77$	2.83
55	SBS1520+530	15:21:44.83	+52:54:48.6	2	$l=17.61/2$	$l=20.16$	1.59
56	HST15433+5352	15:43:20.9	+53:51:52	2	-	-	1.18
59	B1600+434	16:01:40.45	+43:16:47.8	2	$l=20.87/2$	$l=20.78$	1.40
60	B1608+656	16:09:13.96	+65:32:29.0	4	-	$l=19.02$	2.27
70	B1933+503	19:34:30.95	+50:25:23.6	10	-	$l=20.24$	1.00
71	B1938+666	19:38:25.19	+66:48:52.2	R	-	$l=21.46$	1.00

4. Заключні зауваження. Сформульовано загальні вимоги, які мають задовольняти параметри орбітального телескопу для спостережень гравітаційно-лінзованих квазарів. З'ясовано, що високоякісний телескоп з апертурою головного дзеркала 50 см теоретично цілком придатний для фотометрії окремих зображень квазара, якщо кутова відстань між ними не менша за $0.3''$. За наявності ПЗЗ-приймача з високим квантовим виходом час накопичення сигналу для спостережень точкового джерела з видимою зоряною величиною $V = 20$ і відношенням сигнал/шум $SNR = 100$, що приблизно відповідає похибці у 0.01 зоряної величини, становить біля 10 хв. З бази даних CASTLES відібрано 13 найяскравіших гравітаційних лінз з найбільш широко рознесеними компонентами, які можна впевнено спостерігати за допомогою означеного телескопу.

Що стосується неперервного фотометричного моніторингу, то навіть на орбітальному телескопі він можливий лише за умови, що абсолютна величина екліптичної широти джерела не менша за $\sim 50^\circ$, інакше на заваді стає зодіакальне світло. Саме за цим критерієм з бази даних CASTLES були відібрані 12 об'єктів, проте деякі з них є заслабкими і вимагають телескопа з великою апертурою.

1. Загальна теорія відносності: випробування часом / Я.С. Яцків, О.М. Александров, І.Б. Вавилова та ін. – К., 2005. 2. Bessel M.S. UBVR photometry II: the Cousins VRI system, its temperature and absolute flux calibration, and relevance for two-dimensional photometry // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 1979. – Vol. 91. – № 543. – P. 589–607. 3. Campins H., Rieke G.H., Lebofsky M.J. Absolute calibration of photometry at 1 through 5 microns // Astron. J. – 1985. – Vol. 90. – № 5. – P. 896–899. 4. <http://cfa-www.harvard.edu/castles>. 5. http://vela.astro.ulg.ac.be/themes/extragal/gravlens/bibdat/engl/grav_lens.html. 6. <http://www.astro.utoronto.ca/~patton/astro/mags.html>. 7. http://www.stsci.edu/instruments/wfpc2/Wfpc2_hand2/ch6_exposuretime5.html#466022. 8. Schneider D.P., Gunn J.E., Hoessel J.G. CCD photometry of Abell clusters. I. Magnitudes and redshifts for 84 brightest cluster galaxies // Astrophys. J. – 1983. – Vol. 264. – № 1. – P. 337–355. 9. Schneider P., Ehlers J., Falco E.E. Gravitational Lenses. – Springer, 1999.

Надійшла до редколегії 15.11.05

УДК 524.8

В. Жданов, О. Александров, О. Федорова, С. Хміль

ДОСЛІДЖЕННЯ ГРАВІТАЦІЙНО-ЛІНЗОВИХ СИСТЕМ У КИЇВСЬКОМУ НАЦІОНАЛЬНОМУ УНІВЕРСИТЕТІ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

Наведено короткий огляд деяких проблем гравітаційного лінзування на прикладі досліджень, проведених в астрономічній обсерваторії Київського національного університету (КНУ). Обговорено результати досліджень гравітаційно-лінзових систем Q2237+0305 та RXSJ113155.4-123155 і теоретичні оцінки ефектів когерентності в гравітаційно-лінзових системах. Розглянуто статистичні задачі астрометричного мікролінзування, зокрема пов'язані із впливом гравітаційного поля зірок Галактики на рухи зображень віддалених об'єктів. Ці питання мають принципове значення для оцінок граничної точності системи відліку, побудованої на позагалактичних джерелах.

A short review of some gravitational lensing problems is presented having in view researches carried out in astronomical observatory of Kiev Shevchenko University. We discuss the results of gravitational lens systems Q2237+0305 and RXSJ113155.4-123155 investigations and theoretical estimations of coherence effects in gravitational lens systems. Statistical problems of astrometric microlensing are considered, in particular, those related to effect of gravitational field of Galaxy stars on motions of distant source images. The latter problem is important in view of fundamental accuracy limit of extragalactic reference frame.

Викривлення променів світла було одним з перших ефектів загальної теорії відносності, передбачених А. Ейнштейном [3]. Однак лише у 1970–1980-ті рр. стало зрозумілим, що гравітаційно-лінзові системи (ГЛС) є досить поширеними явищами у Всесвіті. Гравітаційне лінзування має унікальне значення для вивчення розподілу маси у Всесвіті, особливо темної матерії; воно дає можливість отримати важливі дані про маси галактик та їх складових, їх

поперечну швидкість. Гравітаційні лінзи діють як природні телескопи, що дозволяють роздивитися структуру центральних частин квазарів, недосяжну для прямих спостережень [2].

У світі існує багато спостережницьких і теоретичних груп, які активно займаються дослідженнями в галузі гравітаційного лінзування. Гравітаційно-лінзову тематику в Астрономічній обсерваторії КНУ було започатковано А. Манджосом, який зацікавив нею своїх колег і запропонував програми спостережень на шестиметровому телескопі Спеціальної астрофізичної обсерваторії Російської Академії Наук (САО РАН). Нижче буде проілюстровано певні напрями гравітаційно-лінзових досліджень, здебільшого на прикладі результатів київської групи, до якої належать і автори даної роботи. Детальніше обговорення сучасної проблематики та необхідні посилання можна знайти у [10].

Макролінзування та мікролінзування. Позагалактична ГЛС – це система, що включає віддалене джерело (напр, квазар) і лінзову галактику, що знаходиться між джерелом і спостерігачем, поблизу променя зору. Гравітаційне поле галактики, яка відіграє роль гравітаційної лінзи, створює кілька зображень одного й того ж самого джерела, які мають різну яскравість. За спостережуваними виявами процесу та масами лінзуючих об'єктів розрізняють такі основні різновиди гравітаційного лінзування, як макролінзування та мікролінзування. При макролінзуванні роль гравітаційних лінз відіграють галактики, тому в моделях позагалактичних макролінз зазвичай мають справу зі статичними конфігураціями, а розподіл матерії, що створює гравітаційне поле, вважають неперервним. Криві блиску різних зображень одного й того ж квазара у ГЛС, індуковані його власними коливаннями блиску, мають бути майже ідентичними між собою з певною затримкою в часі. Типове кутове розділення між зображеннями квазарів унаслідок лінзування полем проміжної галактики становить секунди дуги. Спектри різних зображень у середньому подібні, у всіх зображень однакові червоні зміщення. На користь макролінзування може свідчити й наявність поблизу променя зору галактики з червоним зміщенням, меншим за червоне зміщення зображень. Порівняння спектрів різних зображень і визначення червоного зміщення зазвичай є першим етапом дослідження ГЛС.

Для роботи з макролінзовими зображеннями широко застосовують стандартні пакети астрономічних програм. Тим не менш, досить часто виявляється необхідним створювати оригінальне програмне забезпечення для опрацювання результатів спостережень позагалактичних ГЛС. Така робота проводилася в АО КНУ, зокрема для аналізу панорамних спектрів, отриманих на шестиметровому телескопі САО РАН [1]. У роботі [12] було запропоновано алгоритм реконструкції щільних спектрів при недостатній інформації про функцію розсіювання точки, що залежить від властивостей вимірювального інструмента та стану атмосфери. Алгоритм використовує всі апіорні знання про спектри для обчислення початкових параметрів. Він був успішно застосований для розділення спектрів подвійної гравітаційної лінзи Q1009-0252A&B [11], а також для нової ГЛС 1RXJ113155.4-123155, виявленої колегами з Інституту астрофізики Львівського університету [14]. У результаті дослідження [14] було доведено, що цей об'єкт дійсно є гравітаційною лінзою. Аналіз спектрів дозволив ототожнити численні емісійні лінії та визначити червоне зміщення квазара $z = 0.65$. Варто підкреслити, що цей об'єкт є унікальним. Він є найближчим до нашої Галактики серед усіх відомих гравітаційно-лінзованих квазарів, крім того, в очищеному зображенні цієї ГЛС чітко спостерігається кільцева структура, що є зображенням материнської галактики квазара.

У макролінзах зміни блиску різних зображень у часі корелюють між собою з деякою затримкою, але вони, як правило, не є ідентичними. Це є виявом ефекту ідентичної природи – мікролінзування, роль гравітаційних лінз у якому відіграють відносно компактні об'єкти зоряних або навіть планетних мас (останній випадок іноді відокремлюють як нанолінзування). Гравітаційне поле галактики-лінзи є неоднорідним, оскільки складається з полів окремих зірок. Завдяки відносному руху джерела та галактики-лінзи, а також окремих зірок, що знаходяться в цій галактиці поблизу від променів зору різних зображень, мають місце зміни коефіцієнтів підсилення в різних зображеннях, які є нескорельованими. Мікролінзування – типово динамічний процес: характерний час відносних змін блиску становить тижні або місяці. У разі позагалактичного мікролінзування джерелом випромінювання є віддалений квазар, а роль гравітаційних лінз відіграють зорі та інші об'єкти зоряних мас проміжної галактики. У подіях галактичного мікролінзування роль лінз відіграють компактні масивні об'єкти нашої Галактики, а джерелом випромінювання є зорі сусідніх галактик чи більш далекі зорі нашої. На сьогодні накопичено важливі дані про галактичне мікролінзування за програмами MACHO (MASSive COMPACT Halo Objects), EROS (EXperience de Recherche d'Objets Sombres), OGLE (Optical Gravitational Lens Experiment), що мають велике значення для визначення розподілу маси в Галактиці. Досягнення в області позагалактичного мікролінзування виглядають менш резонансними. Частково це пов'язано як з невизначеностями в інтерпретації, так і з необхідністю дуже тривалих спостережень цих процесів. Основним джерелом даних про ефекти мікролінзування в позагалактичних ГЛС на цей час є фотометричний моніторинг окремих зображень джерела, який дає можливість відділити варіації блиску, спричинені гравітаційним мікролінзуванням, від власних коливань блиску квазара. Крім того, гравітаційна лінза по-різному підсилює об'єкти різних розмірів, а ефективні розміри області випромінювання для різних довжин хвиль відрізняються. Тому, хоча спектри різних зображень у ГЛС подібні, вони мають відмінності через вплив мікролінзування [1]. Завдяки цьому навіть під час окремих спектральних спостережень можна отримувати цінну інформацію про будову квазарів у ГЛС. Більше інформації можна було б отримати у випадку спектрального моніторингу окремих зображень у ГЛС, але це вимагає тривалих спостережень на великих телескопах.

Ефекти гравітаційного мікролінзування найбільш помітні, коли джерело випромінювання проходить через каустику гравітаційної мікролінзи – у цьому випадку його яскравість може збільшуватися у півтора–два рази, а іноді навіть і більше. Це явище називають подією сильного мікролінзування, або подією з великим підсиленням (ПВП). Такі події дають можливість визначити деякі параметри ГЛС, виходячи з даних, накопичених за відносно невеликий проміжок часу, тоді як менш інтенсивні події мікролінзування, хоча й трапляються частіше й тому більш досяжні, стають інформативними тільки після накопичення значної кількості статистичного матеріалу протягом кількох десятиріч. Тому великої уваги, зокрема, заслуговують ПВП зображень квазара у ГЛС Q2237+0305 "Хрест Ейнштейна", криві блиску яких були отримані спостережницькими групами OGLE та GLITP (Gravitational Lensing International Time Project). На рис. 1 показано результати підгонки однієї з таких кривих блиску [9].

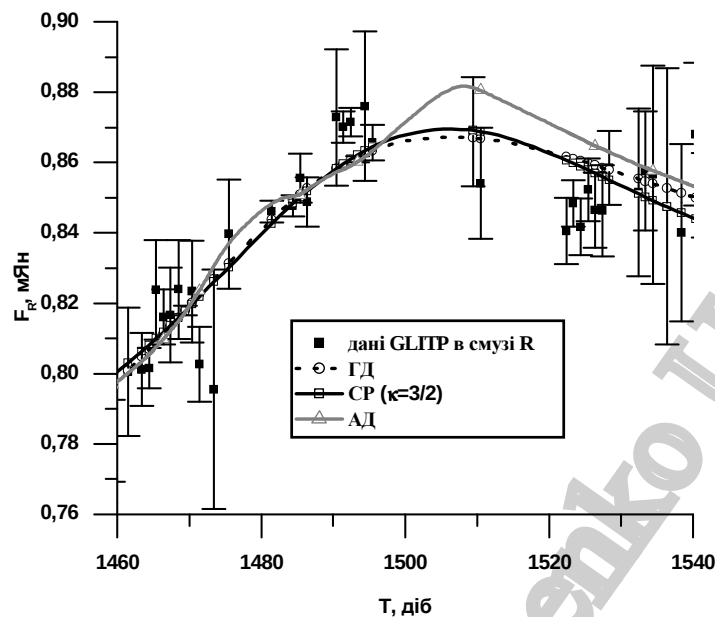


Рис. 1. Підгонка ПВП-максимуму, що спостерігався групою GLIMP у R-фільтрі для зображення А у ГЛС "Хрест Ейнштейна". Криві підгонки [9] отримані за моделями розподілів яскравості по диску: АД – акреційний диск Шакури – Сюняєва, СР – степене-вий розподіл, ГД – гауссівський розподіл. По осях відкладено потік випромінювання (мЯн) залежно від часу (юліанські дні)

Ефекти когерентності у ГЛС. Оскільки у ГЛС маємо кілька зображень одного й того ж квазара, природно постає питання щодо ефектів інтерференції. На жаль, зазвичай для реальних ГЛС ступінь взаємної когерентності зображень γ виявляється замалим, що обумовлено великими кутовими розмірами джерел. Однак А. Манджос [6, 7] детально дослідив це питання і з'ясував, що γ може становити помітну величину в гравітаційних лінзах складної структури. У [4] також привернуто увагу до того, що ефекти когерентності можуть виявлятися в автокореляційній функції мікролінзованого радіовипромінювання навіть для джерела великих розмірів за достатніх оптичних густин мікролінзування.

Цей факт становить певний інтерес для ототожнення конкретних моделей розподілу та складу темної матерії. У літературі, що стосується питань, пов'язаних з темною матерією, можна знайти різноманітні варіанти її мікроструктури із залученням об'єктів з масами від $\mu \sim 1$ до $\mu \sim 10^{-6}$ ($\mu = M / M_{\text{Sun}}$) і навіть менше. Розглядаються моделі як компактних (зореподібних або планетоподібних) тіл, так і некомпактних, з розмірами, більшими за характерний розмір мікролінзи; предметом дискусій є також маса цих об'єктів. За допомогою автокореляційної функції радіосигналу від протяжного джерела в принципі можна оцінити густину компактних мікролінз на промені зору [4]. Ефект зобов'язаний своїм існуванням появі різних зображень одного джерела, що інтерферують між собою на масштабі відносної затримки 10^{-5} с. У багатьох ГЛС на радіоджерело проектується велика кількість мікролінз, і це може дати значний інтерференційний внесок у автокореляційну функцію [4]. У випадку монохроматичного випромінювання з частотою ω цей внесок має порядок оптичної глибини мікролінзування за умови $1\text{с} \cdot 10^{-5} \mu \omega \sim 1$. Зауважимо, що кутовий розмір центральної частини квазара в радіодіапазоні значно більший за радіус Ейнштейна типової мікролінзи, а внесок окремої лінзи дуже малий, що пов'язано з малою величиною ступеня взаємної когерентності. Тим не менш, внесок багатьох лінз в автокореляційну функцію може бути помітний у випадку частот $\sim 10^5 \mu^{-1}$ Гц за значних оптичних глибин мікролінзування. Для дециметрового діапазону це відповідає $\mu = 10^{-3} - 10^{-4}$. Необхідні величини оптичної глибини очікуються, згідно з існуючими оцінками, для таких ГЛС, як Q0957+561 ("Перша лінза") та H1413+117 ("Лист конюшини"), де вказаний ефект може бути використаний для верхньої оцінки густини об'єктів малої маси в лінзуючих галактиках [4].

Астрометричне мікролінзування. Останнім часом велику увагу привертає астрометричне гравітаційне мікролінзування. Тут основний акцент робиться на дослідження траєкторій та рухів зображень мікролінзованих об'єктів. Інтерес до цього пов'язаний як з перспективами міросекундної астрометрії, зокрема, з використанням космічних платформ, так і з необхідністю мати додаткову інформацію про мікролінзуючі об'єкти, щоб компенсувати невизначеності, які залишаються після фотометричних спостережень.

У теоретичному плані найпростішим є дослідження астрометричного мікролінзування однією-двома точковими масами. У позагалактичних ГЛС, коли треба враховувати нелінійний вплив великої кількості мікролінз, задача моделювання астрометричних ефектів [13] є більш трудомісткою, ніж при моделюванні кривих блиску. Невідомий розподіл зірок далеко від променя зору на масштабах галактики-лінзи привносить певну невизначеність, тому бажано моделювати саме ті величини, що нечутливі до деталей розподілу.

У разі астрометричного мікролінзування віддалених об'єктів зорями Галактики оптична густина дуже мала, що спрощує статистичні розрахунки з урахуванням великої кількості мас. У роботі [15] отримано аналітичні співвідношення для розподілу видимих рухів зображень далеких джерел, індукованих слабкими гравітаційними полями компактних об'єктів. Методи роботи [15] можна застосувати до слабого мікролінзування квазарів зорями Галактики. Уявні рухи зображень цих джерел важко відділити від їх власних рухів, що ставить принципове питання про межу точності астрометричних вимірювань [8]. У [5] пока-

зано, що якщо виключити з розгляду події сильного мікролінзування (на практиці це можна здійснити, користуючись кривими блиску відповідних зображень), то колективні рухи зір індують середній рух зображення в напрямку обертання Галактики. Це означає, що існує фіктивне обертання фундаментальної системи відліку, пов'язаної з позагалактичними джерелами [5]. Його ефект малий, але в майбутньому, при підвищенні точності вимірювань, гравітаційно-індуковані рухи зображень віддалених джерел ускладнюватимуть визначення системи відліку та позиціонування об'єктів на небі.

1. Афанасьев В.Л., Власюк В.В., Додонов С.Н. и др. Исследование спектров гравитационных линз H1413+117 и Q2237+030 // Кинемат. физ. небесн. тел. – 1996. – Т. 12. – № 5. – С. 3–16. 2. Блиох П. В., Минаков А. А. Гравитационные линзы. – К., 1989. 3. Ейнштейн А. Собр. науч. трудов. – М., 1965. – Т. 1. 4. Жданов В.И. Автокорреляционная функция микролинзированного радиоизлучения // Письма в Астрон. журн. – 1999. – Т. 25. – С. 906–909. 5. Жданов В.И., Федорова Е.В., Александров А.Н. Гравитационное движение изображений удаленных источников, обусловленное полем звезд Галактики // Кинемат. физ. небесн. тел. – 2004. – Т. 20. – № 5. – С. 422–429. 6. Манджос А.В. Взаимокогерентные свойства изображений квазара, наблюдаемого через гравитационную линзу. Микролинзирование двойной звездой // Астрон. журн. – 1991. – Т. 68. – С. 22–29. 7. Манджос А.В. Взаимо-интерференционные и структурные свойства изображений объекта в окрестности каспической точки гравитационной линзы. Структура изображений вблизи каспической точки // Астрон. журн. – 1995. – Т. 72. – С. 153–160. 8. Сажин М.В. Фундаментальный предел точности астрометрических измерений // Письма в Астрон. журн. – 1996. – Т. 22. – С. 643–647. 9. Федорова Е.В., Александров А.Н., Жданов В.И. Модели источника в гравитационно-линзовой системе Q2237+0305 и события с высоким усилением // Висн. астрон. школи. – 2004. – Т. 5. – №1-2. – С. 229–235. 10. Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б. та ін. Загальна теорія відносності: випробування часом. – К., 2005. 11. HST and ground-based observations of the gravitational lens system Q1009-0252 A & B / J.-F. Claeskens, S.V. Khmil, D.W. Lee etc. // Astron. Astrophys. – 2001. – Vol. 367. – P. 748–758. 12. Khmil S.V., Surdej J. Optimal extraction of multiple overlapping spectra using a maximum entropy algorithm // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 387. – P. 347–355. 13. Salata S.A., Zhdanov V.I. Statistical Astrometric Microlensing of Extended Sources // Astron. J. – 2003. – Vol. 125. – P. 1033–1037. 14. Sluse D., Surdej J., Claeskens J.-F. etc. A quadruply imaged quasar with an optical Einstein ring candidate: 1RXS J113155.4-123155 // Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 406. – P. L43–L46. 15. Zhdanov V.I., Zhdanova V.V. Analytical relations for time-dependent statistical microlensing // Astron. Astrophys. – 1995. – Vol. 209. – P. 321–325.

Надійшла до редколегії 24.10.2005

УДК 524.8

О. Федорова

ПАРАМЕТРИ ДЖЕРЕЛА В ГРАВИТАЦІЙНО-ЛІНЗОВІЙ СИСТЕМІ Q2237+0305 ТА ПОДІЇ ЗІ ЗНАЧНИМ ПІДСИЛЕННЯМ

За даними спостережень кривих блиску події сильного мікролінзування зображення квазара групи OGLE визначено параметри джерела в гравітаційно-лінзовій системі "Хрест Ейнштейна" за 2001-2005 рр. Моделювання параметрів джерела проведено для степеневого та гауссівського розподілів яскравості по диску джерела, а також для акреційного диска Шакури – Сюняєва. Для гауссівського джерела напівяскравісний радіус у фільтрі V становить, при довірчій

імовірності 90 %, $0.72^{+0.06}_{-0.08} v/(300 \text{ км/с})$ -мпс, де v – нормальна швидкість зображення джерела відносно каустики для зображення В і $0.48^{+0.18}_{-0.25} v/(300 \text{ км/с})$ -мпс для зображення А. У моделі еліптичного джерела ця величина дає верхню оцінку малої півосі розподілу яскравості. У межах указаних моделей джерела наявні дані не дозволяють зробити вибір між різними варіантами розподілів яскравості.

Source parameters in gravitational lens system "Einstein Cross" were determined from OGLE light curves during 2001-2005 years. Source with power-law brightness profile, Gaussian source and Shakura-Sunayev accretion disk were modeled up for these data. For Gaussian source half-brightness radius in V band is $0.72^{+0.06}_{-0.08} v/(300 \text{ км/с})$ -μpc for image B and $0.48^{+0.18}_{-0.25} v/(300 \text{ км/с})$ -μpc for image A for 90% confidence level (here v is normal velocity of a source image relative to a caustic). If we presume the source to be elliptical, this quantity characterizes an upper limit on semi-minor axis of a brightness profile. Within source models mentioned above existing data not enables us to choose between different brightness profiles the most credible one.

1. Вступ. Позагалактична гравітаційно-лінзова система (ГЛС) складається з квазара та галактики або групи галактик, вплив гравітаційного поля яких стає причиною появи кількох зображень одного й того ж об'єкта (квазара). Криві блиску різних зображень є синхронними з різними часами затримки й коефіцієнтами підсилення, але на окремій кривій одного із зображень можуть спостерігатись відхилення, яких немає на інших. Причиною таких відхилень є гравітаційне мікролінзування (ГМ) цього зображення об'єктами зоряної (або меншої) маси. Якщо на кривій блиску окремого зображення спостерігається досить помітний максимум, тобто має місце подія зі значним підсиленням (ПЗП), то порівнюючи криві блиску різних зображень, досить просто виділити мікролінзові варіації інтенсивності, які можна використовувати, наприклад, для дослідження структури джерела випромінювання [4, 7, 9].

Гравітаційно-лінзований квазар Q2237+0305 ("Хрест Ейнштейна") – один з найзручніших об'єктів для дослідження ефектів позагалактичного гравітаційного мікролінзування. Червоне зміщення галактики-лінзи в цій ГЛС становить $z_L = 0.0394$, а квазара – $z_Q = 1.695$. Час затримки сигналу між окремими зображеннями становить менше доби, що значно спрощує відокремлення варіацій блиску, спричинених ГМ, від власних коливань блиску квазара. Інформація про окремі ПЗП становить тут особливий інтерес, оскільки такі події виявляються досить яскраво через відносну близькість галактики-лінзи до нашої Галактики; це неодноразово спостерігалось в Q2237+0305 групами OGLE (Optical Gravitational Lens Experiment) [8, 13] та GLITP (Gravitational Lens International Time Project) [5].

Визначення розміру джерела у ГЛС Q2237+0305 на основі даних GLITP та OGLE за 1997–2000 рр. з мікролінзування проводилось раніше Вайзом та ін. [14–16], Іонехароу [17] і Шаляїнін [3, 11], Богдановим і Черепашуком [1]. Отримані розміри джерела в цілому узгоджуються у всіх авторів, хоча є розходження в точності визначення їх величини. Найчастіше розглядаються гауссівський та степеневий розподіли, а також різні моделі акреційного диска (АД).

Мета даної роботи – оцінити параметри джерела випромінювання в Q2237+0305 та достовірність їх визначення на основі даних OGLE за період з 2001 по 2005 рр. За цей період у "Хресті Ейнштейна" спостерігалось дві ПЗП: у зображеннях А та В. Припускається, що вони виникли завдяки перетину зображенням джерела регулярної точки каустики (не точки каспу). У [11] наведено аргументи на користь цього для ПЗП у зображенні А, яку протягом трьох місяців спостерігала група GLITP. Аналогічні аргументи можуть бути наведені й для двох ПЗП на кривих блиску зображень А і В за період 2001-2005 рр. (дані OGLE). Повний ряд даних спостережень кривих блиску чотирьох зображень OGLE за 1997–2005 рр. наведено на рис. 1; тут можна виділити одну ПЗП на кривій блиску зображення С, три (два сильних і один досить слабкий) максимуми на кривій блиску А та ще один – на кривій В. Дві ПЗП на кривій блиску зображення А виникли, скоріше за все, при перетині однієї каустики (усередину й назовні). Третій, значно слабший максимум підсилення на кривій блиску цього зображення, можливо, є результатом проходження блізу каспу; принаймні, його підгонка за допомогою наближених формул для підсилення зображення джерела, яке перетинає регулярну точку каустики, дає нестабільні результати.

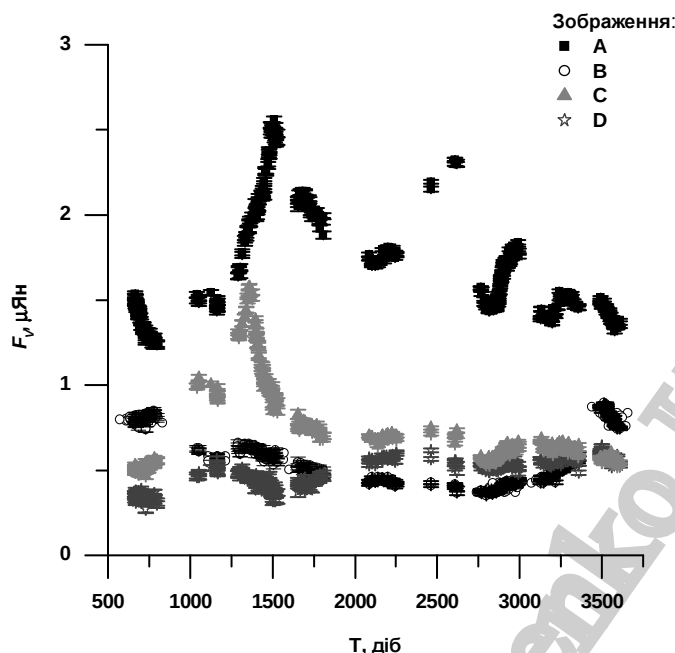


Рис. 1. Криві блиску чотирьох зображень квазара у ГЛС 2237+0305 "Хрест Ейнштейна" – дані спостережницької групи OGLE за 1997-2005 рр. [8]

Оскільки не тільки положення всіх мікролінз, що беруть участь у ПЗП, а і їх кількість, невідомі, то доводиться користуватись наближеними співвідношеннями з невеликою кількістю параметрів (для наявних даних достатньо наближення лінійної каустики). Нижче розглянуті тільки моделі джерела із симетричним розподілом яскравості, оскільки, як показано у [2], для моделі еліптичного джерела існують досить прості формули перерахунку параметрів. Також оцінено точність підгонки експериментальних даних з використанням різних моделей джерела та залежності середньоквадратичного й напів'яскравісного радіусів джерела та нев'язки від обраної моделі.

Для моделювання даних була використана та ж сама методика їх підгонки (і та ж сама обчислювальна програма), що й у наших попередніх роботах [2, 6], продовженням яких є дана робота.

2. Основні співвідношення. Нормалізоване рівняння лінзи має вигляд [12]

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

де ζ і $\mathbf{r}$ – кутові положення зображення й нелінзованого джерела, відповідно; $\alpha(\zeta)$ – кут відхилення.

Підсилення протяжного джерела визначається формулою

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

де $P(\mathbf{r})$ – розподіл яскравості по диску джерела; $K(\mathbf{r})$ – сумарне підсилення всіх зображень точкового джерела; інтегрування проводиться по диску джерела.

Інтеграл (2a) можна переписати у вигляді, який є більш зручним для кількісних розрахунків:

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

де інтегрування проводиться в площині зображень; $\mathbf{r}(\zeta)$ визначається формулою (1).

Для центрально-симетричного джерела

$$P(r) = F(r/R)/R^2, \quad (3)$$

де R характеризує модельно-залежний розмір джерела, $r = |\mathbf{r}|$. Однак для порівняння різних розподілів яскравості необхідно використовувати модельно-незалежну оцінку розмірів, наприклад, середньоквадратичний радіус

$R_{rms} = \sqrt{\int r^2 P(x, y) dx dy / \int P(x, y) dx dy}$ чи (для центрально-симетричного джерела) напів'яскравісний радіус

$R_{1/2} = R_* / \sqrt{\ln 2}$, де R_* обирається з умови $\int_0^{R_*} P(r) 2\pi r dr = \frac{1}{2} \int_0^\infty P(r) 2\pi r dr$ (множник у виразі для $R_{1/2}$ введено для того,

щоб для гауссівського джерела виконувалося $R_{1/2} = R_{rms}$). Більш загальний випадок еліптичного джерела розглянуто у [2].

Далі розглянуто степеневий розподіл яскравості, для якого:

$$F(r) = \frac{(p-1)}{\pi[1+r^2]^p}, \quad p > 1, \quad (4)$$

гауссівський розподіл $F(r) = \frac{1}{\pi} \exp[-r^2]$, модель акреційного диска Шакури – Сюняєва [9]

$$P(r) = \frac{3\theta(r-1)}{2\pi r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{1}{r}}\right). \quad (5)$$

Середньоквадратичний радіус R_{rms} для степеневого розподілу можна використовувати лише для випадків $p > 2$:

$R_{rms} = R/(p-2)^{1/2}$; напів'яскравісний – для будь-яких p : $R_{1/2} = R \sqrt{\frac{1}{2^{p-1}-1} \ln 2}$. Для гауссівського розподілу $R = R_{rms} = R_{1/2}$. При фіксованому R_{rms} гауссівський розподіл є граничним для розподілу (4) при $p \rightarrow \infty$. Для АД Шакури – Сюняєва скінченим є тільки напів'яскравісний радіус $R_{1/2} = \frac{4R}{\sqrt{\ln 2}}$. Саме цьому в даній роботі для модельно-незалежної оцінки розміру джерела використовується напів'яскравісний радіус.

Моделювання кривих блиску ПЗП (рис. 2, 3) базується на наближених формулах для коефіцієнта підсилення в околі каустик. Найпростішим є наближення лінійної каустики, у якому каустика апроксимується прямою $y = 0$, а повне підсилення точкового джерела на відстані y від каустики – формулою

$$K(y) = K_0 + k\theta(y)y^{-1/2}. \quad (6)$$

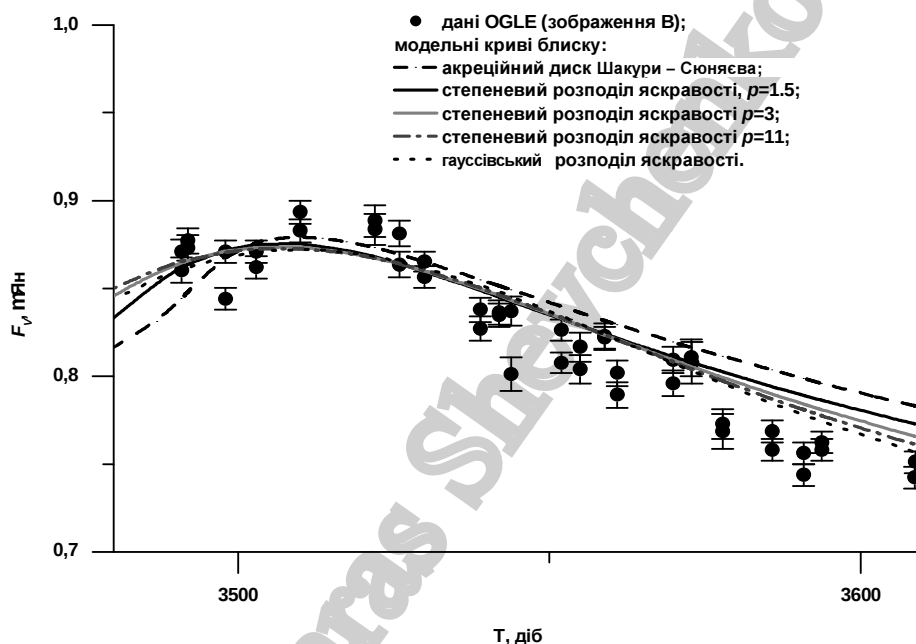


Рис. 2. Крива блиску зображення В квазара у ГЛС 2237+0305 за даними OGLE та модельні криві блиску, що відповідають різним розподілам яскравості по диску джерела випромінювання

Формула (25) урахує два зображення, найближчих до каустики; вона була використана для підгонки кривих блиску в багатьох роботах (напр., [3, 11]). Тут K_0 – підсилення на значній відстані від критичної кривої, цю величину можна вважати сталою під час ПЗП, $\theta(y)$ – функція Хевісайда, параметр k іноді називають силою каустики.

Якщо центр джерела з розподілом яскравості $F(r)$ знаходиться на відстані y_c від лінійної каустики $y = 0$, то з формул (2), (6) маємо таке значення коефіцієнта підсилення джерела:

$$K(y_c) = K_0 + \frac{k}{\sqrt{R}} J\left(\frac{y_c}{R}\right), \quad (7)$$

де

$$J(z) = \frac{\int_0^\infty \frac{dy}{\sqrt{y}} \int_{-\infty}^\infty dx F[\sqrt{x^2 + (y-z)^2}]}{\int_{-\infty}^\infty dy \int_{-\infty}^\infty dx F[\sqrt{x^2 + (y-z)^2}]}. \quad (8)$$

Для всіх наведених вище розподілів яскравості для функції $J(z)$ існують явні вирази через гіпергеометричну функцію [3]. Проте, у чисельних розрахунках зручніше мати справу безпосередньо з інтегральними зображеннями для $J(z)$. Крім того, оскільки в даній задачі аналізується залежність не від відстані до каустики (швидкість руху джерела відносно каустики не відома), а від часу, то зручніше використовувати зображення

$$F_{Vi} = F_{V0} + Aj(z_i), \quad (9)$$

де F_{Vi} – сумарний потік випромінювання у смузі V від усіх зображень джерела при i -му вимірі, F_{V0} – сумарний потік випромінювання у смузі V від усіх зображень джерела, віддаленого від каустики, $z_i = \frac{T_i - T_c}{T}$, де T_i – момент i -го виміру, T_c – момент перетину каустики джерелом, T – час проходження каустики диском джерела, A – коефіцієнт, пов'язаний із силою каустики.

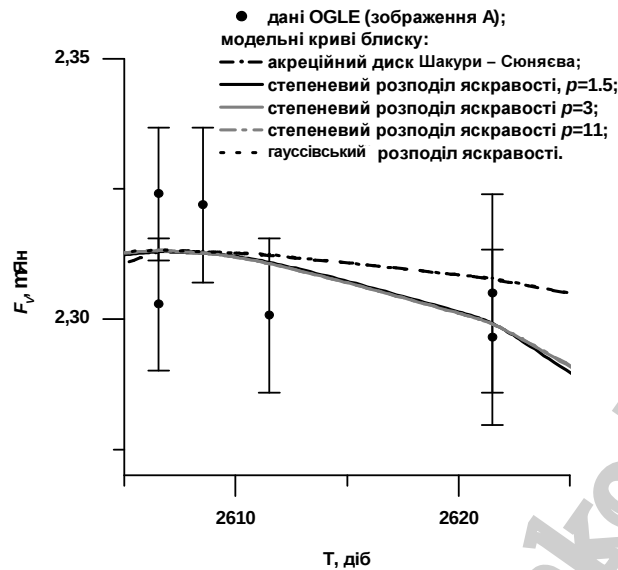


Рис. 3. Те саме, але для зображення А

Інтегральні зображення функції регресії мають вигляд
$$j(z) = \int_0^1 \frac{t^{2p-1} dt}{\left[t^4 + \left((1-t)^2 - zt^2 \right)^2 \right]^p} \quad (10)$$

для степеневого розподілу яскравості з показником степеня p ,
$$j(z) = \int_0^\infty e^{-\left(t^2 - z \right)^2} dt \quad (10a)$$

для гауссівського джерела, та
$$j(z) = \frac{\pi \theta(z)}{z^{3/2}} \left[1 - \theta(1-z) \sqrt{1-z^2} \right] - \frac{[\Gamma(5/4)]^2}{z^2 \sqrt{2\pi}} + K(z), \quad (10b)$$

де $K(z) = \frac{1}{z^{3/2}} \int_0^{\mu(z)} \Phi(z, \varphi) \cos \varphi d\varphi - \frac{2}{3z^2} \int_0^{\mu(z)} (z - 4 \cos \varphi) \sqrt{\cos \varphi - z} d\varphi$, $\mu(z) = \theta(1-z^2) \arccos z + \theta(-1-z)\pi$

$$\Phi(z, \varphi) = 2\theta(z) \arctg \sqrt{\frac{z}{\cos \varphi - z}} + \theta(-z) \ln \left| \frac{\sqrt{\cos \varphi - z} - \sqrt{z}}{\sqrt{\cos \varphi - z} + \sqrt{z}} \right|$$
 для акреційного диска Шакури – Сюняєва.

Коефіцієнти A пов'язані із силою каустики такими співвідношеннями:

$$A = 2k \frac{p-1}{\sqrt{R}} B\left(p - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right), \text{ де } B(a, b) - \text{бета-функція для розподілу (4), } A = \frac{2k}{\sqrt{\pi R}} \text{ для гауссівського розподілу, і}$$

$$A = \frac{3k}{2\pi\sqrt{R}} \text{ для розподілу (5).}$$

3. Оцінки параметрів ПЗП за даними спостережень. Для опрацювання даних за методом найменших квадратів виконувалась мінімізація величини нев'язки, яка визначалась за формулою

$$\chi^2 = \frac{1}{N-4} \sum_{i=1}^N W_i (F_{Vi} - F_{V0} - A j(z_i))^2,$$

де $W_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$ – вага i -го виміру – виражається через його похибку вимірювання σ . Підгоночні параметри: сталі коефі-

цієнти A та F_{V0} , $T = R/V$ – інтервал часу, що відповідає проходженню джерела повз каустику (V – нормальна швидкість джерела відносно каустики), T_c – момент перетину каустики центром джерела. Після визначення величин цих параметрів обчислювалось значення нев'язки $\chi^2_{\min}$ у мінімумі.

Нижче наведено оцінки параметрів ПЗП у ГЛС Q2237+0305 за результатами обробки кривих блиску зображень квазара, отриманих групою OGLE протягом 2001–2005 рр. (див. рис. 2, 3). Ці дані можуть бути знайдені на Інтернет-сторінці OGLE [8].

Для підгонки використовувалося наближення лінійної каустики (6), (7) з різними моделями розподілу яскравості по диску джерела: степеневий (4), включаючи граничний випадок гауссівського розподілу, і моделі акреційного диска (5). У випадку степеневого розподілу (4) залежність $\chi^2_{\min}(p)$ є пологою (рис. 4). Тому параметр p не увійшов до параметрів, які визначалися в процесі підгонки, а розглядався набір моделей з різними p . Усі розглянуті типи розподілу яскравості, як степеневі, так і модель акреційного диска, задовільно апроксимують наявні дані спостережень, що не дозволяє обґрунтувати вибір між цими моделями. Головною метою виконаної підгонки було визначення величини T , яка характеризує розмір джерела; результати підгонки наведено в табл. 1 для моделей гауссівського джерела, акреційного диска і степеневого джерела з показниками $p = 3/2$ та $p = 3$. Випадок $p = 3/2$ має асимптотику, подібну до (5). Знайдені величини T дають змогу оцінити верхню межу

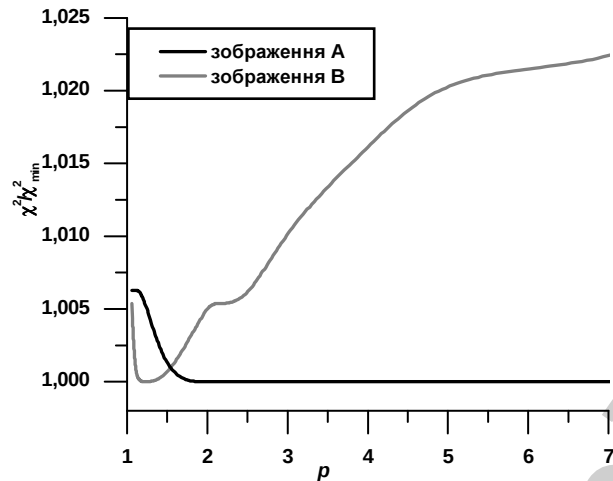


Рис. 4. Залежність нев'язки від показника степеня в степеневому розподілі яскравості для зображень А та В

розміру малої півосі еліптичного джерела: $b \leq R_{1/2} = VT_{1/2}$. Крім параметра T , були визначені й наведені в табл. 1 значення $T_{1/2}$, що відповідають напів'яскравісним радіусам, а для степеневих моделей з показниками $p > 2$ – величини $T_{rms} = T_R/(p-2)^{1/2}$, пов'язані із середньоквадратичним радіусом. Відповідні залежності від показника степеня p показано на рис. 5–6. У табл. 1 наведено також значення величини напів'яскравісного радіуса $R_{1/2}$ у припущенні, що нормальна швидкість руху джерела відносно каустики становить 300 км/с відповідно до оцінок Вайза [6] і коефіцієнта A . Величини F_{V0} , які, згідно з [13], дуже сильно залежать від вибору підгоночного інтервалу і тому не є фізично значимими, у таблиці не наводяться.

Таблиця 1. Результати моделювання кривих блиску зображень квазара у ГЛС 2237+0305

Зображення /модельний розподіл	T , діб	$T_{1/2}$, діб	χ^2	T_c , діб	A , мЯн	$R_{1/2}$, $10^3 \text{ пс} \frac{V}{300 \text{ км/с}}$
В / АД	$25^{+6.8}_{-14}$	120^{+33}_{-68}	1.97	3466^{+17}_{-11}	$0.36^{+0.06}_{-0.07}$	$1.2^{+0.3}_{-0.61}$
В / $p=20$	346^{+58}_{-39}	80^{+13}_{-9}	1.91	3467^{+10}_{-12}	0.66 ± 0.03	$0.72^{+0.12}_{-0.08}$
В / $p=11$	248^{+42}_{-23}	$78^{+13.5}_{-7.4}$	1.91	3468^{+10}_{-13}	0.56 ± 0.03	$0.70^{+0.12}_{-0.07}$
В / $p=9$	221^{+20}_{-46}	$80^{+7}_{-16.6}$	1.91	3468^{+18}_{-12}	0.53 ± 0.03	$0.72^{+0.06}_{-0.15}$
В / $p=7$	190^{+34}_{-20}	80^{+14}_{-8}	1.90	3471^{+8}_{-11}	$0.49^{+0.05}_{-0.02}$	$0.72^{+0.13}_{-0.07}$
В / $p=5$	152^{+30}_{-12}	$79^{+15.7}_{-6.3}$	1.90	3470^{+9}_{-10}	$0.45^{+0.09}_{-0.02}$	$0.71^{+0.14}_{-0.06}$
В / $p=4$	130^{+13}_{-15}	80^{+8}_{-9}	1.89	3471^{+11}_{-14}	$0.42^{+0.02}_{-0.11}$	$0.72^{+0.07}_{-0.08}$
В / $p=3$	103 ± 13	80 ± 10	1.88	3473^{+13}_{-10}	0.38 ± 0.02	0.72 ± 0.09
В / $p=2$	70^{+24}_{-12}	84^{+14}_{-29}	1.87	3477^{+9}_{-11}	$0.33^{+0.03}_{-0.02}$	$0.75^{+0.13}_{-0.26}$
В / $p=1.5$	50^{+21}_{-9}	104^{+44}_{-19}	1.86	3481^{+2}_{-13}	$0.29^{+0.04}_{-0.02}$	$0.93^{+0.39}_{-0.17}$
В / гаус.	80^{+7}_{-9}	80^{+7}_{-9}	1.92	3467^{+33}_{-16}	$0.30^{+0.02}_{-0.04}$	$0.72^{+0.06}_{-0.08}$
А / АД	$11^{+3.8}_{-3.4}$	53^{+18}_{-16}	1.79	2626^{+7}_{-5}	$0.42^{+0.03}_{-0.05}$	$0.48^{+0.16}_{-0.14}$
А / $p=1.5$	46^{+23}_{-22}	96^{+48}_{-46}	1.59	2633^{+10}_{-12}	$0.22^{+0.07}_{-0.11}$	$0.87^{+0.43}_{-0.42}$
А / $p=2$	56 ± 34	67 ± 41	1.59	2632^{+30}_{-15}	$0.29^{+0.07}_{-0.11}$	0.61 ± 0.37
А / $p=3$	72^{+54}_{-36}	56^{+42}_{-28}	1.59	2632^{+36}_{-14}	$0.3^{+0.16}_{-0.07}$	$0.51^{+0.38}_{-0.25}$
А / $p=4$	86^{+64}_{-46}	53^{+39}_{-28}	1.59	2632^{+20}_{-14}	$0.32^{+0.15}_{-0.10}$	$0.48^{+0.36}_{-0.25}$
А / $p=5$	97^{+63}_{-45}	51^{+33}_{-24}	1.59	2632^{+22}_{-16}	$0.31^{+0.12}_{-0.08}$	$0.46^{+0.30}_{-0.22}$
А / $p=7$	118^{+28}_{-68}	50^{+13}_{-29}	1.59	2632^{+23}_{-15}	$0.37^{+0.08}_{-0.07}$	$0.46^{+0.12}_{-0.26}$
А / $p=9$	135 ± 82	49 ± 30	1.59	2632^{+20}_{-16}	$0.40^{+0.06}_{-0.10}$	0.47 ± 0.27
А / $p=11$	150^{+62}_{-100}	48^{+20}_{-32}	1.59	2633^{+21}_{-13}	$0.42^{+0.07}_{-0.08}$	$0.44^{+0.18}_{-0.29}$
А / $p=20$	206^{+54}_{-99}	48^{+13}_{-23}	1.59	2632^{+24}_{-15}	$0.49^{+0.07}_{-0.09}$	$0.44^{+0.12}_{-0.21}$
А / гаус.	52^{+20}_{-28}	52^{+20}_{-28}	1.38	2634^{+17}_{-15}	$0.26^{+0.20}_{-0.19}$	$0.48^{+0.18}_{-0.25}$

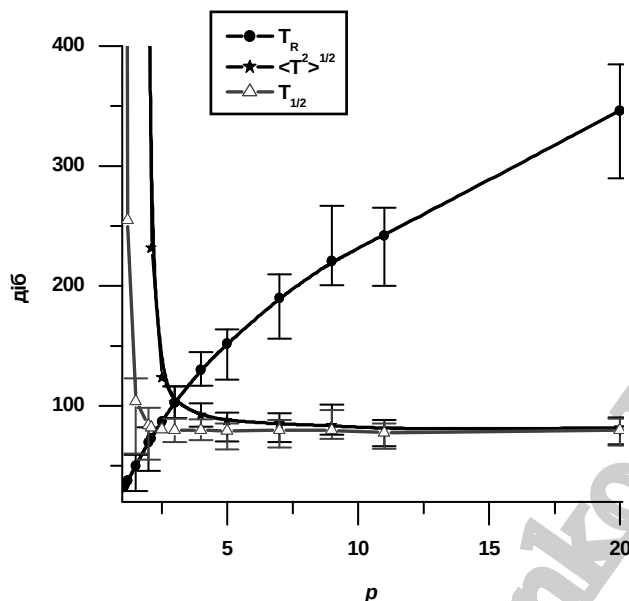


Рис. 5. Час проходження каустики диском джерела T_R , T_{rms} і $T_{1/2}$ залежно від показника степеня p у степеневій моделі розподілу яскравості (зображення В)

Згідно з результатами [14], підгоночний інтервал було обрано – з урахуванням розмірів джерела – не більшим, ніж $0.1R_E$ (радіус кільця Ейнштейна), щоб похибка підгоночних залежностей не перевищувала похибку експериментальних даних. Радіус кільця Ейнштейна одиночної лінзи R_E у ГЛС Q2237+0305 дорівнює $5.7 \cdot 10^{-3} (h_{65})^{-1/2} (M/M_\odot)$ пл, де M – типова маса поля мікролінз. Тому при обробці даних спостережень ПЗП у Q2237+0305 обрано мінімально можливі інтервали часу, що відповідають проходженню диска джерела повз каустику. Для ПЗП на кривій блиску зображення В величина підгоночного інтервалу становить, таким чином, 120 дб і вміщує 42 виміри; для зображення А – 160 дб і 8 вимірів.

Передбачалося також, що джерело проходить повз регулярну точку каустики, радіус кривини якої більше розмірів джерела. Як впливає з наведених нижче результатів аналізу, це припущення, принаймні, не суперечить експериментальним даним.

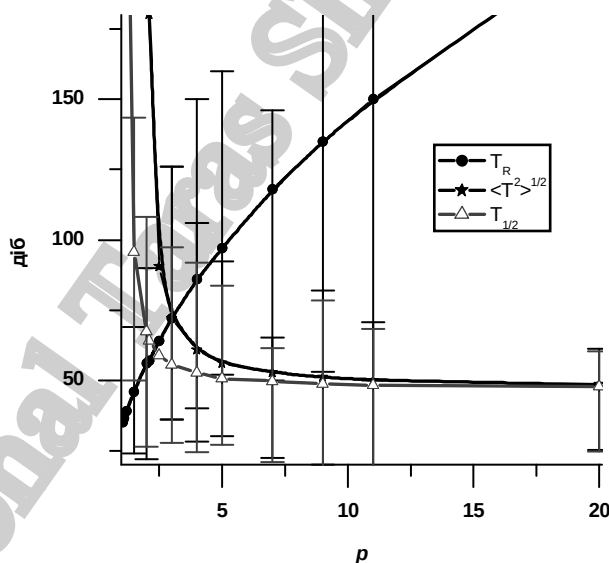


Рис. 6. Те ж саме для зображення А

Як можна побачити навіть з графіків підгоночних залежностей, які практично зливаються на тлі похибок, зробити вибір моделі за цими даними спостережень, так само, як і за попередніми даними OGLE за 1997–2000 рр. та GLITP, не вдається, хоча точність нових даних OGLE за 2001–2005 рр. у середньому в півтора рази вища порівняно з даними 1997–2000 рр. Однак для того, щоб можна було відрізнити ці моделі в подібних ПЗП, необхідно приблизно на порядок підвищити точність фотометричних спостережень. Про це свідчать і числові значення нев'язки в мінімумі χ^2_{min} для різних моделей розподілу яскравості (див. табл. 1). Для ПЗП на кривій блиску зображення А величина χ^2_{min} дуже незначно спадає в бік великих p , залишаючись у межах $\chi^2_{min}=1.59 \pm 1.6$. Обчислена в моделі (5) χ^2_{min} для цього ПЗП також становить 1.6. Залежність нев'язки від показника степеня для ПЗП у зображенні В має дуже слабкий мінімум $\chi^2_{min}(p)$ приблизно при $p = 1.5$ і залишається постійно в межах 1.86 ± 1.92 . Відмінність χ^2_{min} , обчисленої в моделі (5), також не є статистично значимою.

Похибки величин, які визначалися, для довірчої ймовірності 90 % оцінювалися шляхом статистичного моделювання. Для цього генерувалася значна кількість випадкових реалізацій штучних даних, які оброблялись за тією самою методикою в наближенні лінійної каустики. Для кожного моменту виміру приймався гауссівський розподіл величини потоку із середнім значенням на підгоночній кривій і дисперсією, наведеною в результатах спостережень, помноженою на χ^2_{min} . У результаті отримано розподіли й межі похибок кожного з параметрів, які було визначено.

4. Обговорення. Наведені вище результати проведеного аналізу дозволяють, у межах моделі еліптичного джерела, при відомій швидкості джерела відносно каустики, оцінити верхню межу малої півосі розподілу яскравості. Вищевказані оцінки розмірів джерела для зображення А узгоджуються з оцінками Вайза та ін. [15, 16], Шаляпіна та ін. [11] (дані GLITP у V-фільтрі для зображення А: $39.6^{+10.4}_{-9.5}$ діб; дані OGLE для зображення А: $-29.5^{+3.2}_{-3.1}$ діб), а також наших попередніх робіт [2, 6] (дані GLITP у фільтрі V – 29^{+25}_{-10} діб; дані OGLE для зображення – 40^{+17}_{-15} діб та зображення С – 42^{+21}_{-20} діб для гауссівського розподілу яскравості по диску джерела). Проте, оцінки розмірів джерела, отримані з результатів аналізу кривої блиску зображення В, приблизно вдвічі більші. Ця обставина скоріше за все може мати кілька причин:

- еліптичність (або несиметричність) розподілу яскравості по диску джерела випромінювання;
- різні нахили напрямку руху зображення джерела до каустики;
- різниця у швидкостях руху зображення джерела відносно до різних мікрокаустик.

Подальші спостереження процесів мікролінзування в цій системі та накопичення статистичного матеріалу про значну кількість ПЗП дає змогу оцінити еліптичність джерела та розподіл швидкостей руху мікролінз.

Разом з тим, зберігається практично повна невизначеність у виборі розподілу яскравості $P(x, y)$, яка була відмічена у [2, 6]. Він не фіксується даними спостережень навіть у випадку центрально-симетричного розподілу $P(x, y) \equiv P(r)$: мінімальне значення χ^2 суттєво не відрізняється для різних значень параметра $p > 1$ степеневого розподілу (4), включаючи й гауссівський розподіл як граничний випадок, а також для моделі акреційного диска Шакури – Сюняєва (5). Невизначеність вибору $P(r)$ призводить до додаткової невизначеності в оцінках розмірів джерела. У цілому можна підтвердити зроблений у [2, 6] висновок, що для коректного вибору моделі джерела в подібних ПЗП необхідно на порядок підвищити точність фотометричних спостережень.

Автор висловлює подяку д-ру. фіз.-мат. наук Жданову В.І. за корисні поради та увагу до цієї роботи.

1. Богданов М.Б., Черепашук А.М. Восстановление стрип-распределения яркости в аккреционном диске квазара по данным наблюдений гравитационного микролинзирования // Астрон. журн. – 2002. – Т. 79. – С. 693–701. 2. Федорова Е.В., Александров А.Н., Жданов В.И. Модели источника в гравитационно-линзовой системе Q2237+0305 и события с высоким усилением // Висн. Астрон. школи. – 2004. – Т. 5. – № 1-2. – С. 229–235. 3. Шаляпин В.Н. Пересечение каустики в гравитационной линзе Q2237+0305 // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т. 27. – № 3. – С. 180–186. 4. Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б. та ін. Загальна теорія відносності: випробування часом. – К., 2005. 5. Alcalde D., Mediavilla E., Moreau O. et al. QSO 2237+0305 VR light curves from Gravitational Lenses International Time Project optical monitoring // Astrophys. J. – 2002. – Vol. 572, Issue 2. – P. 729–734. 6. Fedorova E.V., Alexandrov A.N., Zhdanov V.I. High amplification microlensing events and source structure in Q2237+030 // Висн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2005. – № 39-40. – С. 52–59. 7. Fluke C., Webster R. Investigating the geometry of quasars with microlensing // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1999. – Vol. 302, Issue 1. – P. 68–74. 8. ftp.astrow.edu.pl/ogle/ogle3/huchra/. 9. Grieger B., Kayser R., Refsdal S. Gravitational Microlensing as a clue to quasar structure // Astron. Astrophys. – 1988. – Vol. 194. – P. 54–64. 10. Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance // Astron. Astrophys. – 1973. – Vol. 24. – P. 337–355. 11. Shalyapin V.N., Goicoechea L., Alcalde D. et al. The nature and size of the optical continuum in QSO 2237+0305 // Astroph. J. – 2002. – Vol. 579, Issue 1. – P. 127–135. 12. Schneider P., Ehlers J., Falco E.E. Gravitational Lenses // N.-Y., 1992. 13. Wozniak P., Alard C., Udalski A. et al. The optical gravitational lensing experiment monitoring of QSO 2237+0305 A Hunt for Caustic Crossings in QSO 2237+0305. // Astroph. J. – 2000. – Vol. 529. – № 1. – P. 88–92. 14. Wytke J.S., Webster R.L., Turner E.L. A measurement of the transverse velocity of Q2237+0305 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1999. – Vol. 309. – № 1. – P. 261–272. 15. Wytke J.S., Webster R.L., Turner E.L., Mortlock D.J. A gravitational microlensing determination of continuum source size in Q2237+0305 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 315. – № 1. – P. 62–68. 16. Wytke J., Webster R., Turner E. A small source in Q2237+0305? // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 318. – № 3. – P. 762–768. 17. Yonehara A. Evidence for a source size of less than 2000 AU in Quasar 2237+0305 // Astrophys. J. – 2001. – Vol. 548. – № 2. – P. L127–L130.

Надійшла до редколегії 28.02.2006

УДК 2364

В. Кручиненко, К. Чурюмов, Л. Чубко

ШТУЧНИЙ ВИБУХОВИЙ КРАТЕР НА ЯДРІ КОМЕТИ 9P/ТЕМПЕЛЯ ТА ДЕЯКІ ПРОБЛЕМИ КРАТЕРОУТВОРЕННЯ

Розглянуто теоретичну модель утворення вибухового кратера на поверхні космічного тіла. Модель було перевірено для Аризонського кратера. За нашими розрахунками, вибух метеорита в мішені відбувається на такій глибині занурення, де він досягає максимального гальмування. Показано, що в результаті зіткнення мідного імпаکتора космічного апарата "Діп Імпект" з ядром комети 9P/Темпеля на поверхні ядра комети міг утворитися штучний вибуховий кратер діаметром від 22 м до 57 м і глибиною від 4.8 м до 5.6 м.

The theoretical model of an explosive crater formation on the surface of the cosmic body has been considered. The model is verified for Arizona crater. Calculations show that explosion of meteorite in a target occurs for such depth of submergence where it reaches of maximal braking. It has been shown that as a result of collision of the Deep Impact copper impactor with the comet 9P/Tempel nucleus an artificial explosive crater by a diameter from 22 to 57 m and by a depth from 4.8 to 5.7 m must be formed on the nucleus surface.

Вступ. 12 січня 2005 р. з американського космодрому у Флориді (мис Канаверал) успішно стартував космічний апарат "Діп Імпект" в напрямку короткоперіодичної комети Темпеля. До ядра він наблизився 3 липня 2005 р. Головною метою місії було відправлення з борта орбітального апарата спеціального модуля – мідного ударника масою 372 кг на шестикілометрове крижане ядро комети, з яким імпактор зі швидкістю 37014 км/год зіштовхнувся 4 липня 2005 р.

Аналіз кривих блиску показав, що ядро комети Темпеля має довгасту неправильну форму [7]. Середній радіус ядра дорівнює 3.25 ± 0.2 км, відношення осей $(a/b) = 3.2 \pm 0.4$ для еліпсоїда з півосями $a = 7.2 \pm 0.9$ км і $b = c = 2.2 \pm 0.3$ км, тобто його форма може бути апроксимована еліпсоїдом з осями $a \times b \times c = 14.4 \times 4.4 \times 4.4$ км. Об'єм ядра $V = 90\text{--}210$ км³ ($V_{\text{ср}} = 146$ км³). Дослідження комети Борреллі за допомогою апарата "Діп Спейс 1" у 2001 р. показали, що густина її ядра становить від 0.29 г/см³ до 0.83 г/см³ (середнє значення – 0.49 г/см³). Проте, дослідження комети Вілда 2 за допомогою КА "Стардаст" дають найбільш імовірну оцінку густини кометного ядра: $\rho = 0.3\text{--}0.4$ г/см³. Звідси маса ядра комети Темпеля становитиме $(0.1\text{--}2.5) \cdot 10^{14}$ кг.

Перед місією передбачалось, що зіткнення приведе до реалізації таких можливих сценаріїв:

1. Утворення вибухового кратера на поверхні ядра комети діаметром від 60 м до 250 м, глибина якого має бути 20–30 м (відповідно до розрахунків, що були проведені різними дослідниками цього процесу).

2. Повний розпад ядра комети Темпеля, аналогічно повному розпаду у 2000 р. ядра комети C/1999 S4 (LINEAR) і утворення на її орбіті метеорного рою. Такий сценарій цілком можливий, якщо спрацює механізм Дробишевського [2], відповідно до якого в кометній кризі, унаслідок її взаємодії з магнітними полями планет (особливо це стосується короткоперіодичних комет сім'ї Юпітера) й міжпланетним магнітним полем, можуть накопичуватись продукти електролізу ("гримуча суміш"). Їх вибух при зіткненні з метеоритом або будь-яким імпактором може призвести до повного руйнування ядра. Проте, наявність ударно-вибухових кратерів на поверхнях ядер короткоперіодичних комет 19P/Борреллі і 81P/Вілда 2, зображення яких було отримано з борту космічних апаратів "Діп Спейс 1" та "Стардаст", які свідчать про багаторазові зіткнення ядер цих комет з космічними тілами, суперечить наявності в їх кризі ядер вибухонебезпечних продуктів електролізу.

3. Наскрізний проліт імпактора крізь крижане ядро комети Темпеля, кнаслідок чого в ядрі може утворитись отвір. Приймаючи до уваги 6-км товщину цього ядра, таке явище малоімовірне.

Теоретична модель утворення вибухового кратера. При падінні метеоритів на поверхні космічних тіл утворюються ударні або вибухові кратери. При непружних зіткненнях тіл умова їх руйнування визначається граничним значенням гідродинамічного тиску на ударному фронті, який рухається зі швидкістю V_1 у середовищі з густиною ρ . Ця величина не має бути меншою за міцність речовини на руйнування, тобто $\rho V_1^2/2 \geq \sigma_p$. Якщо прийняти, наприклад, міцність на руйнування σ_p , яка дорівнює міцності на стиск для Сіхоте-Алінського метеорита, тобто $\sigma_p = \sigma_{сж} = 4.1 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ [3] при $\rho = 7.8 \text{ г/см}^3$, то необхідна швидкість V_1 зіткнення для руйнування кристалічної ґратки речовини має бути не меншою за 0.32 км/с. При зіткненнях у космосі ця умова, як правило, завжди виконується.

Фізична природа міцності твердих тіл обумовлена силами взаємодії між атомами, з яких складається тіло. Сила взаємодії між двома сусідніми атомами може досягати максимального значення F_m при деякій критичній відстані r_c . Якщо, наприклад, при розтяганні циліндричного стрижня з відомим поперечним перерізом сила, що спрямована вздовж його осі, така, що для даних двох атомів вона більша за F_m , то атоми безперешкодно віддаляться один від одного. Щоб тіло було зруйноване вздовж деякої поверхні, необхідно виконання цієї умови для всіх пар атомів, розташованих по обидва боки цієї поверхні.

Напруженість, що відповідає силі F_m , називають теоретичною міцністю на розрив σ_p . Вона становить $\approx 0.1 E$, де E – модуль Юнга, але на практиці – у 100-1000 разів менша. Така розбіжність пояснюється неоднорідною структурою матеріалу. Тому для метеорита Сіхоте-Алінь приймаємо $\sigma_p = 4.1 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ [3], тоді як для сталі $E \approx 10^{11} \text{ Н/м}^2$, а гранична пружність $\sigma_{\text{макс}} \approx (2-4) \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$. Руйнування тіла пов'язане із зародженням і збільшенням тріщин і пор і йому, як правило, передують пластична деформація, енергія якої має пряме відношення до утворення тріщин як центрів руйнування. Якщо пластична деформація велика не лише біля поверхні руйнування, але й у всьому об'ємі тіла, то руйнування буде в'язким. Воно частіше трапляється з аморфними тілами й відбувається шляхом зсуву (зрізу). При цьому відбувається злиття мікропорожнин і подальше ковзання. Руйнування без помітних слідів пластичної деформації називають крихким (ламким), і відбувається воно шляхом відриву. Переважно крихке руйнування мають кристалічні тіла, тому що при їх руйнуванні відбувається відколювання по кристалографічним площинам спайності. За низької температури руйнування, в основному, крихке, за високої – в'язке. Оскільки найменшим граничним значенням міцності більшості матеріалів є міцність на зсув σ_s , що приблизно у три-чотири рази менше за граничну міцність на розтяг σ_p і граничну міцність на стиск $\sigma_{сж}$, то умову руйнування тіла можна записати у вигляді

$$\rho V_1^2 \geq 4\sigma_s \approx \sigma_p.$$

Без сумніву, тип зіткнення (пружне чи непружне) залежить не лише від швидкості зіткнення, але й від реологічних характеристик тіл. На підставі різноманітних дослідів, у тому числі й дослідів зі сталюю кулькою при ударі нею по свинцевій пластині, можна навести наближену схему результатів зіткнень монолітних і міцних тіл.

При швидкостях удару, менших за V_1 , відбувається пружне зіткнення – у мішені й снаряді не виникають залишкової деформації.

При $V_1 < V \leq 0.5 \text{ км/с}$ глибина проникнення снаряда в мішень збільшується пропорційно швидкості. Міцний снаряд не деформується. При швидкостях удару до 1 км/с при зіткненнях кам'яних або металевих тіл утворюються лише ум'ятини розміром зі снаряд.

При $0.5 < V \leq 2.5 \text{ км/с}$ снаряд деформується або руйнується. Глибина його проникнення спочатку різко зменшується, а потім повільно збільшується, і на верхній межі швидкості досягає приблизно тієї ж величини, що й при $V \approx 0.5 \text{ км/с}$.

При $2.5 < V \leq 4 \text{ км/с}$ снаряд та прилягаючі до нього ділянки мішені починають текти подібно до рідини. Неминучість рідкого стану впливає також з мікроскопічного аналізу. При швидкостях (10–70 км/с) кінетична енергія на один атом заліза становить 30–1400 еВ, тоді як енергія кристалічної ґратки дорівнює 4.2 еВ. Глибина проникнення снаряда повільно збільшується, а сам снаряд сплющується й розширюється, а в утвореній ним порожнині він мов би "вивертається навиворіт" унаслідок максимального тиску в центральній частині лобової поверхні. Ударна хвиля, що розповсюджується в снаряді та мішені, має швидкість, набагато більшу за швидкість звуку, її можна порівняти зі швидкістю удару. Більшість ударних кратерів на Землі утворюється у вищезгаданих режимах, хоча їх параметри дуже залежать від матеріалу ударника й особливо від матеріалу мішені.

При подальшому збільшенні швидкості удару все меншу роль відіграватиме природа ударника й мішені, тому що процес буде мати вибуховий характер. Для утворення вибухового кратера, як правило, приймається [1, 5, 16], що питома кінетична енергія падаючого тіла має бути більшою, ніж питома теплота випаровування Q_v метеорита та оточуючих порід, тобто $V^2 > 2 \cdot Q_v$, або ніж питома енергія Q вибухової речовини тринітролоуолу (ТНТ). Для більшості порід $Q_v \approx 10^7 \text{ Дж/кг}$ (для ТНТ $Q = 4.2 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$), тому вибухові кратери починають утворюватися при швидкостях удару $V \geq 3.0\text{--}4.5 \text{ км/с}$. Якщо швидкість падіння менша за цю величину, то утворений кратер буде ударним, невеликого розміру, й основна маса ударника (монолітного або зруйнованого) розташується в поверхневому шарі. Серед відомих великих метеоритів до цієї категорії належить залізний метеорит Гоба (вагою 60 т), який при падінні утворив кратер, глибина якого в 1.5 рази менша за його діаметр. Якщо метеорит при падінні має швидкість більшу за 3–4.5 км/с, то його кінетичної енергії буде достатньо для зруйнування структури твердого тіла й перетворення значної кількості речовини ударника та оточуючих його порід на сильно стиснутий високотемпературний газ. Об'єм речови-

ни, яка перетворюється на газ, у десятки й сотні разів перевищує розмір метеорита. За цих умов і відбувається вибух, який утворює вибуховий кратер. До таких кратерів належить Аризонський, утворений падінням залізного тіла. Згідно з роботою Епіка [16], основою теорії кратероутворення є передача ударником мішені кількості руху (імпульсу), а не енергії. Теорія [16] є на сьогодні, на наш погляд, найбільш точною, тому що узгоджується з експериментальними даними (для швидкостей від 2 км/с до 9 км/с) і зі статистикою місячних кратерів (для швидкостей до 40 км/с) [14]. Як зауважує Епік, енергія є джерелом дії, а сама дія не пропорційна енергії. Суть полягає в тім, що вибух не відбувається в момент зіткнення тіл. Ударник деякий час продовжує рухатися всередину мішені (при цьому частина енергії виходить назовні), і для розрахунку такого руху необхідно користуватися законом збереження імпульсу, а не енергії. Саме так ми використовуємо закон збереження імпульсу при розрахунку руху метеороїда в атмосфері Землі, тобто рівняння гальмування, а закон збереження енергії – при розрахунку втрати маси (рівняння абляції).

Відповідно до ідей, викладених у [12, 15], у розглянутій моделі утворення вибухового кратера основою для аналізу й обчислень на інтервалі від падіння тіла до його вибуху є гідродинамічний тиск, який і визначає зміну імпульсу за одиницю часу на одиничну площадку, передається у всіх напрямках і визначає величину гальмування. Гідродинамічний тиск ударного фронту визначається величиною $C\rho v^2$, де ρ – густина мішені. Коефіцієнт C залежить від форми тіла, пружності середовища, числа Маха і для суцільного середовища дорівнює приблизно одиниці, а в середньому близький до 0.5. Підтвердження того, що $C \approx 0.5$ випливає з розрахунків [8]: при зміні швидкості удару залізного ударника по залізній мішені від 10 км/с до 60 км/с гідродинамічний тиск знаходиться в межах від $7.7 \cdot 10^{11}$ Н/м² до $1.1 \cdot 10^{13}$ Н/м². Звідси $C \in (1.0-0.38)$.

Дані про стисливість заліза при гідродинамічних тисках P в інтервалі від $7.7 \cdot 10^{11}$ Н/м² до $1.1 \cdot 10^{13}$ Н/м² і кремнію при тисках від $2.1 \cdot 10^{11}$ Н/м² до $2.9 \cdot 10^{12}$ Н/м² наведені у [8]. Вони показують, що зміна густини тіла ударника як функції тиску ($\delta \sim P^{1/4}$) і в заліза, і в кремнію невелика, тому що обернені значення величини показника адіабати $1/\gamma = 0.28$ і 0.30 , відповідно. Для газів ця величина більша: для одноатомних вона дорівнює 0.60, для двоатомних – 0.71. Це означає, що при зміні швидкості від 10 км/с до 60 км/с густина заліза може змінитися приблизно у 2.7 рази. Однак у реальних випадках густина зміниться не більше, ніж у 1.2–1.4 рази, тому що швидкість ударника від падіння до вибуху зменшиться приблизно у 1.5–1.8 рази. Тому густину і ударника, і мішені при таких високих тисках можна прийняти сталою.

Швидкість V_a поширення збурень, викликаних ударом (швидкість ударної хвилі), можна визначити, використовуючи дані про стисливість речовини [8]. Для інтервалів ударних швидкостей 10–20 км/с; 20–40 км/с і 40–60 км/с одержимо відповідно швидкості ударної хвилі: $V_a = 19$ (14); 25 (22) і 36 (33). Величини V_a (км/с) наведено для заліза, у дужках – для кремнію. Бачимо, що швидкості передавання збурень близькі до швидкостей удару. У той же час звукова швидкість у твердому тілі, яке не зазнає високого тиску, дорівнює приблизно 5 км/с.

У момент контакту потужна ударна хвиля поширюється як в ударнику, так і в мішені. Швидкість її поширення – порядку швидкості удару (ми розглядаємо швидкості $V = 10$ –60 км/с). Ударна хвиля завдає істотних руйнувань мішені (механічне розламування на фрагменти) у тій області, де буде сформовано кратер. Однак в ударнику ніяких руйнувань ударною хвилею не відбудеться. Поки ударна хвиля пройде крізь нього (час проходження встановить $h/V \approx 10^3$ см/ $3 \cdot 10^6$ см/с $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ с), стиск і деформація ударника, викликані дією потужних масових сил інерції, завадять будь-якому механічному руйнуванню. Величина масових сил інерції визначається гальмуванням тіла в середовищі мішені або наведеними вище значеннями гідродинамічного тиску. За цих умов одразу після першого контакту ударника з мішенню почнеться інтенсивне плавлення і ударника, і мішені. Тому необхідно розглядати рух рідкого тіла в рідке. При ударі залізного тіла ($\delta = 7.8$ г/см³) по каменю ($\rho = 2.6$ г/см³) тверде залізне тіло почне перетворюватися на рідке вже при швидкості падіння 1.6 км/с, тому що при цьому гідродинамічний тиск досягає межі пластичності. Квантово-механічні оцінки фізичних параметрів речовини при метеоритному ударі також указують [8] на його переважно рідкий стан. При цьому ударна температура завжди залишається вищою за температуру плавлення й нижчою за температуру виродження. Тому вплив ударної температури на рівняння стану утвореного газу не є суттєвим.

При зіткненні залізного тіла з кам'яною мішенню схему утворення вибухового кратера можна подати так (рис. 1). Проникаюче в мішень тіло утворить циліндричну область високотемпературного газу, тиск якого у визначений момент і призведе до вибуху. Ще до вибуху радіальний імпульс цієї центральної субстанції утворить навколо неї циліндричну область нагрітої рідини. За цією зоною розташована циліндрична область роздробленої радіальним імпульсом твердої речовини (галька, валуни), далі – найбільші фрагменти – валуни. За ними – поверхня незруйнованої речовини – чаша кратера. Аналогічна структура кратера утвориться й у напрямку удару. Чаша кратера утвориться на деякій критичній відстані від центра удару – там, де пружні сили речовини мішені будуть уже здатні поглинати енергію удару й переносити її зі швидкістю звуку у вигляді поширення вібрацій. Якщо u – величина швидкості ударного імпульсу одиниці маси на цій критичній відстані, то міцність незруйнованої речовини дорівнює гідродинамічному тиску, тобто $\sigma = \rho u^2$. Звідси для земних каменів ($\sigma = 9 \cdot 10^7$ Н/м²) $u = 0.19$ км/с; для заліза або нікелю ($\sigma = 2 \cdot 10^9$ Н/м²) $u = 0.51$ км/с.

Приймаємо, що ударник має циліндричну форму. Початковий радіус циліндра (і фронтальної поверхні) дорівнює R_0 , висота його – $2R_0$. З вищенаведеного вважаємо, що утворені і рідина ударника, і рідина мішені – нестисливі, тобто справедлива рівність

$$R^2 H = 2R_0^3, \quad (1)$$

де R і H – значення радіуса й висоти циліндра в наступні моменти часу. У (1) ми знехтували зміною маси ударника, що, безсумнівно, справедливо на першому етапі.

Нехай V – швидкість центра маси ударника, V_1 – швидкість руху фронтальної поверхні. Приймаючи, що величина швидкості різних частин ударника лінійно зростає від фронтальної поверхні до тильної, швидкість останньої, очевидно, буде дорівнювати $2V - V_1$. Тоді швидкість зміни (зменшення) висоти циліндра буде $dH/dt = -2(V - V_1)$. Нехай $V_2 = dR/dt$ – швидкість збільшення радіуса циліндричного тіла. Зміну кількості руху за одиницю часу на одиницю поперечного перерізу ударника запишемо у вигляді

$$P_1 = \frac{\rho V_1^2}{2} + \sigma_p, \quad (2)$$

де σ_p – міцність мішені – малий (порівняно з першим) додатковий член, що може відігравати роль тільки при швидкостях, менших за 1 км/с. Тиск на бічну поверхню циліндра

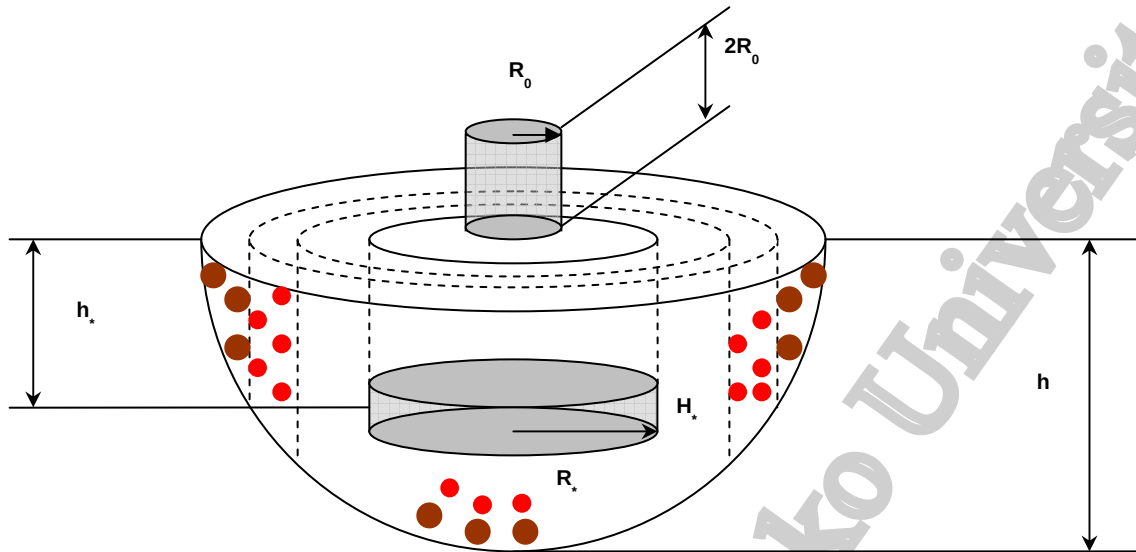


Рис. 1. Схема утворення вибухового кратера. R_0 – радіус циліндра, R – радіус циліндричного тіла на глибині вибуху, h – глибина кратера від початкової (довибухової) незруйнованої поверхні, h_0 – глибина максимального гальмування, H_0 – висота циліндра в наступний момент часу

$$P_2 = \frac{\rho V_2^2}{2} + \sigma_p. \quad (3)$$

Приймаючи, що тиск на фронтальну поверхню ударника дорівнює сумі внутрішнього й зовнішнього тисків (за абсолютною величиною) на бічну поверхню мішені, запишемо співвідношення

$$P_1 - P_2 = \frac{\delta V_2^2}{2}. \quad (4)$$

З формул (2)–(4) знаходимо залежність швидкості V_2 від швидкості V_1 :

$$V_2 = V_1 \left(\frac{\rho}{\rho + \delta} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Залежність (5) свідчить, що швидкість збільшення радіуса циліндра – величина того ж порядку, що і швидкість ударної поверхні. Бічний тиск змінює форму ударника – сплющує його – і з часом може зруйнувати до окремих фрагментів. Тому початкова форма ударника не має принципового значення. У результаті сплюснення ударника збільшується опір, що веде до зменшення глибини його проникнення. Глибина проникнення може досягти приблизно 4-х діаметрів ударника замість 10–20, які могли б уникнути сплюснення. Її можна одержати з екстраполяції даних балістики.

Зі співвідношення (1) випливає:

$$\frac{dH}{dt} = -2 \frac{H}{R} \frac{dR}{dt}, \text{ або } V - V_1 = V_1 \frac{H}{R} \left(\frac{\rho}{\rho + \delta} \right)^{1/2}.$$

Звідси отримуємо формулу, яка пов'язує швидкість фронтальної поверхні зі швидкістю центра мас і характерними розмірами ударника:

$$V_1 = \frac{V}{1 + \frac{H}{R} \left(\frac{\rho}{\rho + \delta} \right)^{1/2}} = \frac{V}{1 + 2 \left(\frac{\rho}{\rho + \delta} \right)^{1/2} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3}. \quad (6)$$

Рівняння гальмування ударника в середовищі мішені можна зобразити в такому вигляді:

$$m \frac{dV}{dt} = -\pi R^2 P_1. \quad (7)$$

На підставі формул (1), (2) і (6) та рівності $m = 2\pi R_0^3 \delta$ рівняння (7) перепишемо:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{R^2}{2R_0^3 \delta} \left\langle \frac{\rho V^2}{2\delta \left\{ 1 + 2 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \left(\frac{\rho}{\rho + \delta} \right)^{1/2} \right\}^2} + \sigma_d \right\rangle. \quad (8)$$

У правій частині рівняння (8) є дві функції від часу: $R(t)$ і $V(t)$. Їхній зв'язок впливає з формул (5) і (6):

$$V(t) = \left[\left(\frac{\rho + \delta}{\rho} \right)^{1/2} + 2 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \right] \frac{dR}{dt}. \quad (9)$$

При виведенні рівняння (8) не враховувалася будь-яка фізична умова, що визначає момент вибуху, тому його чисельний розв'язок можна продовжувати до того моменту, коли $V_1 = 0$.

Розробляючи свою теорію, Епін не користувався якоюсь фізичною ідеєю для визначення моменту (чи глибини всередині мішені) вибуху. Для узгодження своєї теорії з різними експериментами (у тому числі – з відомими ядерними вибухами) він використовував апроксимації та наближення. З аналізу різних даних він отримав, що вибух метеорита відбувається на глибині $h_* = 0.488h$, де h – глибина кратера від довибухової незруйнованої поверхні.

Ми вважаємо, що вибух тіла відбувається в момент досягнення ним максимального гальмування в даному середовищі, тобто глибина вибуху метеорита впливає з тієї ж умови, якою ми користувалися при дослідженні теплових вибухів великих метеороїдів в атмосфері Землі [9, 10]. Виходячи з цього, на основі рівняння (8) прирівняємо другу похідну швидкості центра маси ударника за часом до нуля. Введемо позначення: $K_1 = -0.25(\rho/\delta)$, $K_2 = 2[(\rho/\delta)(\rho + \delta)]^{1/2}$, а також знехтуємо малим членом σ_p і отримаємо залежність (умову) для глибини максимального гальмування, де, з нашого погляду, має відбутися вибух:

$$V_* \left(\frac{dR}{dt} \right)_* \left(\frac{4K_2 + R_*^3}{K_2 + R_*^3} \right) + R_* \left(\frac{dV}{dt} \right)_* = 0.$$

Замість похідних від радіуса та швидкості за часом використаємо вищенаведені формули. Отримаємо алгебраїчне рівняння для радіуса R_* циліндричного тіла на глибині вибуху:

$$2K_1 R_*^6 + K_2 R_*^3 + 4K_2^2 = 0. \quad (10)$$

Рівняння (10) досить просте і має один дійсний додатний корінь.

Отриманий розв'язок використаємо для найбільш дослідженого Аризонського кратера. Згідно з оцінками [12], маса залізного метеорита ($\delta = 7.85 \text{ г/см}^3$), який утворив кратер Canyon Diablo ($\rho = 2.62 \text{ г/см}^3$) глибиною $h = 170 \text{ м}$ і діаметром $D = 1200 \text{ м}$, становить $2.0 \cdot 10^6 \text{ т}$ при швидкості падіння 16 км/с ($\sigma_p = 2 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$). Для цього випадку $K_1 = -0.0834$, $K_2 = 1.00$. З рівняння (10) значення $R_* = 2.06$, $R_0 = 70.9 \text{ м}$, тому що початковий радіус метеорита $R_0 = 34.4 \text{ м}$. З наведених вище рівнянь глибина вибуху $h_* = 2.36$, $R_0 = 81 \text{ м}$. Згідно з даними Епіка, ця величина $h_* = 0.488$, $h = 83 \text{ м}$. Таким чином, ми отримали чудовий збіг глибини h_* вибуху метеорита з глибиною h_* його максимального гальмування. Це ще одне підтвердження правильності нашого припущення, що вибух відбувається на глибині максимального гальмування метеорита. Виразуємо інші дані для глибини максимального гальмування: $V_* = 9.56 \text{ км/с}$; $(dV/dt)_* = -7.6 \cdot 10^2 \text{ км/с}^2$; час, який пройшов від першого контакту метеорита з поверхнею до вибуху, $(\Delta t)_* = 8.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$; збільшення радіуса метеорита за цей період часу $(\Delta R)_* = 1.06 R_0 = 36.5 \text{ м}$.

Ще одним підтвердженням того, що у визначений момент і на визначеній глибині відбувся вибух Аризонського метеорита, може служити підрахунок енергетичного балансу

$$\Delta E_* = E_0 - E_* - E_r - E_{rad},$$

де $E_0 = mV_0^2/2 = 2.56 \cdot 10^{17} \text{ Дж}$ – початкова (при падінні на поверхню Землі) кінетична енергія метеорита; $E_* = mV_*^2/2 = 9.14 \cdot 10^{16} \text{ Дж}$ – кінетична енергія метеорита на глибині максимального гальмування; E_r – кінетична енергія, витрачена на руйнування речовини в метеоритному кратері через передачу радіального імпульсу. Очевидно, що $E_r = m'u^2/2$, де m' – сумарна маса зруйнованої речовини в кратері, u – середня швидкість передачі радіального імпульсу. Величина $m' = V_{cr} \rho \cong 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^3 \cdot 2.62 \text{ г/см}^3 = 1.1 \cdot 10^{14} \text{ г}$ (V_{cr} – об'єм кратера). Середню величину швидкості u можна визначити з формули для радіального імпульсу $I_r = kV_0 m = m'u$, де k – безрозмірний коефіцієнт передачі радіального імпульсу (у даному випадку $k = 3.26$). Отримуємо: $u = 9.5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$; $E_r = 5.0 \cdot 10^{16} \text{ Дж}$. Залишилось оцінити кінетичну енергію теплового випромінювання залізного метеорита в навколишній простір до моменту вибуху через "центральної трубу" – центральну циліндричну область, яка знаходиться над розігрітим метеоритом. Її можна зобразити в такому вигляді: $E_{rad} = S_m \sigma_s (T_m)^4 (\Delta t)_*$, де $S_m = 0.5 \pi (R_0^2 + R_*^2) = 9.75 \cdot 10^7 \text{ см}^2$ – середнє значення поперечного перерізу метеорита, σ_s – стала Стефана – Больцмана, $T_m \cong 2 \cdot 10^3 \text{ °К}$ – середнє значення температури метеорита. Тому $E_{rad} = 3.8 \cdot 10^7 \text{ Дж}$, тобто витрати на теплове випромінювання дуже малі порівняно з енергією, що передається через радіальний імпульс.

Можна також оцінити енергію теплового випромінювання метеорита за формулою з роботи [13]:

$$E_{rad,e} = S_m \sigma_s \varepsilon T^4 (\Delta t)_*,$$

де $\varepsilon = 0.193 \left(\frac{T}{1500} \right)^{0.65}$ – усереднена по кривій Планка випромінююча здатність гладкої поверхні нагрітого (1500...3000

°К) залізного тіла. Звідси $E_{rad,e} = 1.8 \cdot 10^7 \text{ Дж}$. Обидва незалежні й наближені методи дали практично той самий результат, на підставі якого можна зробити висновок: витратами на теплове випромінювання можна знехтувати.

З рівняння балансу енергії отримуємо величину кінетичної енергії, витраченої на нагрівання речовини в центральній циліндричній області:

$$\Delta E_* = E_0 - E_* - E_r = 1.15 \cdot 10^{17} \text{ Дж}.$$

Маса m_* сублімованої та нагрітої до високої температури речовини в центральній області, висота якої h_* , а діаметр $2R_*$, дорівнює $3.35 \cdot 10^{12} \text{ г}$, тобто затрати енергії на нагрівання одиниці маси (одного грама) $\Delta E_*/m_* = 3.4 \cdot 10^4 \text{ Дж/г}$. Відомо, що енергії $\approx 10^4 \text{ Дж/г}$ достатньо, щоб відбулося повне випаровування речовини, тому вона вважається критичною при визначенні вибуху. При цьому величина газового тиску $P = nk_b T$, де $n \cong 2.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ – число молекул (атомів) в одиниці об'єму, k_b – стала Больцмана, яка може досягти понад 10^4 атм , а температура – кількох десятків тисяч градусів. Ураховуючи швидко зміню параметрів в околі висоти максимального гальмування, можна прийняти, що інтервал глибин, де може відбутися вибух, досить малий.

Аналіз чисельного розв'язку рівняння (8) для інших випадків свідчить про те, що максимальне гальмування досягається на глибині, яка дорівнює $(0.4-0.5) h$, тобто результат близький до висновку Епіка.

У результаті детального теоретичного та емпіричного аналізу даних з кратероутворення в роботі [16] виведено розрахункові співвідношення для розмірів вибухового кратера. Формулу для глибини кратера від незруйнованої поверхні до вибуху залежно від діаметра d ударника можна записати у вигляді

$$\frac{h}{d} = 1.785 \cdot \left(\frac{\delta}{\rho} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{V^2}{\sigma_p} \right)^{1/30} \cdot \cos Z, \quad (11)$$

де Z – кутова зенітна відстань траєкторії ударника. Залежність для визначення діаметра D кратера подамо у вигляді

$$\frac{D}{d^{3/2}} = 1.20 \cdot \left(\frac{kV\delta}{h} \right)^{1/2} \cdot (\rho\sigma_p)^{-1/4}. \quad (12)$$

Безрозмірний коефіцієнт k передачі радіального імпульсу визначається рівнянням

$$k = C_1 V^2 (1 - 0.04 k^2)^{1/2} + 2. \quad (13)$$

Мінімальне значення для k прийнято рівним 2.0. Максимальне – дорівнює 5.0 і отримується на основі розрахунків максимального проникнення снаряда в мішень та його сплюснення. Звідси визначено відношення зруйнованої маси в "центральної трубі" m_1 до маси метеорита m : середнє значення дорівнює 25. З іншого боку, відношення кінетичних енергій радіального удару й метеорита є таким:

$$\frac{E_r}{E_m} = \frac{k^2 m}{m_1}.$$

Ураховуючи, що це відношення не може бути більшим за одиницю, отримуємо: $k_{\max} \leq 5.0$. Тому $2 \leq k \leq 5$. Стала $C_1 = 6.5 \cdot 10^{-13} \text{ с}^2/\text{см}^2$ при ударі заліза по каменю, $4.2 \cdot 10^{-13} \text{ с}^2/\text{см}^2$ – каменя по каменю або заліза по залізу, $3.5 \cdot 10^{-13} \text{ с}^2/\text{см}^2$ – при ударі каменя по залізу.

Висновки. На підставі проведених розрахунків нами було визначено можливі розміри кратера на ядрі комети Темпеля, який мав утворити штучний ударник. Швидкість зіткнення має становити 10.3 км/с. Прийнято густину речовини снаряда 7.0–8.9 г/см³, кометного ядра – 0.5–1.0 г/см³, міцність речовини кометного ядра – 10–100 кН/м². Еквівалентний діаметр сферичного ударника становитиме 43.0–46.6 см, а безрозмірний фактор передачі імпульсу – 2.45. Із залежності (11) отримали, що глибина утвореного кратера становить 4.8–5.6 м, а розмір діаметра кратера, розрахований за формулою (12), дорівнює 22–57 м. Об'єм зруйнованої речовини (кратера) – 810–7080 м³. Відповідна маса зруйнованого льоду в тисячі разів перевищує масу ударника. Середня питома енергія, витрачена ударником на одиницю зруйнованої маси, дорівнюватиме 3.6–20 кДж/кг. Цієї енергії недостатньо, щоб розплавити й сублімувати весь лід (для сублімації льоду необхідна енергія 2МДж/кг). Вибух відбудеться в центральній циліндричній області і відповідальна за нього сублімована та нагріта до температури приблизно 3000 °К маса становитиме менше 1 % від загальної еродованої маси – інша маса буде викинута у вигляді крижинок. Висновок, який можна зробити з наших розрахунків: розміри кратера будуть значно меншими, ніж ті, що розраховані в інших наукових виданнях.

На жаль, результати проведеного космічного експерименту не дали очікуваних результатів щодо діаметра й глибини утвореного вибухового кратера. Як показав космічний експеримент, під час зіткнення відбувся тепловий вибух на поверхні ядра комети Темпеля та утворився вибуховий кратер, який було заекрановано хмарою дрібного пилу, викинутого з поверхневого шару ядра. З нашого погляду, екранування з'явилося внаслідок випаровування в полі сонячної радіації великої кількості викинутих під час вибуху дрібних та "брудних" льодяних частинок. З наших розрахунків випливає, що загальна маса викинутих льодяних частинок становить від 800 т до 7000 т. Утворений екран не дав можливості прямими спостереженнями визначити реальні розміри кометного штучного кратера й підтвердити справедливості тієї чи іншої теоретичної моделі. Якщо про діаметр кратера повідомили, що він великого розміру й може становити не менше сотні метрів, то про глибину кратера зовсім нічого не відомо. Тому наш прогноз порівнювати немає з чим.

Якби в результаті місії космічного апарата "Діп Імпект" були отримані точні дані величин D та h , то на основі рівнянь (11) і (12) можна було б уточнити прийняту нами величину міцності σ_p речовини ядра комети на руйнування, а потім, незалежно, отримати значення безрозмірного фактора передачі імпульсу. Оскільки ми маємо лише грубі оцінки діаметра кратера, то на основі залежностей (11) і (12) запишемо співвідношення для міцності речовини кометного ядра залежно від діаметрів ударника та кратера:

$$\sigma_p = 0.631 \left(\frac{d}{D} \right)^{4.286} \frac{\kappa^{2.143} \delta^{1.072} V^2}{(\cos Z)^{2.143}}. \quad (14)$$

Відмітимо, що в залежності (14) відсутня густина речовини кометного ядра. Підставивши в (14) значення відомих параметрів, отримаємо залежність міцності поверхневих шарів кометного ядра комети Темпеля від діаметра утвореного кратера:

$$\sigma_p = 5.17 \cdot 10^{20} D^{-4.286}. \quad (15)$$

Розмір діаметра кратера подано у см, міцність – у дин/см². Згідно із залежністю (15), при значенні діаметра кратера $D = 25-80$ м величина σ_p змінюється відповідно в межах 100–1 кН/м². Звідси робимо висновок: максимальна величина утвореного вибухового кратера на ядрі комети Темпеля не може бути більшою за 80 м, тому що такий розмір відповідає мінімально можливому, з нашого погляду, значенню міцності речовини кометного ядра: 1 кН/м². Остання величина отримана Епіком [13] за результатами спостережень метеорів для міцності так званих пилових куль – рихлих і крихких метеороїдів, імовірно кометного походження, які руйнуються в атмосфері Землі на висотах, де аеродинамічний тиск дорівнює 1 кН/м².

У той же час, у недавно опублікованій роботі [6] з аналізу викиду дуже дрібних (мікронних) частинок, що складають поверхню комети, як стверджують автори, глибиною десятки метрів, міцність такої речовини визначена надзвичайно малою – менше $65 \text{ Па} = 65 \text{ Н/м}^2$. Якщо прийняти таку міцність, то з формули (15) випливає, що діаметр кратера може бути порядку 150 м.

1. Бронштэн В.А. Об ударных и взрывных метеоритных кратерах на Земле и Луне // Астрон. вестн. – 1977. – Т. 11. – № 2. – С. 78–84. 2. Дро-бышевский Э. М. История Титана, колец и магнитного поля Сатурна и природа короткопериодических комет. – Л., 1980. – (Препринт / АН СССР; Физико-технический ин-т им. А.Ф.Иоффе, № 674). 3. Кринов Е.Л. Метеоритный дождь. – М., 1981. 4. Кручиненко В.Г., Чурюмов К.И., Добрянский Ю.П., Вальтер А.А. Определение возможного размера кратера на ядре кометы 9P/Темпеля 1 // Кинематика и физика небес. тел. – 2005. – Т. 21. – № 1. – С. 49 – 52. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. – М., 1971. A'Hern M.F., Belton M.J.S., Delamere W.A. et al. Deep Impact: Excavating Comet Tempel 1 // Science. – 14 okt. 2005. – Vol. 310. – P. 258–264. 7. Fernandez Y.R., Meech K.J., Lisse C.M. et al. The nucleus of Deep Impact target comet 9P/Tempel 1 // Icarus. – 2004. – Vol. 164. – P. 481–491. 8. Gilvarry J.J., Hill J.E. The impact theory of the origin of Linnar craters // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 1956. – Vol. 68. – P. 223–232. 9. Kruchynenko V.G. The Explosion in the Jupiter Atmosphere // Proc. of European SL/Jupiter Workshop / Eds. by R. West and H. Bohnhard. – 1995. – P. 287–292. 10. Kruchynenko V.G. The collision of the comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter // Astron. Astrophys. Transactions. – 1997. – Vol. 13. – P. 191 – 197. Opik E. J. Researches on the physical theory of meteor phenomena. I. Theory of the formation of meteor crater // Tartu Obs. Publ. – 1936. – Vol. 28. – № 6. 12. Opik E. J. Meteor impact on solid surface // Irish. Astron. J. – 1958. – Vol. 5. – № 1. – P. 14 – 36. 13. Opik E. J. Physics of meteor flight in the atmosphere. – N.-Y., 1958. 14. Opik E. J. The lunar surface as an impact counter // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1960. – Vol. 120. – P. 404–411. 15. Opik E. J. The Moon's surface // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 1969. – Vol. 7. – P. 473 – 526. 16. Opik E. J. Interplanetary encounters. – N.-Y. – 1976.

Надійшла до редколегії 22.12.2005

УДК 524.7

S. Parnovsky, A. Tugay

DESCRIPTION OF THE NEW LIST OF PECULIAR VELOCITIES OF RFGC GALAXIES

We present a new version of the list of peculiar velocities of 1561 flat edge-on spirals from the RFGC catalogue. It differs from the previous one by 233 new data and 34 corrected data. A new regression was used for distances estimation based on the Tully-Fisher relationship in the "linear diameter – HI line width" variant. Moreover, we present velocities for 3 models of galaxies collective motion. They are a D-model (dipole, Hubble expansion + bulk motion with constant speed), DQ-model (a quadrupole terms are added) and DQO-model (DQ-model + octopole).

Представлено нову версію списку пекулярних швидкостей 1561 спіральної галактики каталогу RFGC, що спостерігаються з ребра. Порівняно з попередньою версією списку, додано дані про 233 нові галактики й виправлено дані про 34 галактики. Використано нову регресію для визначення відстаней на основі залежності Таллі – Фішера у варіанті "лінійний діаметр – ширина лінії HI". Крім того, наведено швидкості для трьох моделей колективного руху галактик. Розглянуто D-модель (дипольна, Хабблське розширення + колективний рух зі сталою швидкістю), DQ-модель (у якій додається квадрупольний член) і DQO-модель (DQ-модель + октополь).

1. Brief history. The study of non-Hubble motion is very important for cosmology and cosmography. So we need large representative samples of galaxies peculiar velocities, covering the whole sky. In 1989 Karachentsev [2] proposed to use thin edge-on spiral galaxies as "test particles" for collective non-Hubble motion of galaxies. He was the head of the group of astronomers from the Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences (Russia) and Astronomical Observatory of the Kyiv Taras Shevchenko National University (Ukraine) who prepared the catalogues of such galaxies – Flat Galaxies Catalogue (FGC) [4] and its revised version (RFGC) [3]. Preparation included special all-sky search for late edge-on spiral galaxies and selection of objects satisfying the conditions $a/b \geq 7$ and $a \geq 0.6'$, where a and b are the major and minor axes. The FGC and RFGC catalogues contain 4455 and 4236 galaxies respectively and each of them covers the entire sky. Since the selection was performed using the surveys POSS-I and ESO/SERC, which have different photometric depth, the diameters of the southern-sky galaxies were reduced to the system POSS-I, which turned out to be close to the system a_{25} . The substantiation of selecting exactly flat galaxies and a detailed analysis of optical properties of the catalogue objects are available in the texts of FGC, RFGC and in the papers of the authors cited therein.

By 2001 we had information about radial velocities and HI 21 cm line widths, W_{50} , or rotational curves V_{rot} for 1327 RFGC galaxies from different sources, listed below. Some of them are obvious outliers. After omitting these "bad" data the sample was reduced to 1271 galaxies (see Fig. 1). These galaxies lie quite homogeneously over the celestial sphere except a Milky Way zone (see Fig. 2). This sample was the basis for building a regression for estimation of galaxies' distances. In the paper [15] three regressions were obtained for different models of peculiar velocity field. The regression for simplest D-model was used to create a list of peculiar velocities of 1327 RFGC galaxies [5]. At the same time, various measurements of radial velocities and HI 21 cm line widths were carried out. Few years later the HyperLeda extragalactic database (<http://leda.univ-lyon1.fr>) contained some new data for RFGC galaxies. Taking into account these data we compiled a new sample of 1561 RFGC galaxies with known radial velocities and HI 21 cm line widths [16]. It contains 233 new data. Data for another 34 galaxies were changed because their HyperLeda data fitted regression much better than previous data. After discarding 69 "bad" data we got a sample of 1492 data, which was used for obtaining regressions for estimation of distances [16]. We used the same three models of collective motion as in the paper [15].

2. Models of collective motion of galaxies. In the paper [15] the velocity field was expanded in terms of galaxy's radial vector $\vec{r}$. It was used to obtain some models of dependence of galaxy's radial velocity V from $\vec{r}$. In the simplest D-model (Hubble law + dipole) we have

$$V = R + V^{dip} + \delta V, R = H r, V^{dip} = D n_i, \vec{n} = \vec{r} / r, r = |\vec{r}| \quad (1)$$

where H is the Hubble constant, $\vec{D}$ is a velocity of homogeneous bulk motion, δV is a random deviation and n is a unit vector towards galaxy. In our notation we use the Einstein rule: summation by all the repeating indices. After addition of quadrupole terms we obtain a DQ-model

$$V=R+V^{dip} + V^{qua} + \delta V, V^{qua} = RQ_{ik} n_i n_k \quad (2)$$

with symmetrical traceless tensor $\mathbf{Q}$ describing quadrupole components of velocity field. The DQO-model includes octopole components of velocity field described by vector $\vec{P}$ and traceless symmetrical tensor $\mathbf{O}$ of rank 3:

$$V=R+V^{dip} + V^{qua} + V^{oct} + \delta V, V^{oct} = R^2(Pn_i + O_{ikl} n_i n_k n_l). \quad (3)$$

In order to calculate a peculiar velocity $V^{pec}=V-Hr$ one must have an estimation of galaxy's distance r or a corresponding Hubble radial velocity $R=Hr$. We use a generalized Tully-Fisher relationship [17] in the "linear diameter – HI line width" variant. It has a form [15, 16]

$$R = (C_1 + C_2 B + C_3 B T) \frac{W_{50}}{a_r} + C_4 \frac{W_{50}}{a_b} + C_5 \left(\frac{W_{50}}{a_r} \right)^2 + \frac{C_6}{a_r},$$

where W is a corrected HI line width in km/s measured at 50% of maximum, a_r and a_b are corrected major galaxies' angular diameters on POSS and ESO/SERC reproductions, T is a morphological type indicator ($T=I_t - 5.35$, where I_t is a Hubble type; $I_t=5$ corresponds to type Sc) and B is a surface brightness indicator ($B=I_{SB} - 2$, where I_{SB} is a surface brightness index from RFGC; brightness decreases from I to IV).

The D-model has 9 parameters (6 coefficients C and 3 components of vector $\vec{D}$), DQ-model has 14 parameters (5 components of tensor $\mathbf{Q}$ are added) and DQO-model are described by 24 coefficients. They was calculated by least square method for different subsamples with distances limitation to make the sample more homogeneous in depth [16]. For preparing this list we used a coefficients for subsample with $R \leq 1000$ km/s given out in [16].

Note that there are other models of collective motion based on more sophisticated general relativistic approach. In the paper [14] they were applied to the sample mentioned above. Using coefficient obtained in this paper and data from our Table 1 one can make a list of peculiar velocities for relativistic and semirelativistic models of galaxies' motion.

3. Samples. Observational data were divided into several samples:

1. The observations of flat galaxies from FGC performed with the 305 m telescope at Arecibo [1]. The observations are confined within the zone $0^\circ < \delta \leq +38^\circ$ accessible to the radio telescope. There was no selection by the visible angular diameter, type, axes ratio and other characteristics. We have not included in the summary the flat galaxies from the Supplement to FGC, which do not satisfy the condition $a/b \geq 7$, and also the galaxies with uncertain values of W_{50} , in accordance with the notes in the paper by [1]. Our list contains 490 flat galaxies from this paper.

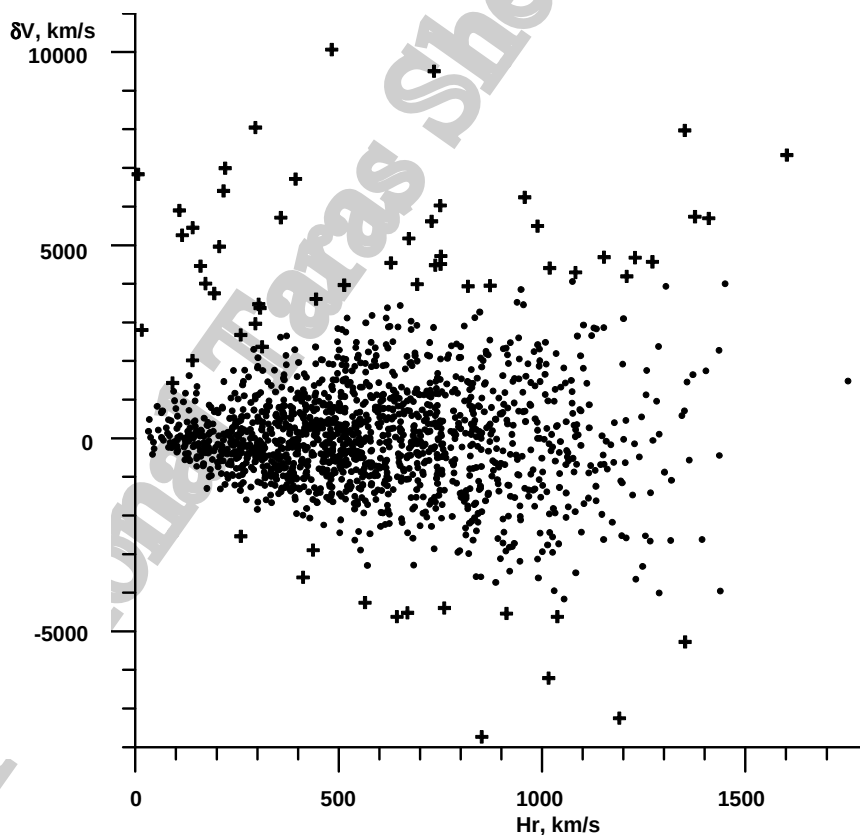


Fig. 1. Deviations of radial velocities from regression for D-model vs distances. Crosses mark "bad" data

2. The observations of optical rotational curves made with the 6 m telescope of SAO RAS [7–10]. The objects located in the zone $\delta \leq 38^\circ$, with the axes ratio $a/b \geq 8$ and a large diameter $a \leq 2'$ were selected for the observations. The maximum rotational velocities were converted to W_{50} by a relation derived through comparison of optical and radio observations of 59 galaxies common with sample "1" [10]. 300 galaxies from these papers are included into our list.

3. The data on radial velocities and hydrogen line widths in the FGC galaxies identified with the RC3 catalogue [18]. In a few cases, where only W_{20} are available in RC3, they were converted to W_{50} according to [4]. This sample comprises flat galaxies all over the sky, a total of 167 objects.

4. The data on HI line widths (64 m radio telescope, Parkes) and on optical rotational curves V_{rot} (2.3 m telescope of Siding Spring) for the flat galaxies identified with the lists by [11, 12]. The optical data were converted to the widths W_{50} according to [11]. The Sb-Sd galaxies from the catalogue ESO/Uppsala [6] with angular dimensions $a \geq 1'$, inclinations $i > 40^\circ$, and a galactic latitude $|b| \geq 11^\circ$ have been included in the lists. As reported in [12], the data obtained with the 64 m and 305 m telescopes are in good agreement. Our sample contains 177 flat galaxies from these papers.

5. The HI line observations of flat galaxies carried out by [13] using the radio telescopes in Nancay ($\delta > -38^\circ$) and Green Bank ($\delta = -38^\circ \pm 44.5^\circ$). They have selected the flat galaxies from FGC(E) with angular dimensions $a > 1'$, of Scd types and later, mainly of low surface brightness (SB=III and IV according to RFGC). We did not include in our list uncertain measurements from the data of [13]. In the case of common objects with samples "1" or "2" we excluded the data of [13] on the basis of the comparisons of V_h and W_{50} . The subsample "5" comprises 193 galaxies.

6. Data from the HyperLeda extragalactic database. This sample includes 233 new entries in comparison with [5] and new data for 34 galaxies listed in [5].

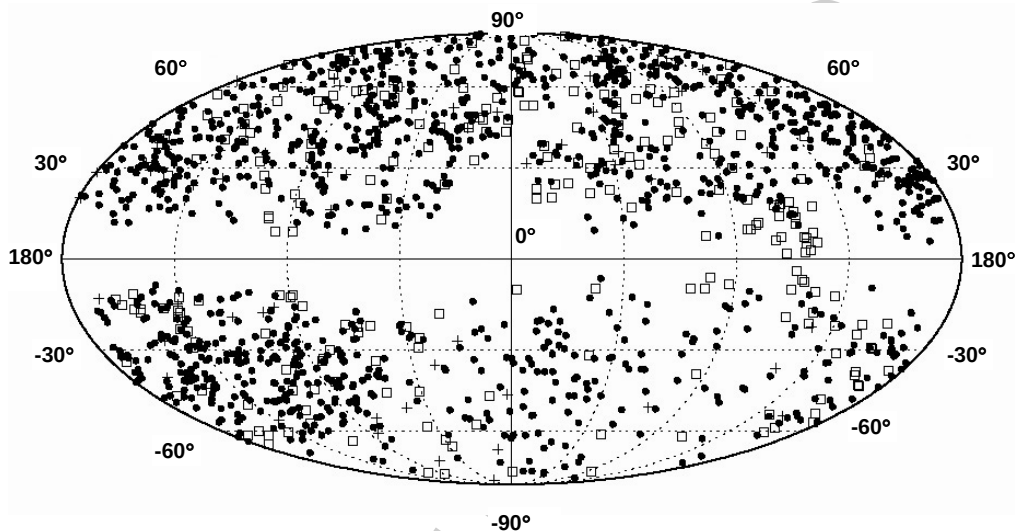


Fig. 2. Distribution of 1561 flat galaxies over the celestial sphere in the galactic coordinates. Crosses mark "bad" data, squares – new entries

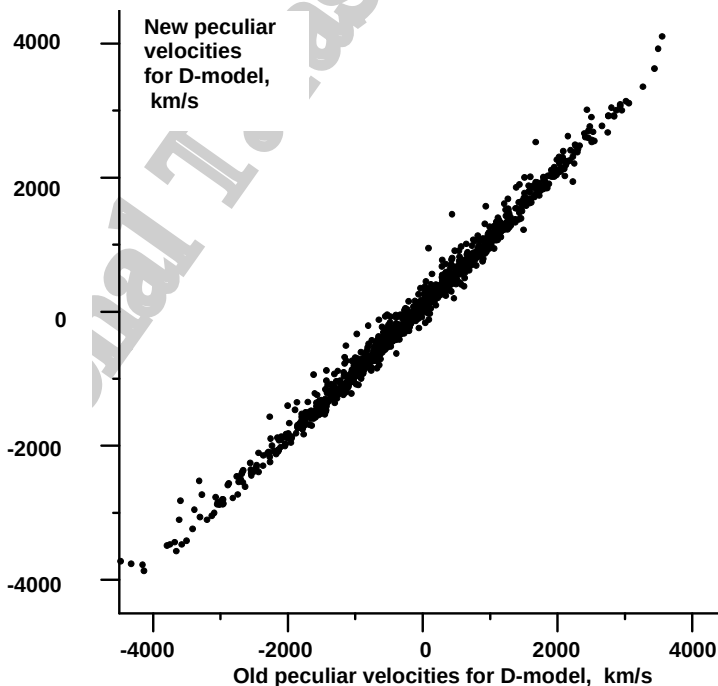


Fig. 3. Comparison of peculiar velocities for D-model for new and old lists

4. List of peculiar velocities description. These models were applied to the computation of peculiar velocities of all 1561 galaxies. They are presented in the electronic preprint astro-ph/0510037. The content of the columns is as follows:

- (1), (2) — the number of the galaxy in the RFGC and FGC catalogues, respectively;
- (3) — the right ascension and declination for the epoch 2000.0;
- (4), (5) — the corrected "blue" and "red" major diameters, in arcmin;

(6) — the corrected line width W_{50} in km/s;
 (7) — the radial velocity in the system of 3K cosmic microwave radiation, in km/s;
 (8) — the number of the sample from which the original data V_h and W_{50} were taken. A "B" note after this number means that this is a "bad" data. A "N" note means that this galaxy is a one from 34 galaxies which data were changed in comparison with the previous list [5].

Columns (9) – (13) contain a peculiar velocities list for D-model:

(9) — the distance (in km/s) measured from the basic regression on the assumption that the model of motion of galaxies is dipole;

(10) — the dipole component of the radial velocity, in km/s;

(11) — the value of radial velocity (in km/s) from regression (1): $V^{reg} = Hr + V^{dip}$;

(12) — the deviation of radial velocity from regression (1), in km/s: $\delta V = V_{3K} - V^{reg}$;

(13) — the peculiar velocity, in km/s: $V^{pec} = V_{3K} - Hr$.

The details about correction one can see in [5].

In the Table 2 in astro-ph/0510037 we have presented data for DQ- and DQO-models. The content of the columns in it is as follows:

(1) — the number of the galaxy in the RFGC catalogue;

(2) — the distance (in km/s) for DQ-model;

(3), (4) — the dipole and quadrupole radial components of galaxies' large-scale motion for DQ-model;

(5) — the radial velocity for DQ-model (in km/s) from regression (2): $V^{reg} = Hr + V^{dip} + V^{qua}$;

(6) — the deviation of radial velocity from regression (2), in km/s: $\delta V = V_{3K} - V^{reg}$;

(7) — the peculiar velocity for DQ-model, in km/s: $V^{pec} = V_{3K} - Hr$;

(8) — the distance (in km/s) for DQO-model;

(9), (10), (11) — the dipole, quadrupole and octopole radial components of galaxies' large-scale motion for DQO-model;

(12) — the radial velocity for DQO-model (in km/s) from regression (3): $V^{reg} = Hr + V^{dip} + V^{qua} + V^{oct}$;

(13) — the deviation of radial velocity from regression (3), in km/s: $\delta V = V_{3K} - V^{reg}$;

(14) — the peculiar velocity for DQO-model, in km/s: $V^{pec} = V_{3K} - Hr$.

Note that the data from this list were already used to obtain a density distribution up to $80h^{-1}$ Mpc and estimation of cosmological parameters Ω_m and σ_8 , corresponding papers are submitted.

5. Comparison with previous list of peculiar velocities. All enlisted peculiar velocities for sources 1-5 without mark "B" are quite similar to the same ones in previous version [5]. Fig. 3 shows that their differences for D-model are small with mean square deviation 166 km/s. Figures for DQ- and DQO-models are practically the same with mean square deviations 200 km/s and 198 km/s correspondingly.

1. Giovanelli R., Avera A., Karachentsev I.D. Spectroscopy of Edge-On Spirals // *Astron. J.* – 1997. – Vol. 114. – P. 122–137. 2. Karachentsev I.D. Thin edge-on galaxies as a tool for the investigation of large-scale streaming motions in the universe // *Astron. J.* – 1989. – Vol. 97. – P. 1566–1575. 3. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. The Revised Flat Galaxy Catalog // *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* – 1999. – Vol. 47. – P. 5. 4. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Parnovsky S.L. Flat galaxy catalogue // *Astron. Nachr.* – 1993. – Vol. 314. – P. 97–222. 5. Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. et al. A list of peculiar velocities of RFGC galaxies // *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* – 2000. – Vol. 50. – P. 5–38. – astro-ph/0107058. 6. Lauberts A. The ESO/Uppsala Survey of the ESO(B) Atlas. – Munich, 1982. 7. Makarov D.I., Burenkov A.N., Tyurina N.V. Edge-on galaxies: A survey of rotation curves // *Astronomy Lett.* – 1999. – Vol. 25. – P. 706–711. 8. Makarov D.I., Burenkov A.N., Tyurina N.V. Rotation Curves for 135 Edge-on Galaxies // *Astronomy Lett.* – 2001. – Vol. 27. – P. 213–216. 9. Makarov D.I., Karachentsev I.D., Burenkov A.N. et al. Rotation curves of edge-on galaxies // *Pis'ma Astr. Zh.* – 1997. – Vol. 23. – P. 734–741. 10. Makarov D.I., Karachentsev I.D., Tyurina N.V., Kajsin S.S. Amplitudes of the rotation curves of edge-on galaxies from optical and radio data // *Pis'ma Astr. Zh.* – 1997. – Vol. 23. – P. 509–514. 11. Mathewson D.S., Ford V.L. Parameters of 2447 Southern Spiral Galaxies for Use in the Tully-Fisher Relation // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1996. – Vol. 107. – P. 97. 12. Mathewson D.S., Ford V.L., Buchhorn M. A southern sky survey of the peculiar velocities of 1355 spiral galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1992. – Vol. 81. – P. 413–659. 13. Matthews L.D., van Driel W. An H I survey of highly flattened, edge-on, pure disk galaxies // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* – 2000. – Vol. 143. – P. 421–456. 14. Parnovsky S.L., Gaydamaka O.Z. Determination of parameters of collective galaxy motion for relativistic models from observational data // *Кинемат. и физ. небесных тел.* – 2004. – Т. 40. – С. 477–488. 15. Parnovsky S.L., Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N. The Bulk Motion of Flat Galaxies on Scales of 100 Mpc in the Quadrupole and Octupole Approximations // *Astronomy Lett.* – 2001. – Vol. 27. – P. 890–901. 16. Parnovsky S.L., Tugay A.V. Bulk Motions of Flat Galaxies on 100-Mpc Scales from New Data // *Astronomy Lett.* – 2004. – Vol. 30. – P. 357–367. 17. Tully R.B., Fisher J.R. A new method of determining distances to galaxies // *Astron. Astrophys.* – 1977. – Vol. 54. – P. 661–673. 18. De Vaucouleurs G., De Vaucouleurs A., Corwin H.C. et al. Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. – N.-Y., 1991. – Vol. 1–3.

Надійшла до редколегії 12.10.2005

УДК 520.86, 521.81, 523.78

В. Івченко, В. Єфіменко, М. Буромський, В. Данилевський,
Г. Кіліч, В. Клецонок, В. Лозицький, Ю. Тарануха, А. Сухоруков, К. Чурюмов

СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПОВНОГО ЗАТЕМНЕННЯ СОНЦЯ 29 БЕРЕЗНЯ 2006 РОКУ ЕКСПЕДИЦІЄЮ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

Наведено основні завдання та попередні результати наукової експедиції Київського національного університету імені Тараса Шевченка зі спостережень повного сонячного затемнення 26 березня 2006 р. в Анталії (Туреччина), а також короткий опис використаного обладнання та процедури спостережень.

The main tasks and preliminary results of the scientific expedition of Kiev Taras Shevchenko national university on observing total solar eclipse of March 29, 2006 in Antalya (Turkey) are presented. Equipment used and observational procedure described briefly as well.

З метою спостережень повного затемнення Сонця 29 березня 2006 р. експедиція Київського національного університету імені Тараса Шевченка перебувала в Туреччині (м. Анталія) з 25 березня по 1 квітня 2006 р. за запрошенням директора Національної обсерваторії TÜBİTAK проф. Зеки Аслана. Ця експедиція стала двадцятою в історії Астрономічної обсерваторії КНУ.

Коло задач, для розв'язання яких спостереження сонячних затемнень постачають важливі дані, є доволі широким. Зокрема, це уточнення теорії руху Місяця та його фігури, дослідження сонячної корони й сонячного вітру, розподіл інтенсивності випромінювання у фотосфері та у хромосфері Сонця з висотою, структура й фізичні умови у верхній атмосфері Сонця тощо, а також фізичні процеси в навколоземному космічному просторі, в іоносфері та атмосфері Землі. Протягом останніх трьох

© В. Івченко, В. Єфіменко, М. Буромський, В. Данилевський, Г. Кіліч,
В. Клецонок, В. Лозицький, Ю. Тарануха, А. Сухоруков, К. Чурюмов, 2006

десятиріч особливу увагу вчених привертають дослідження змін розмірів і форми Сонця, для яких повні сонячні затемнення надають найсприятливіші можливості. Хоча традиційною темою для київських астрономів були дослідження сонячної корони, головною метою цієї експедиції були фотометричні спостереження затемнення для визначення діаметра Сонця. Крім цього, планувалось отримання знімків сонячної корони в білому світлі й у балмерівському континуумі.

Середземноморське узбережжя Туреччини було оптимальним місцем для спостережень як через обставини затемнення (достатня висота Сонця над горизонтом на час затемнення), так і завдяки рельєфу та розвинутій транспортній мережі. Крім того, у межах смуги затемнення розташовані університет м. Анталія та Національна астрономічна обсерваторія Туреччини TUBITAK. Науковці обох закладів відомі своїми працями з вимірювань діаметра Сонця за допомогою астролябії [9], і це надало можливість виконати спостереження затемнення спільними зусиллями.

До складу експедиції входили шість осіб, а саме п'ять науковців (В. Єфіменко, В. Данилевський, В. Клещонко, М. Буромський, Ю. Тарануха) та один студент кафедри астрономії й фізики космосу фізичного факультету (А. Сухоруков). У спостереженнях сонячного затемнення за програмою експедиції брав участь співробітник Антарктичного центру Міністерства освіти й науки України В. Лозицький. Сонячне затемнення спостерігали К. Чурюмов і Л. Чубко, які брали участь у науковій конференції в Анталії.

Погодні умови під час підготовки до спостережень (26–28 березня) та і день затемнення 29 березня були добрими, що дало можливість успішно провести більшість із запланованих експериментів. Слід зазначити, що за 2 год до другого контакту (близько 12 год за місцевим часом) у районі Анталії з інтервалом 15–20 хв спостерігалися смуги слабких перистих хмар, що безумовно вплинуло на якість окремих спостережень.

Діаметр Сонця. Проблема змінності світності та розмірів і форми Сонця дискутується вже протягом трьох сторіч [2], тому що, з одного боку, ці параметри визначаються внутрішньою будовою Сонця як зорі та джерелами його енергії, а з іншого – від світності Сонця залежить клімат Землі та умови проживання на ній. Астрономи Київського університету також мають досягнення в цьому напрямі наукових досліджень. Зокрема, ними виконані фотометричні спостереження повних затемнень Сонця 11 липня 1991 р. та 11 серпня 1999 р. з метою визначення його діаметра [3, 7]. Для таких спостережень в Обсерваторії були сконструйовані та виготовлені спеціальні експедиційні фотоелектричні фотометри та інше необхідне обладнання, визначені характеристики цих фотометрів [1, 4, 5]. За даними спостережень було визначено за оригінальною методикою, розробленою в Обсерваторії, діаметр Сонця на час кожного затемнення [6] і таким чином започатковано новий часовий ряд даних, який, за умови його збагачення, можна буде використовувати для виявлення змін діаметра Сонця з часом.

Спостереження виконувалися за допомогою зазначених електрофотометрів (рис. 1), фотодетекторами яких були кремнієві фотодіоди у фотогальванічному режимі. Фоточутливі поверхні фотодіодів опромінюються без об'єктивів, а поле зору фотометра обмежується блендою, що складається з труби та системи діафрагм. Діаметр незавищеної частини поля зору становить 3.6° , тобто приблизно 7 діаметрів видимого диска Сонця. Спектральна чутливість фотометрів охоплює всю візуальну ділянку та ближній інфрачервоний діапазон, довжини хвиль максимумів спектральних характеристик фотометрів становлять від 0.70 мкм до 0.75 мкм, а їхні півширини – приблизно по 0.30 мкм. Ефективні довжини хвиль кривих блиску затемнення при цьому становлять приблизно 0.69 мкм, динамічний діапазон чутливості зазначених фотометрів – приблизно $5 \cdot 10^6$ [1, 5].

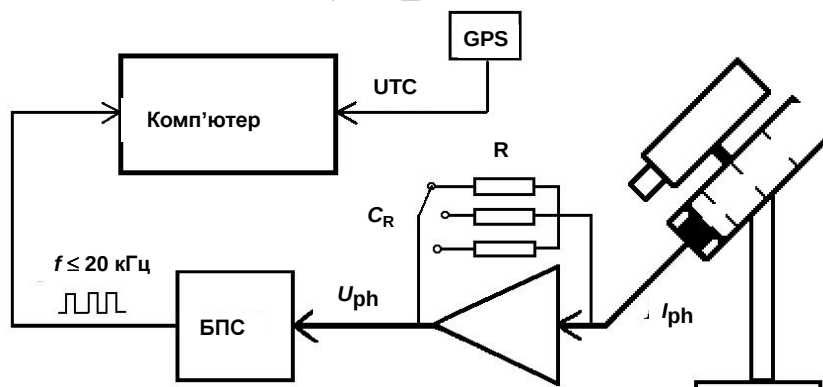


Рис. 1. Функціональна схема обладнання для спостережень затемнень Сонця: I_{ph} – струм фотодіода, C_R – перемикач піддіапазонів чутливості, БПС – блок перетворення сигналу

У даному варіанті конструкції експедиційних фотометрів збережено принцип перетворення вихідної напруги фотометра у пропорційну цій напрузі частоту звукового діапазону. Істотною відмінністю цього варіанту обладнання є використання для реєстрації вихідних сигналів фотометрів не магнітофонів, як раніше [3, 7], а комп'ютерів Notebook. Це значно спростило процедуру спостережень і дозволило використати GPS-приймачі для хронометрування даних у шкалі UTC із похибкою, що не перевищує ± 0.015 с. Сигнал від фотометра надходить до комп'ютера через звукову плату й реєструється за допомогою оригінального програмного забезпечення, розробленого в обсерваторії університету. Воно складається з програми GPSWatch для визначення поправки системного годинника комп'ютера до UTC і програми EclipsePhot для реєстрації сигналів експедиційних фотометрів.

Програма GPSWatch визначає поправку системного часу за сигналами GPS-приймача, який приєднується до ноутбука через COM-порт. Такі поправки були визначені перед спостереженням затемнення й після нього, щоб урахувати можливий хід системного годинника комп'ютера. Спеціальні дослідження [10] показали, що середньоквадратична похибка одноразової реєстрації моментів часу таким методом не перевищує ± 15 мс і може бути зменшена за рахунок збільшення кількості вимірювань.

Програма EclipsePhot призначена для вимірювань частоти вихідного сигналу фотометра за допомогою звукової плати комп'ютера. Цей сигнал має вигляд послідовності прямокутних імпульсів, частота яких пропорційна потоку випромінювання через фоточутливу поверхню фотодіода. У режимі реального часу програма ідентифікує зазначений імпульсний сиг-

нал і відображає його форму й частоту на екрані комп'ютера. Частота дискретизації звукової плати вибрана рівною 44100 Гц, що забезпечує вимірювання частоти сигналів фотометра у всьому звуковому діапазоні (до 20 кГц). При спостереженнях програма записує текстовий файл протоколу реєстрації, за яким можна з високою точністю визначити час надходження кожного імпульсу із зазначеної послідовності. Похибка визначення моментів надходження цих імпульсів складається з похибки, що дорівнює $1/44100$ с, зумовленої частотою дискретизації звукової плати, і похибки прив'язки системного часу комп'ютера до шкали часу UTC за допомогою програми GPSTWatch. Такий спосіб реєстрації дозволяє з аналізу протоколу вимірювань визначити характер зміни частоти вхідного сигналу при довільних часових інтервалах.

Для ідентифікації імпульсного сигналу в програмі EclipsePhot реалізовані два алгоритми – за амплітудою та за похідною сигналу. В обох варіантах можна використати або передні, або задні фронти імпульсів. Тестові дослідження показали, що амплітудно-частотна характеристика звукових плат має "завал" на низьких частотах. Це приводить до того, що амплітудний метод виділення імпульсів краще працює для високих частот, а метод виділення за похідною сигналу – для нижніх. Тому було реалізовано комбінований алгоритм, який дозволяє нижні частоти сигналу виділяти за похідною, а верхні – за амплітудою. Частота переходу визначалася зі спеціальних досліджень і була вибрана рівною 100 Гц. Саме цей алгоритм було використано при експедиційних фотометричних спостереженнях сонячного затемнення.

Для спостереження труба фотометра разом із прикріпленою до неї візирною трубкою встановлюється на штативі з паралактичною головкою, що забезпечує зручне наведення фотометра на об'єкт спостережень і стеження за ним. Наведення та стеження виконувалося за допомогою візирної трубки візуально, але в одному з комплектів обладнання для цього було використано спеціальну візирну трубу-телескоп з web-камерою. За допомогою цього додаткового обладнання, крім кривої блиску, також було одержано зображення сонячного диска й послідовність зображень серпа перед повною фазою та після неї. Програмне забезпечення дозволяло не тільки записувати зображення в пам'ять комп'ютера, а й фіксувати час кожного кадру з точністю хронометрування кривої блиску. Ці пробні спостереження показали можливість, за наявності необхідного обладнання, паралельно з реєстрацією фотометричних кривих блиску, одержати також і відеоматеріал, за яким можна було б визначати діаметр Сонця, використовуючи зовсім іншу методику [8].

Одна група з трьох спостерігачів виконувала спостереження біля "північної" межі смуги, поблизу м. Даг – приблизно за 60 км на північний захід від м. Анталія; інша група (три спостерігачі) виконувала спостереження біля "південної" межі смуги, між м. Аланія та м. Демирташ. Координати місць спостережень наведено в табл. 1 разом із прізвищами спостерігачів і кураторів від обсерваторії TUBITAK та університету м. Анталія. Місця для спостережень вибиралися згідно з напрацьованою методикою [3, 6, 7] і з урахуванням місцевих обставин (рельєф, рослинність, віддаль від дороги тощо).

Таблиця 1. Місця спостережень: ϕ – широта; λ – довгота; σ – похибка положення місця спостережень на поверхні еліпсоїда; Н – висота місця

Місце	Спостерігач (фотометр)	ϕ	λ	σ	Н
Південна межа (Yadigar Yuceer, TUBITAK Observatory, Turkey)					
Пд1	Клещонок В.(5)	36° 22' 51".2 N	32° 11' 28".1 E	± 4 м	0 м
Пд2	Лозицький В. (6)	36° 23' 45".2 N	32° 10' 49".0 E	± 3.5м	0 м
Пд3	Буромський М. (2)	36° 25' 15".8 N	32° 09' 43".0 E	± 4 м	0 м
Північна межа (Huseyin Kiliç, TUBITAK Observatory, Turkey)					
Пн1	Данилевський В.(1)	37° 14' 21".4 N	30° 29' 58".7 E	±5 м	783 м
Пн2	Тарануха Ю. (3)	37° 13' 25".5 N	30° 30' 22".2 E	±5 м	793 м
Пн3	Сухоруков А. (4)	37° 11' 43".0 N	30° 29' 38".5 E	±5 м	750 м

Спостереження були успішними у п'яти місцях. Спостерігачами було зареєстровано як криві блиску затемнення, так і блиск цілого сонячного диска до та після затемнення. Погодні умови не завадили спостереженням. На жаль, в одному з місць біля північної межі смуги (Пн2) криву блиску затемнення не було зареєстровано через вихід з ладу системи живлення комп'ютера.

Поблизу повної фази затемнення, коли диск Місяця майже повністю закриває Сонце, через ділянки, які лежать нижче середнього рівня краю місячного диска, спостерігається фотосфера Сонця (на знімках, отриманих за допомогою web-камери, добре видно цей ефект). Модель кривої блиску затемнення враховує ефекти нерівностей рельєфу Місяця. Однак похибки, з якими цей рельєф відтворюється сучасними картами крайової зони Місяця, впливають на точність визначення діаметра Сонця за цим методом. Особливо це стосується спостережень біля південної межі смуги повного затемнення, тому що в південній біляполюсній зоні Місяця нерівності рельєфу найбільші, через що відеозапис затемнення було виконано саме у крайній південній точці спостережень. Крім того, за фотометрією одержаних відеокадрів можна, у принципі, урахувати в моделі кривої блиску затемнення та внесок від протуберанців.

Для запису послідовності відеозображень сонячного затемнення співробітниками обсерваторії було виготовлено експедиційний телескоп з web-камерою й сонячним фільтром і створено спеціалізоване програмне забезпечення. Ці програми дозволили не тільки записати зображення, а й зафіксувати з максимальною точністю час кожного кадру цього фільму. Залучення інформації про обставини затемнення, отримані з відеокадрів, допоможе зменшити систематичні помилки фотометричного методу визначення діаметра Сонця.

Як уже зазначалося, дані спостережень у спеціальному форматі було збережено на дисках комп'ютерів як текстові файли. За цими даними, після розшифрування їх за допомогою спеціальної програми, будуються криві блиску затемнення в одиницях блиску повного сонячного диска. За кривими блиску можна буде визначити діаметр Сонця з похибками порядку 10^{-5} (~0.01 для відстані 1 а.о.) і меншими та одержати цінні дані, які можуть бути використані як при моделюванні внутрішньої будови Сонця, так і при дослідженнях сонячно-земних зв'язків і розв'язанні інших задач геліофізики.

Знімки сонячної корони в білому світлі та в балмерівському континуумі. Знімки корони в білому світлі були отримані з фокусними відстанями 0.5 м та 1 м. Серію із 13 знімків від зовнішньої до внутрішньої корони за допомогою об'єктива 3М-5А (фокусна відстань 0.5 м) на штативі з часовим стеженням було зроблено на плівку "KodakPro100" з експозиціями 4 с, 2, 1, 1/2, 1/4, 1/8, 1/16, 1/32, 1/64, 1/125, 1/250, 1/500, 1/1000 с. За допомогою метрового коронографа на кольоровій плівці "Fuji-400" отримано 24 знімки корони, у тому числі знімки "чіток Бейлі" та

"діамантового кільця", з експозиціями від 1/500 с до 2 с. З телескопом з фокусною відстанню 1 м на широкоформатну плівку (60 мм) "KodakPro100" з експозиціями 2 с та 5 с зроблено знімок корони в лінії 3750 Å. Планується використати отримані знімки для дослідження структури та електронної концентрації сонячної корони.

Наукова експедиція фінансувалась за рахунок власних надходжень Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Транспортування спостерігачів та обладнання до місць спостережень територією Туреччини було забезпечене працівниками університету м. Анталія та обсерваторії TUBITAK. При спостереженнях були використані штативи з паралактичними головками й візирні трубки від телескопів "Мицар", що належать Національному педагогічному університету ім. М. Драгоманова (кафедра експериментальної і теоретичної фізики та астрономії). Автори висловлюють щирі подяку Л. Чубко за наданий комп'ютер Notebook.

1. Буздуган Ю.О., Окулов С.М., Клещонко В.В. Експедиційний фотометр для спостереження сонячного затемнення // Вісн. Київ. ун-ту. Фіз.-мат. науки. – 1992. – № 6. – С. 92–95. 2. Вариации глобальных характеристик Солнца // И.Н. Атрощенко, А.С. Гадун, С.И. Голасюк и др. / Отв. ред. Гуртовенко Э.А. – К., 1992. 3. Гуртовенко Э.А., Тельнюк-Адамчук В.В., Окулов С.М. и др. Наблюдения солнечного затмения 11 июля 1991 г. в Мексике с целью определения солнечного диаметра // Астрон. циркуляр. – 1991. – № 1550. – С. 29–30. 4. Данилевський В.О. Обробка даних фотоелектричних спостережень та аналіз кривих блиску повного сонячного затемнення 11 липня 1991 року // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 1999. – Вип. 35. – С. 51–59. 5. Данилевський В.О. Характеристики фотометрів, використаних для спостережень повного затемнення Сонця 11 серпня 1999 р. // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2003. – Вип. 39–40. – С. 20–24. 6. Данилевський В.О. Визначення радіуса сонячного диска за фотометричними спостереженнями повного затемнення Сонця // Кінематика і фізика небес. тел. – 2004. – Т. 20. – № 2. – С. 176–188. 7. Тельнюк-Адамчук В.В., Єфіменко В.М., Данилевський В.О. та ін. Спостереження повного сонячного затемнення 11 серпня 1999 року науковою експедицією Київського університету // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2000. – Вип. 36. – С. 41–47. 8. Fiala A.D., Dunham D.W. and Sofia S. Variation of the solar diameter from solar eclipse observations, 1715–1991 // Solar Phys. – 1994. – Vol. 152. – P. 97–104. 9. Kilic H., Golbasi O., Chollet F. Measurement of the solar radius in Antalya between 2001–2003 // Solar Phys. – 2005. – Vol. 229. – P. 5–12. 10. Kleshchonok V. The "Spalakh" astronomical television system // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Supplement. – 2005. – № 5. – P. 409–412.

Надійшла до редколегії 06.06.2006

ПАМ'ЯТІ МУСАТЕНКА СЕРГІЯ ІВАНОВИЧА

(22.02.1948–01.04.2006)

1 квітня 2006 р. помер кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка Мусатенко Сергій Іванович. Він народився 22 лютого 1948 р. у с. Фурманка Уманського району на Черкащині в сім'ї учителів. Після закінчення середньої школи та Київського технікуму радіоелектроніки Мусатенко С.І. був зарахований студентом на кафедру астрономії Київського університету, яку він закінчив у 1972 р., а у 1975 р. – аспірантуру фізичного факультету Київського університету. Кандидатську дисертацію "Спороадичне радіовипромінювання навколоземного космічного простору в метровому та дециметровому діапазоні" захистив в Інституті геофізики в березні 1982 р. зі спеціальності "Геофізика". Працював науковим співробітником кафедри астрономії фізичного факультету з 1974 р., в Астрономічній обсерваторії – з 1987 р. У 1989 р. отримав звання "старший науковий співробітник".



Наукові інтереси Мусатенка С.І. були зосереджені в галузі дослідження радіоастрономічних ефектів сонячної активності, взаємодії сонячного випромінювання з іоносферою та магнітосферою Землі, радіовипромінювання пилових частинок в іоносфері. Він був науковим керівником групи співробітників у цьому напрямі досліджень в обсерваторії. Особливо слід відзначити його ідею зі спостереження спряжених сонячних затемнень – коли затемнення відбувається в південній півкулі, а його ефекти спостерігаються в північній у магнітоспряженій точці. Це дало можливість спостерігати утворення альвенівського резонатора в магнітосфері Землі. Радіоспостереження під час метеорних потоків (уперше у світі) показали існування радіолінії в іоносфері Землі на частотах 20–60 Гц, яка утворюється під час випромінювання пилової плазми. Радіоапаратуру для спостережень Мусатенко розробив самостійно. Він брав участь у виконанні чотирьох науково-дослідних робіт з держбюджетним фінансуванням: три теми за тематикою відділу та одна – за міжнародним проектом "Попередження". Крім того, брав участь у міжнародному проекті INTMINS. До основних наукових результатів за цей період належать такі: на основі комплексних вимірювань з високою часовою, просторовою та частотною роздільною здатністю проведено спектральну

класифікацію викидів радіошумів у метровому діапазоні, виділено два типи подій у радіошумах, які викликаються сонячними рентгенівськими спалахами; завершено низку спостережницьких робіт з дослідження впливу руху сонячного термінатора на фізичні властивості іоносфери в циклі сонячної активності, виявлено сезонні зміни, зв'язки з геомагнітною та іоносферною активністю; проведено спостереження та обробка вимірювань характеристик радіовипромінювання Юпітера під час випадання фрагментів комети Шумейкерів – Леві, визначено умови існування компактних короткоживучих електронних пучків, які є джерелом синхротронного випромінювання на високих гармоніках і характеристики випромінювання пилових частинок в іоносфері Землі. За проектом "Попередження" виконано планові роботи, у тому числі розроблено експериментальний проект приладу для вимірювання радіошумів в наднизькочастотному діапазоні з борту космічного апарата.

Усього Мусатенко С.І. опублікував більше 100 наукових робіт, був науковим керівником трьох аспірантів, кожного навчального року – науковим керівником однієї курсової та дипломної робіт. Організував і провів дві наукові студентські експедиції зі спостереження сонячних затемнень 1996 р. (три студенти) та 1999 р. (чотири студенти та два аспіранти). Уже будучи прикутим до ліжка, він організував радіоспостереження затемнення 29.03.2006.

Поховано Сергія Івановича Мусатенка на Північному кладовищі.

Наукове видання



ВІСНИК КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

АСТРОНОМІЯ

Випуск 43

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



Підписано до друку 10.12.06. Формат 60x84^{1/8}. Вид. № 1. Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Наклад 500. Ум. друк. арк. 10. Зам. № 26-3718.

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