

Добре видно, що фотонні індекси співпадають в межах похибок для обох спостережень (і так само для обох зображень під час другого спостереження. Вони також співпадають із значеннями, одержаними іншими авторами [1, 2]. Потік від зображень в діапазоні 0.5 – 2 кеВ також залишався сталим в межах похибок (для зображення А) під час обох спостережень. Відношення потоків В/А в такій моделі становить близько  $0.8 \pm 0.2$  і співпадає в межах похибок із значенням, отриманим з кривих блиску, а також із значенням, отриманим в роботі [2] на основі даних Chandra (0.74).

На жаль, час експозиції цих двох спостережень Q0957+561 не достатній для того, щоб відтворити більш точний аналіз спектру із використанням інших моделей. Але, попри відсутність помітної змінності в рентгені, цей об'єкт може становити деякий інтерес для спостережень такими місіями, як XMM-Newton та Chandra принаймні через можливість появи в цій ГЛС подій сильного ГМ. Особливо цінними в цьому відношенні були б одночасні оптичні та рентгєнівські спостереження. Спостереження із більш тривалою експозицією могли б дати можливість перевірити більш складні моделі спектру, ніж проста степенєва. Це становить особливий інтерес внаслідок того, що квазара в цій ГЛС є радіогучним (РГ). Адже для РГ об'єктів сучасна модель АЯГ [5] передбачає наявність експоненційного завалу в спектрі на енергіях нижче 100 кеВ. Враховуючи роботи Шилда із співавт. [8], присвячені можливій наявності магнітного поля у центрального об'єкту цього квазара, дослідження його спектру в рентгені могли б стати джерелом цінної інформації не тільки про його будову, але й з точки зору уявлень про структуру АЯГ в цілому.

1. Chartas G., Chuss D., Forman W. et al. X-ray detection of the primary lens galaxy cluster of the gravitational lens system Q0957+561 // *Astroph. J.* – 1998. – Vol. 504. – P. 661. 2. Chartas G., Gupta V., Garmire G. et al. Constraining  $H_0$  from Chandra observations of Q0957+561 // *Astroph. J.* – 2002. – Vol. 565, Is. 1. – P. 96-104. 3. Colley W., Schild R., Abajas C., et al. Around the clock observations of the Q0957+561 A, B Gravitationally Lensed Quasar // *Astron. J.* – 2002. – Vol. 565, Issue 1. – P. 105-107. 4. Dickey J.M., Lockman F.J. H I in the Galaxy // *A&A.* – 1990. – Vol. 28. – P.215-261. 5. Ho L.C. "Low-State" Black Hole Accretion in Nearby Galaxies // *Astroph. & Sp.Sci.* – 2005. – Vol. 300, N1-3. – P.219-225. 6. Kundic T., Colley W., Gott J., et al. A Sharp Event in the Light Curve of 0957+561A and Prediction of the 1996 Image B Light Curve // *Astroph. J. Lett.* – 1995. – Vol.455. – p.L5. 7. Refsdal S., Surdej J. Gravitational Lenses: Sci. Prepr. No952. – ESO, 1993. – 89 p. 8. Schild R. E., Leiter D. J. and Robertson S. L. Direct microlensing-reverberation observations of the intrinsic magnetic structure of active galactic nuclei in different spectral states: a tale of two quasars// *Astron. J.* – 2008. – Vol.135. – P.947-956.

Надійшла до редколегії 02.06.10

УДК 524.8

С. Хміль

### СЛАБКЕ ГРАВІТАЦІЙНЕ ЛІНЗУВАННЯ

*Коротко розглянуті основні принципи та результати вивчення слабкого лінзування отримані за 10 років з часу виявлення космічного зсуву.*

*We consider in brief the basic principles and results of weak lensing studies that have been made within the 10 years since the detection of cosmic shear.*

**Вступ.** Явище відхилення світлових променів гравітаційним полем космічних структур, розташованих вздовж променя зору, широко відоме тепер як гравітаційне лінзування. Воно є унікальним знаряддям вивчення розподілу всіх видів матерії, включаючи темну, у Всесвіті. У цьому огляді ми сконцентруємо увагу на так званому слабкому лінзуванні, яке не призводить до утворення кількох зображень джерела (зазвичай квазара), а проявляє себе лише як незначна деформація зображень віддалених галактик. Типова величина індукованої еліптичності зображення складає не більше за ~1%. Оскільки ми не знаємо, яку форму достеменно має зображення галактики за відсутності лінзування, неможливо виміряти величину цієї додаткової еліптичності у кожному окремому випадку, проте її можна визначити статистично, використовуючи узгодженість деформацій зображень декількох десятків чи навіть сотень галактик у межах певної ділянки на небі. Саме з цієї причини розглянуте явище називають ще космічним зсувом (*cosmic shear*). Вперше його виявили, спостерігаючи лінзування далеких джерел скупченнями галактик, а пізніше – у 2000 році – кілька дослідницьких груп сповістили про певні спостереження космічного зсуву.

**Основні принципи.** Масивні структури вздовж променя зору відхиляють промені світла, що надходять від далеких галактик. Нехай  $\theta_i$  ( $i = 1, 2$ ) – двохвимірний вектор кутового положення джерела на небі,  $\delta\theta_i$  – малий вектор відхилення променя зору за рахунок лінзування. Тоді матриця деформації зображення малого джерела  $A_{ij}$  дається рівнянням [5,6]

$$A_{ij} = \partial(\delta\theta_i) / \partial\theta_j = \left( \delta_{ij} - \partial^2\Psi / \partial\theta_i\partial\theta_j \right) = \begin{pmatrix} 1-\kappa-\gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1-\kappa+\gamma_1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Тут  $\Psi$  – двохвимірний лінзовий потенціал, який визначається зваженою проекцією поля флуктуацій густини матерії вздовж променя зору  $\kappa$ ; причому вагова функція, що характеризує ефективність лінзування, безпосередньо пов'язана з глобальною геометрією Всесвіту. Параметр  $\kappa$  описує збіжність світлових променів (збільшення зображення), а комплексний зсув  $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| \exp(2i\alpha)$  характеризує величину та орієнтацію  $\alpha$  деформації зображення за рахунок лінзування (детальний та вичерпний виклад теорії див. у [1]). У режимі слабкого лінзування  $\kappa \ll 1$ ,  $|\gamma| \ll 1$  і тому використовується лінійне наближення. Якщо припустити, що всі галактики випадково орієнтовані за відсутності лінзування, тоді комплексна еліптичність  $\varepsilon$ , осереднена за ансамблем галактик, спостережних у заданій (малій) ділянці неба, задовольняє рівності:

$$\langle \varepsilon \rangle = \gamma / (1 - \kappa) \approx \gamma. \quad (2)$$

Таким чином, визначення космічного зсуву зводиться до незміщеного вимірювання обрисів фонових галактик.

**Спостережна стратегія.** Незміщений вимір обрисів фонових галактик не є тривіальною задачею, оскільки спостережні зображення в тій чи іншій мірі завжди є спотвореними. Перелічимо основні чинники, які треба враховувати при аналізі спостережних даних (більш детальне обговорення див., наприклад, у [5]).

(а) Необхідно мати надійний алгоритм, щоб відрізнити фонові галактики від слабких зірок. (б) Галактики не виглядають як ідеальні світні кола і мають свою власну форму, якій притаманна велика еліптичність. (с) Функція розсіювання точки системи атмосфера + телескоп розмиває зображення і може як згладжувати ефекти лінзування, так і вносити систематичний інструментальний зсув через власну анізотропію. (д) Сучасні астрономічні приймачі записують зображення у дискретному вигляді, як набір елементів-пікселів, що може маскувати ефекти слабого лінзування. (е) Шуми приймачів створюють додаткову невизначеність у спостережних даних. (ф) Для вивчення залежності космічного зсуву від червоного зміщення (так звана трьохвимірна томографія) необхідно підвищити точність фотометричних червоних зміщень фонових галактик, яка на даний момент є низькою.

Кожний з цих чинників потребує ретельного аналізу з подальшим корегуванням. Особливо це стосується впливу функції розсіювання точки. Для слабого лінзування звичним знаряддям перевірки спроможності того чи іншого методу коректно виключати систематичні похибки стало тестування з використанням модельних даних (див. сайт [9]). Важливо також зауважити, що в лінійному наближенні космічний зсув є безвихоревим (див. формулу (1)), і ця властивість слугує ще одним важливим тестом надійності опрацювання спостережних даних.

**Двохточкова кореляційна функція.** Нехай нам вдалося отримати розподіл зсуву  $\gamma$  в деякій ділянці неба. Щоб кількісно описати ефекти слабого лінзування, використовується апарат кореляційних функцій. В загальному випадку, якщо фонові галактики знаходяться в  $i$ -му та  $j$ -му бінах червоного зміщення  $z$ , двухточкова кореляційна функція визначається як

$$\xi_{ij}(|\theta_1 - \theta_2|) = \langle \gamma_i(\theta_1) \cdot \gamma_j^*(\theta_2) \rangle. \quad (3)$$

Зазначимо, що в наближенні слабого лінзування двухточкова кореляційна функція збіжності  $\kappa$  тотожна функції (3). В деяких роботах вже використовуються кореляційні функції вищих порядків.

Спектр потужності зсуву  $C_{ij}(l)$  при кутовому хвильовому числі  $l$  є перетворенням Фур'є функції  $\xi_{ij}(\theta)$ . Як і лінійний потенціал  $\Psi$ ,  $C_{ij}(l)$  залежить від розподілу всіх видів матерії вздовж променя зору і його можна записати як зважену проекцію спектра потужності розподілу густини маси  $P_\delta(l)$  [7]. Таким чином, залежність ефектів слабого лінзування від глобальної структури Всесвіту вказує на те, що статистику зсуву можна використовувати для встановлення обмежень на значення космологічних параметрів, а також безпосередньо вивчати розподіл темної матерії та темної енергії.

**Результати.** Тепер стисло розглянемо сучасні застосування слабого лінзування, зупиняючись, за браком місця, лише на декількох, найбільш показових роботах.

**Космологічні обмеження.** На даний час, якщо не залучати дані інших спостережень, через брак точної інформації про червоні зміщення фонових галактик та порівняно мале покриття неба існуючими оглядами слабе лінзування дає обмеження лише на комбінацію параметру густини матерії  $\Omega_m$  та амплітуди середньоквадратичних флуктуацій маси всередині сфери радіуса  $8h^{-1} \text{ Mpc}$   $\sigma_8$ .

Наприклад, в роботі [8] був виконаний трьохвимірний аналіз огляду *HST COSMOS*, що покриває  $\sim 2 \text{ кв. град}$  неба, а об'єм вибірки – близько півмільйона фонових галактик. Знання наближених фотометричних червоних зміщень дозволило розподілити ці галактики по кількох бінах. Для кожного з цих бінів було знайдене поле зсуву і побудовані двухточкові кореляційні функції. У підсумку були отримана оцінка комбінації космологічних параметрів  $\sigma_8 (\Omega_m/0.3)^{0.44} = 0.866^{+0.085}_{-0.068}$  та прослідкований розвиток великомасштабної структури з часом.

На поточний момент найбільшим оглядом космічного зсуву є *CFHTLS (Canada-France-Hawaii-Telescope Legacy Survey)*, що покриває загалом  $140 \text{ кв. град}$ . В [3] була знайдена двухкомпонентна кореляційна функція зсуву за спостереженнями фонових галактик з граничною зоряною величиною  $i' = 24.5$  в межах  $57 \text{ кв. град}$ . Комбінуючи свої результати з даними трьохрічних спостережень космічного мікрохвильового випромінювання за відомим проектом *WMAP*, автори спромogliся отримати розділені оцінки:  $\Omega_m = 0.248 \pm 0.019$ ,  $\sigma_8 = 0.771 \pm 0.029$ .

У майбутньому, при наявності високоточної інформації про червоні зміщення та появи нових, більш широких оглядів можна чекати на справжній прорив у вивченні великомасштабної структури за допомогою слабого лінзування.

**Лінзування галактик галактиками.** Всі фонові галактики зазнають впливу від слабого лінзування галактиками, що знаходяться на передньому плані. Цей ефект призводить до незначної додаткової еліптичності у кілька відсотків із тенденцією витягання фонових галактик по дотичній до галактики переднього плану і спостерігається лише статистично як середнє, взяте за ансамблем багатьох пар галактик фону та переднього плану. В цьому напрямку досліджень зроблені перші кроки з метою побудови реалістичних моделей розподілу матерії у масивних темних гало галактик.

**Картографія скупчень.** Слабе лінзування, поряд із сильним, дозволяє реконструювати розподіл матерії, світної та темної, всередині скупчень галактик. Починаючи з 1990х було картографовано близько сотні скупчень. Найбільш вражаючий приклад – система 1E 0657-558, яке є результатом зіткнення двох скупчень. В роботі [2] показано, що розподіл гавітаційного потенціалу в цій системі не відслідковує розподіл плазми, головної баріонної компоненти маси, а радше пов'язаний з розподілом галактик, що найбільш вірогідно свідчить про наявність домінуючої темної матерії.

**Слабе лінзування та космічне мікрохвильове фонове випромінювання (КМФ).** Це випромінювання є унікальним об'єктом вивчення, тому що несе інформацію про дуже ранній Всесвіт ( $z = 1100$ ). Теоретичний розгляд показує, що великомасштабні лінзи згладжують піки спектра потужності КМФ, а дрібномасштабні викликають появу додаткової потужності в області затухання через дифузію. Загалом лінзування має істотний вплив ( $\sim 10\%$ ) на спектр потужності КМФ лише при великих кутових хвильових числах  $l > 1000$  (відповідний кутовий масштаб  $\sim 0.1^\circ$ ), що, в принципі, можливо детектувати місією *Planck* [4].

**Висновки та перспективи.** З викладеного випливає, що слабке лінзування може зондувати розподіл всіх видів матерії, включаючи темну, на різних масштабах. Так, лінзування галактик галактиками дає змогу вивчати структуру темних галактичних гало. Лінзування скупченнями надає виключну можливість картографувати розподіл гравітаційного потенціалу в цих структурах, а також детектувати темні скупчення, що проявляють себе лише слабким лінзуванням галактик переднього плану. Нарешті, статистика космічного зсуву дозволяє вивчати будову Всесвіту та відслідковувати часове зростання його структури.

Таким чином, гравітаційне лінзування відіграє ключову роль у зондуванні космічних структур різних масштабів, позаяк воно реагує на всі типи матерії. Першочерговою задачею є створення більш широких та глибоких оглядів неба і покращення точності та надійності вимірювань слабого лінзування. У найближчі 10-15 років планується, використовуючи наземні та космічні інструменти, створити огляди, які покриватимуть до 20000 кв. град. з ефективним числом фонових об'єктів до 100 в одній кв. минуті (для більш детальної інформації див. [5] або сайти відповідних проектів). Якщо ці плани будуть реалізовані, можна буде не тільки значно покращити існуючі результати, але й розширити саме коло розв'язуваних задач, включаючи зсування природи темної енергії, тестування альтернативних теорій гравітації тощо.

1. Bartelmann M., Schneider P. Weak gravitational lensing // Phys. Repts – 2001. – Vol. 340, No. 4-5. – P. 291-472. 2. Clowe D., Bradac M., Gonzalez A. H. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 348, No. 1. – P. L109-L113. 3. Fu E., Semboloni H., Hoekstra M. et al. Very weak lensing in the CFHTLS Wide: Cosmology from cosmic shear in the linear regime // Astron. Astrophys. – 2000. – Vol. 479, No. 1. – P. 9-25. 4. Hanson D., Challinor A., Lewis A. Weak lensing of the CMB // arXiv:0911.0612v1 [astro-ph.CO]. 5. Hoekstra H., Jain B. Weak gravitational lensing and its cosmological applications // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2008. – Vol. 58. – P. 99-123. 6. Huterer D. Weak lensing, dark matter and dark energy // arXiv:1001.1758v2 [astro-ph.CO]. 7. Kaiser N. Weak gravitational lensing of distant galaxies // Astroph. J. – 1992. – Vol. 388, No. 1. – P. 272-286. 8. Massey R., Rhodes J., Leauthaud A. et al. COSMOS: Three-dimensional weak lensing and the growth of structure // Astrophys. J. Suppl. – 2007. – Vol. 172, No. 1. – P. 239-253. 9. The Shear TEsting Programme STEP // <http://www.physics.ubc.ca/~heyman/step.html>

Надійшла до редколегії 16.06.10

УДК 523.947; 523.98:523.985-125

М. Пішкало

## ЗАЛЕЖНІСТЬ ІНДЕКСУ СТИСНУТОСТІ СОНЯЧНОЇ КОРОНИ ВІД РІВНЯ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

*Зібрано 165 значень величини індексу фотометричної стиснутості сонячної корони  $\varepsilon = a+b$  (за визначенням Людендорфа) за матеріалами спостережень під час 59 повних сонячних затемнень 1851–2009 рр. Досліджено залежність індексу  $a+b$  від фази сонячної активності та від щоденного і середньомісячного значення числа Вольфа. Індекс стиснутості  $a+b$  антикорельює із величиною сонячної активності. Значення індексу стиснутості корони поблизу мінімуму 24-го циклу сонячної активності використано як передвісник для прогнозу максимальної амплітуди 24-го циклу. Отримано, що максимальна амплітуда 24-го циклу сонячної активності за числами Вольфа приблизно становитиме 92.5.*

*165 values of the solar corona photometric flattening index  $\varepsilon = a+b$  (according to Ludendorff) were collected using data on 59 total solar eclipses in 1851–2009. The flattening index  $a+b$  dependences on phase of solar activity and daily and monthly sunspot numbers were investigated. The flattening index  $a+b$  is in anti-correlation with solar activity. The value of the flattening index at the minimum of solar cycle 24 was used as precursor to forecast maximal amplitude of the cycle. It was found that maximal amplitude of solar cycle 24 in terms of the Wolf's numbers will amount to about 92.5.*

Форма сонячної корони змінюється із сонячним циклом від "мінімальної" корони, що характеризується двома яскравими променями-стрімерами, орієнтованими вздовж екватора, до "максимальної" корони із великою кількістю орієнтованих по всьому лімбі переважно радіальних яскравих променів. На даний час встановлено, що форма і структура корони визначаються глобальними і локальними великомасштабними магнітними полями Сонця.

У 1928 р. Людендорф [7] запропонував для кількісної характеристики форми сонячної корони під час затемнення використовувати параметр фотометричної стиснутості корони  $\varepsilon$ , що визначається як деяка функція протяжності корони у полярних і екваторіальних напрямках за формулою

$$\varepsilon = \frac{d_0 + d_1 + d_2}{D_0 + D_1 + D_2} - 1,$$

де  $d_0$  – екваторіальний діаметр ізофоти (чи ізоденси),  $d_1$  і  $d_2$  – діаметри ізофот на відстанях  $\pm 22.5^\circ$  від  $d_0$ ,  $D_0$  – полярний діаметр ізофоти,  $D_1$  і  $D_2$  – діаметри ізофот на відстанях  $\pm 22.5^\circ$  від  $D_0$ . Спостережена поблизу лімба залежність  $\varepsilon$  від відстані від центра сонячного диска може бути апроксимована лінійним виразом  $\varepsilon = a+b(r-1)$ , де  $r$  – середній екваторіальний радіус ізофоти, виражений у сонячних радіусах. Коли  $r = 2$ , то  $\varepsilon = a+b$ . Тобто,  $a+b$  – це екстрапольоване на відстань двох сонячних радіусів значення параметра фотометричної стиснутості корони  $\varepsilon$ .  $a+b$  і є класичним параметром Людендорфа; його ще називають індексом фотометричної стиснутості сонячної корони. Саме за цим параметром порівнюються корони під час різних повних сонячних затемнень. Цей індекс є досить чутливим до довжини хвилі, характеристик приймача випромінювання і кількості точок, вибраних дослідником для лінійної апроксимації початкової спостереженої залежності  $\varepsilon(r)$  при  $r = 1.1$ –1.6.

У даній роботі нами зібрані і проаналізовані 165 визначень параметра  $\varepsilon = a+b$  за різними літературними джерелами для 59 повних сонячних затемнень 1851–2009 рр., з них 28 визначень отримано безпосередньо нами з аналізу зображень сонячної корони або її ізофот. На рис. 1 і 2 показані залежності параметра  $a+b$  від середньомісячного числа Вольфа і від фази сонячної активності. Фаза сонячної активності для моменту затемнення була обрахована за відомою 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 найближчих мінімуму і максимуму сонячного циклу. Значення  $T_{\text{мін}}$  і  $T_{\text{макс}}$  були знайдені нами за середньомісячними числами Вольфа (<http://sidc.oma.be>), що були попередньо двічі згладжені ковзаючим усередненням по 13-ти точках.