

Радіоастрономічний інститут
Національної академії наук України
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Сергєєв Олексій Володимирович

УДК 524.7-735+524.7-77
524.355, 52-77, 524.355

ДИСЕРТАЦІЯ

**ГРАВІТАЦІЙНО ЛІНЗОВАНА СИСТЕМА SBS 1520 + 530: ОПТИЧНІ
СПОСТЕРЕЖЕННЯ ТА МОДЕЛЮВАННЯ**

01.03.02 — астрофізика, радіоастрономія

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико - математичних наук.

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

О. В. Сергєєв

Науковий керівник О. П. Железняк кандидат фізико-математичних наук,
провідний науковий співробітник.

Харків - 2018

АНОТАЦІЯ

Сергєєв О.В. Гравітаційно лінзована система SBS 1520 + 530: оптичні спостереження та моделювання. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.03.02 «Астрофізика, радіоастрономія». — Радіоастрономічний інститут Національної академії наук України; Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2018.

У дисертації дана коротка історія відкриття ефекту гравітаційного лінзування. Наведені приклади спостережуваного прояву гравітаційного лінзування у Всесвіті, а також приклади існуючих міжнародних проектів спостережень. Представлена класифікація ефектів гравітаційного лінзування, заснована на фізичних і часових масштабах. Розглядаються деякі застосування ефекту гравітаційного лінзування для розв'язку ряду астрофізичних і космологічних задач. Особлива увага приділена основним поняттям і формулам теорії гравітаційного лінзування, які необхідні для аналізу даних спостережень ГЛС SBS 1520+530.

Розділ «Отримання та редукція зображень SBS 1520 + 530» присвячено опису умов, методики спостережень та дослідженню характеристик світлоприймальної апаратури, що використовувалась для спостережень ГЛС SBS 1520+530.

Регулярні спостереження гравітаційно лінзованого квазару SBS 1520 + 530 почались у 1999 року колективом спостерігачів з Узбекистану, Росії та України. У дисертаційній роботі представлені дані спостережень, отримані в період 1999-2009 років.

У ході моніторингу гравітаційно лінзованого квазару SBS 1520+530 на телескопі АЗТ-22 (Узбекистан) у якості приймача випромінювання засто-

совувалися три різні ПЗЗ камери. За цей період найбільшу кількість зображень ГЛС SBS 1520+530 було отримано у смузі R - близько 2500 зображень за 420 ночей, приблизно 650 кадрів за 150 ночей у смузі V та 530 зображень за 115 ночей у смузі I. Медіанна середня якість зображень FWHM (Full Width at Half of Maximum) для зображень ГЛ SBS 1520+530 у фільтрі R за час моніторингу становила ≈ 1.1 кутової секунди.

У ході виконання спостережень ГЛС SBS 1520+530 на телескопі АДТ-22 автор дисертації брав участь у розробці та установці системи автоматичного гідуювання [11], який компенсує невеликі похибки ведення годинного механізму, гнуття труби та вилки телескопу, а також ефекти атмосферної рефракції за час експозиції з частотою $1 \div 0.1 \text{ Hz}$.

Розділ «Фотометрія компонентів гравітаційно лінзової системи SBS 1520 + 530 та їх аналіз» присвячено увагу фотометрії зображень ГЛК, отриманих в VRI смугах, побудові кривих блиску та її аналізу.

Фотометрія SBS 1520+530 проводилася методом, спеціально розробленим для фотометрії слабких, близько розташованих джерел, якими є більшість гравітаційно лінзованих квазарів. Даний метод дає високу внутрішню збіжність на неоднорідному спостережному матеріалі, що було показано в роботі [8].

Алгоритм фотометрії заснований на методі інверсної фільтрації, при якому зображення фотометрованого об'єкту $s(x, y)$ можна перетворити так, щоб розподіл інтенсивності у ФРТ (Функція Розсіяння Точки) опищувався аналітичною функцією.

До виконання процедури фотометрії компонентів, в кожному із зображень усувалися дифракційний промінь і ореол від яскравої зірки (приблизно 12 зоряної величини), яка знаходиться поблизу області зображення ГЛС SBS 1520+530 [3].

Криві блиску зображень A і B для системи SBS 1520+530, отримані у період спостережень 1999-2009 років, є найбільш тривалими та детальними

з опублікованих на сьогодні.

Криві блиску зображень квазара А і В показують змінність обох компонентів з амплітудами порядку 0.2^m і характерними періодами від 0.5 до двох років. Однак синхронні за часом зміни блиску є різними за амплітудою у різних спектральних смугах. Криві блиску в V фільтрі флуктуюють значно сильніше, ніж у фільтрі I. Така поведінка може бути пов'язана як безпосередньо зі структурою квазара, так і з ефектом мікролінзування.

За даними спостережень ГЛК SBS 1520+530 можна стверджувати, що розмір квазара в смузі пропускання фільтру I більше розміру квазара, що спостерігається в смугах R і V.

Уперше для SBS 1520+530 була отримана залежність зміни показника кольору лінзованого квазара від його блиску. Середні значення показника кольору (V-I) для компонентів А і В становлять $0.63 \pm 0.01m$ і $0.70 \pm 0.01m$, відповідно. Нахили лінії регресії показника кольору кривих А і В мають значення $k_A = 0.31 \pm 0.04$ для зображення компонента А і $k_B = 0.32 \pm 0.03$ для компонента В. Відмітимо, що компонент В, розташований ближче до центру лінзуючої галактики, є більш червоним, що можна пояснити відомим фактом залежності поглинання світла в галактиках від довжини хвилі.

Також уперше були отримані значення залежностей показників кольору (V-I) від (V-R). Значення нахилу лінії регресії було розраховано як геометричне середнє відносно значень нахилу показника кольору (V-R)-(V-I) і значень нахилу показника кольору (V-I)-(V-R). Величини нахилу дорівнюють $k_A = 1.53 \pm 0.10$ і $k_B = 1.68 \pm 0.14$ для компонентів А и В, відповідно. Дана залежність характеризує закон поглинання світла в лінзуючій галактиці SBS 1520+530.

Аналіз кривих блиску зображень квазара А і В показує повільну розсинхронізацію кривих протягом усього періоду спостережень. Таку поведінку можна пояснити ефектом мікролінзування. У роботі була побудована рі-

зниця кривих блиску А-В у фільтрі R. Зміни різниці блиску становить $\approx 0.036 \pm 0.001^m$ у рік. На фоні лінійного тренда кривої мікролінзування помітні й більш слабкі, порядку 5 відсотків, швидкі флуктуації блиску.

У дисертації було визначено нові значення часу запізнювання сигналу між компонентами А і В ГЛС SBS 1520+530 з урахуванням ефекту мікролінзування. Для цього були використані криві блиску у фільтрі R, що є найбільш повними. У роботі був використаний метод *мінімуму дисперсії* [27] для визначення часу запізнювання. Помилка визначення часу запізнювання визначалася методом Монте-Карло. Величина часу запізнювання сигналу між зображеннями квазара становить $\delta t_{A,B} = 96.4 \pm 3.5$ днів.

Останній розділ дисертаційної роботи «Моделювання гравітаційно лінзованої системи SBS 1520 + 530» присвячено моделюванню системи SBS 1520 + 530, порівнянню моделі з даними спостережень й отриманню оцінок її фізичних параметрів.

У розділі наводиться розв’язання рівняння лінзи (або абераційного рівняння) для системи SBS 1520 + 530. Розподіл речовини в лінзі-галактиці задається моделлю сингулярної ізотермічної сфери з асиметрією (SIS + γ).

У дисертації були визначені координати зображень квазару і параметри лінзуючої галактики за вимірюваннями кадрів, отриманих на космічному телескопі ім. Хабла. Ці параметри використовувались при побудові моделі ГЛ системи SBS 1520 + 530.

Було розв’язане рівняння лінзи й отримано значення кутового розміру радіуса кільця Ейнштейна лінзи-галактики, що дорівнює $0.816''$ та відповідає масі лінзуючої галактики $4.647^{+1.1}_{-0.4} \text{кГ} = 2.34^{+1.1}_{-0.4} M_{\odot}$.

Отримане в ході аналізу кривих блиску SBS 1520+530 значення часу затримки сигналу між двома зображеннями квазару дозволило оцінити значення сталої Хабла, що дорівнює $H = 66.5^{+8.4}_{-6.0} \frac{\text{км}\cdot\text{с}}{\text{Мпк}}$.

Наявність подій мікролінзування у системі SBS 1520+530 дозволило провести числовий аналіз та отримати оцінки фізичних параметрів лінзи-

галактики та квазару.

Була отримана оцінка значення трансверсальної швидкості квазару в рамках кінематичної моделі, яка дорівнює $\approx 331 \text{ км/сек}$.

У рамках моделі стандартного акреційного диска були отримані оцінки значень ефективного радіуса квазару системи SBS 1520+530 у фільтрах: $r_V = 2.4 \cdot r_0 = 3.9 \cdot 10^{15} \text{ см}$, $r_R = 2.5 \cdot r_0 = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ см}$, $r_I = 2.9 \cdot r_0 = 4.8 \cdot 10^{15} \text{ см}$.

Для аналізу подій мікролінзування у даній роботі був реалізовано алгоритм генерації каустичної картини з використанням технології CUDA (Compute Unified Device Architecture) для паралельних обчислень з використанням графічного процесора.

В роботі показано, що найбільш імовірний розмір джерела системи SBS 1520 + 530 становить $3 \cdot 10^{16} \text{ см}$, а маса мікролінз у лінзі-галактиці дорівнює приблизно 0.3 маси Сонця.

Також у роботі було проаналізовано вплив кількості розподіленої матерії в лінзі-галактиці на імовірність спостережуваного в системі SBS 1520 + 530 процесу мікролінзування. За результатами моделювання виходить, що максимальне значення ймовірності відповідає масам мікролінз у діапазоні $m_{\odot} = 0.1 - 0.5 \text{ мас Сонця}$, а найбільш ймовірна кількість розподіленої складової речовини, яка може містити і темну матерію, становить близько $\sigma_s = 75\%$.

Ключові слова: гравітаційне лінзування, квазари, мікролінзування, космологія, ПЗЗ приймачі, фотометрія, числове моделювання.

ABSTRACT

O. V. Sergeyev. Gravitationally lensed system SBS 1520 + 530: optical observation and modeling. — Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for a Candidate Degree in Astrophysics: Specialty 01.03.02 «Astrophysics, radioastronomy». — Institute of Radio Astronomy of the National Academy of Sciences of Ukraine; — V. N. Karazin Kharkiv National University, the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2018.

The dissertation focuses on a study of gravitationally lensed effects. The thesis contains a brief history of the gravitational lensing effect discovery, examples of observed manifestations of gravitational lensing in the Universe as well as examples of existing international observation projects. The classification of gravitational lensing effects based on the physical and temporal scales is presented. Some applications of the gravitational lensing effect for the solution of a number of astrophysical and cosmological problems are considered. Particular attention is paid to the basic notions and formulas of the gravitational lensing theory, which are necessary for analysis of the GLS SBS 1520 + 530 observations.

Chapter «Receiving and reduction of SBS 1520+530 images» is focused on the description of conditions, observation techniques, and the study of characteristics of light receiving equipment, which was used for the gravitationally lensed quasar (GLQ) SBS 1520 + 530 observation. Regular observations of the GLQ SBS 1520+530 began in 1999 with a team of observers from Ukraine, Uzbekistan, and Russia. We analyze the observational data obtained in 1999-2009.

Three different CCD cameras were used during the monitoring of the gravitationally lensed quasar SBS 1520 + 530 with the telescope AZT-22 (Uzbekistan). The largest number of GLS SBS 1520+530 images, about 2,500 images per 420 nights, were obtained in the R band, approximately 650 frames per 150 nights in the V band, and 530 images for 115 nights in the I band. The

median average of image quality (FWHM) was ≈ 1.1 angular seconds for SBS 1520+530 images in the R filter.

Chapter «Photometry of the components of the gravitational lens system SBS 1520 + 530 and its analysis» focuses on the photometry of the GLS images in the VRI bands, and on the magnitude curves analysis.

Photometry of SBS 1520 + 530 was conducted by a specially developed method for the photometry of weak, closely spaced sources, which are most of the gravitationally lensed quasars. This method gives a high inner convergence on the non-uniform observational material as shown in [8].

The photometry algorithm is based on the inverse filtering method, in which the image of the photometric object can be transformed so that the intensity distribution in the PSF (Point Spread Function) is described by some analytic function.

Prior to the photometry procedure, the diffraction beam and the halo from the near located bright star (approximately 12 mag.) were removed [3].

Up to date the light curves of the A and B images for the SBS 1520 + 530 system, obtained during the observational period of 1999-2009, are the most long-term and detailed.

It is shown a variability of both components with an amplitudes about 0.2^m and characteristic times from half to two years. However, the time synchronous changes in the brightness of quasar components are different by amplitude for the different spectral bands. This behavior can be related both to the quasar structure and to the microlensing effect.

According to observations of GLQ SBS 1520+530 it can be argued that the size of the quasar in the bandwidth of the filter I is greater than the quasar size in the R and V bands.

For the first time, the color dependence versus brightness for the SBS 1520 + 530 was obtained. The average color value (V-I) for components A and B is 0.63 ± 0.01^m and 0.70 ± 0.01^m , respectively. The slope of the regression line of

the color index has the value $k_A = 0.31 \pm 0.04$ for the image of component A and $k_B = 0.32 \pm 0.03$ for component B. We note that the component B, located closer to the center of the lensing galaxy, is more red, that can be explained by the known fact of light absorption in a galaxies depending on the wavelength.

Also, for the first time, the values of dependencies of color indices (V-I) from (V-R) were obtained. The value of the slope of the regression line was calculated as the geometric mean with respect to the values of the inclination of the color index (V-R) - (V-I) and the values of the inclination of the color index (V-I) - (V-R). The slope values are $k_A = 1.53 \pm 0.10$ and $k_B = 1.68 \pm 0.14$ for components A and B, respectively. This dependence characterizes the law of a light absorption in the lensing galaxy SBS 1520 + 530.

The analysis of light curves of A and B images shows a slow difference of the curves brightness throughout the observation period. This behavior can be explained by the microlensing effect. In the thesis the difference between the A-B shine curves in the filter R was constructed. The difference of the light curves brightness is $\approx 0.036 \pm 0.001^m$ per year. The fast weak brightness fluctuations are visible on the background of the linear trend of the microlensing curve.

The new values of the time delay of the signal between A and B components of SBS 1520 + 530, taking into account a microlensing effect, were obtained too. The time delay between quasar images is $\delta t_{A,B} = 96.4 \pm 3.5 \text{ days}$. The most complete light curves of R band for the microlensing effect correction and the minimum dispersion method for time delay value determination were used. The time delay error was determined by the Monte Carlo method.

Last chapter of the dissertation «Simulation of the gravitationally lensed system SBS 1520 + 530» is dedicated to the simulation of the system SBS 1520 + 530, to the comparison of the model with the data of observations and estimates of its physical parameters.

We give the solution of the lens equation (or aberration equation) for the SBS 1520 + 530 system. The distribution of matter in the galaxy lens is given

by the model of a singular isothermal sphere with asymmetry (SIS + γ).

Coordinates of the quasar images and the parameters of the lensing galaxy of SBS 1520 + 530 system were measured from frames obtained with Hubble Space Telescope and were used for GLS model development.

Lens equation was solved and the value of the angular radius size of the Einstein ring of the lens-galactic is equal $0.816''$, which corresponds to the mass of the lensing galaxy $4.647^{+41}_{-11} \text{kg} = 2.34^{+11}_{-11} M_{\odot}$.

The results, obtained during the light curves analysis of SBS 1520 + 530, allowed us to estimate a value of the Hubble constant as $H = 66.5^{+8.4}_{-6.0} \frac{\text{km}\cdot\text{c}}{\text{Mpk}}$.

A presence of microlensing events in the SBS 1520 + 530 system allowed as to perform a numerical analysis and to estimate the physical parameters of the lensing galaxy and quasar.

A value of the transversal quasar velocity within the kinematic model for SBS 1520+530 was obtained. An average transversal velocity of components is equal to $\approx 331 \text{km/sec}$.

The estimates of the effective radius values of the SBS 1520 + 530 quasar in the standart accretion disk model were obtained: $r_V = 2.4 \cdot r_0 = 3.9 \cdot 10^{15} \text{cm}$, $r_R = 2.5 \cdot r_0 = 4.2 \cdot 10^{15} \text{cm}$, $r_I = 2.9 \cdot r_0 = 4.8 \cdot 10^{15} \text{cm}$.

We implemented a algorithm for generating a caustic pattern using CUDA technology (Compute Unified Device Architecture) for the analysis of microlensing events.

It is shown that the most probable size of the quasar-source of the SBS 1520 + 530 system is $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}$, and the mass of microlenses in the lens galaxy is about 0.3 of the Solar mass.

The influence of the quantity of distributed matter in the galaxy lens on the probability of the microlensing process observed in the SBS 1520 + 530 system was analyzed. According to our simulation, the maximum probability value corresponds to the microlenses masses in the range of $m_{\odot} = 0.1 - 0.5$ of the Solar mass, and the most probable amount of a smooth component of the

matter, which may also include dark matter, is about $\sigma_s = 75\%$

Key words: gravitational lensing, quasars, microlensing, cosmology, CCD receivers, photometry, numerical simulation.

Список публікацій здобувача за темою дисертації.

Матеріали дисертації викладені у 13 статтях у наукових фахових журналах і додатково висвітлені у 13 матеріалах міжнародних наукових конференцій:

В наукових фахових виданнях:

- [1] V. Dudinov, P. Bliokh, B. Paczynski, H. N. Omma, R. Schild, W. Colley, V. Vakulik, A. Zheleznyak, A. **Sergeyev**, B. Artamonov, S. Nuritdinov, and S. Ehgamberdiev, “A program of international cooperative investigation of gravitational lens systems”, *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel Supplement*, vol. 3, pp. 170–173, 2000,
В цій роботі автор брав участь у отриманні спостережного матеріалу та обговоренні отриманих результатів.
- [2] A. Zheleznyak, A. **Sergeev**, and V. Konichek, “Optical monitoring of gravitationally lensed quasar sbs 1520+530”, *Вісник Київського національного університету*, vol. 39-40, pp. 81–85, 2003,
Для цієї роботи автор проводив спостереження на телескопі АДТ-22, проводив попередню обробку спостережного матеріалу та брав участь обговоренні отриманих результатів.
- [3] А. Железняк, А. **Сергеев**, and О. Бурхонов, “Результаты оптических наблюдений гравитационной линзы sbs 1520+530 на майданской обсерватории”, *Астрономический Журнал*, vol. 80, pp. 756–766, 9 2003,
У цій роботі брав участь у спостереженні гравітаційно линзованого квазару, проводив фотометричну обробку спостережного матеріалу, проводив моделювання та аналізі отриманих результатів.

- [4] E. A. Koptelova, B. P. Artamonov, V. V. Bruevich, O. A. Burkhonov, and A. V. **Sergeev**, “Variability of the gravitational lens um 673 in 2003–2005”, *Astronomy Reports*, vol. 52, pp. 270–277, 2008,

У рамках цієї роботи автор брав участь у постановці завдання та спостереженнях. Також автором було проведена попередня обробка і виконано аналіз отриманих результатів.

- [5] V. N. Shalyapin, L. J. Goicoechea, E. Koptelova, B. P. Artamonov, A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, T. A. Akhunov, O. A. Burkhonov, S. N. Nuritdinov, and A. Ullán, “Microlensing variability in fbq 0951+2635: short-time-scale events or a long-time-scale fluctuation?”, *MNRAS*, vol. 397, pp. 1982–1989, 2009,

Для цієї роботи автором було частково отримано данні спостережень, їх обробка та фотометричний аналіз. Автор брав активну участь в обговоренні результатів і побудові кривих блиску.

- [6] V. G. Vakulik, V. M. Shulga, R. E. Schild, V. S. Tsvetkova, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, B. P. Artamonov, A. Y. Kochetov, G. V. Smirnov, A. V. **Sergeyev**, V. V. Konichek, I. Y. Sinelnikov, V. V. Bruevich, T. Akhunov, and O. Burkhonov, “Time delays in pg 1115+080: new estimates”, *MNRAS*, vol. 400, pp. L90–L93, 2009,

Для цієї роботи автор отримав данні спостережень, зробив їх попередню обробку за допомогою розробленого їм спеціалізованого програмного забезпечення, а також брав участь у написанні статті.

- [7] V. S. Tsvetkova, V. G. Vakulik, V. M. Shulga, R. E. Schild, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, B. P. Artamonov, A. Y. Kochetov, G. V. Smirnov, A. V. **Sergeyev**, V. V. Konichek, I. Y. Sinelnikov, A. P. Zheleznyak, V. V. Bruevich, R. Gaisin, T. Akhunov, and O. Burkhonov, “Pg1115+080: variations of the a_2/a_1 flux ratio and new values of the time delays”, *MNRAS*, vol. 406, pp. 2764–2776, 2010,

В основу цієї роботи лягли отриманні автором результати спостере-

жень гравітаційно лінзованого квазару. Також автором було частково проведена обробка та побудова кривих блиску зображень квазару.

- [8] V. N. Dudinov, G. V. Smirnov, V. G. Vakulik, A. V. **Sergeev**, and A. E. Kochetov, “Gravitational lens system q2237+0305 in 2001-2008: observations on mt. maidanak”, *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 2, pp. 115–124, 2011,

Автор брав участь у постановці задачі, розробці плану спостережень та брав активну участь у проведенні спостережень на телескопі АДТ-22. Також автор брав участь у написанні цієї статті та обговоренні результатів аналізу.

- [9] E. Koptelova, W. P. Chen, T. Chiueh, B. P. Artamonov, V. L. Oknyanskij, S. N. Nuritdinov, O. Burkhonov, T. Akhunov, V. V. Bruevich, O. V. Ezhkova, A. S. Gusev, A. V. **Sergeyev**, S. A. Ehgamberdiev, and M. A. Ibragimov, “Time delay between images of the lensed quasar um673”, *A&A*, vol. 544, A51, A51, 2012,

Автор брав участь у отриманні нового спостережного матеріалу, обчислюванні результатів аналізу та розробці програмного забезпечення.

- [10] E. Y. Bannikova, V. G. Vakulik, and A. V. **Sergeev**, “N-body simulation of a clumpy torus: application to active galactic nuclei”, *MNRAS*, vol. 424, pp. 820–829, 2012,

Автором було виконано розробка програмного забезпечення, та аналіз результатів обчислювання. Автор брав активну участь у постановці задачі й обговоренні результатів моделювання.

- [11] A. **Sergeev**, O. Burkhonov, V. Dudinov, A. Zheleznyak, Y. Krugly, I. Molotov, V. Shulga, V. Ehgamberdiev S. A. Konichek, and A. Kochetov, “The modernization of azt-22 telescope of maidanak high-altitude observatory: testing results”, *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 1, pp. 20–25, 2014,

Автор брав участь у розробці гідуючого пристрою, установці його

на телескопі та проводив тестування. Автор брав активну участь у постановці завдання та написанні статті.

- [12] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, and L. J. Goicoechea, “Discovery of the optically bright, wide separation double quasar sdss j1442+4055”, MNRAS, vol. 456, pp. 1948–1954, 2016,
Автору належать: постановка завдання, отримання спостережень, аналіз отриманих результатів та їх аналіз.
- [13] T. A. Akhunov, O. Wertz, A. Elyiv, R. Gaisin, B. P. Artamonov, V. N. Dudinov, S. N. Nuritdinov, C. Delvaux, A. V. **Sergeyev**, A. S. Gusev, V. V. Bruevich, O. Burkhonov, A. P. Zheleznyak, O. Ezhkova, and J. Surdej, “Adaptive psf fitting - a highly performing photometric method and light curves of the gls h1413+117: time delays and micro-lensing effects”, MNRAS, vol. 465, pp. 3607–3621, 2017,
В основу цієї статті лягли отримані автором матеріали спостережень. Автор брав участь у попередньої обробці, обговоренні результатів та написанні статті.

У матеріалах та тезах конференцій:

- [14] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. V. Konichek, O. Burkhonov, and I. E. Sinelnikov, “Optical monitoring of gravitationally-lensed quasar sbs1520+530”, *Radio Astronomy at 70: From Karl Jansky to microjansky. JENAM-2003 Symposium*, 2003.
- [15] V. G. Vakulik, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, O. A. Burkhonov, V. S. Tsvetkova, A. V. **Sergeev**, A. P. Zheleznyak, V. V. Konichek, I. Sinelnikov, and G. V. Smirnov, “Photometric activity in the q2237+ 0305 gravitational lens”, *Вісник Київського національного університету*, vol. 39-40, pp. 19–25, 2003.

- [16] A. P. Zheleznyak, A. V. **Sergeyev**, V. V. Konichek, and I. E. Sinelnikov, “Long-time scale variability and microlensing sign of sbs 1520 + 530”, *Proceedings of VII International Conference Relativistic Astrophysics, Gravitation and Cosmology*, 2005, pp. 7–8.
- [17] A. **Sergeyev**, “Photometric monitoring of sbs 1520+530: long-term variability and microlensing”, *25 Years After the Discovery: Some Current Topics on Lensed QSOs*, L. J. Goicoechea, Ed., 2005, p. 6.
- [18] A. В. **Сергеев**, “Наблюдения гравитационно линзированных квазаров на майданакской обсерватории”, *Актуальные проблемы внегалактической астрономии XXI*, 2005.
- [19] A. **Sergeyev**, “The results of monitoring of glq sbs 1520+530”, *Problems of Gravitational Lensing*, 2007. [Online]. Available: <http://www.sai.msu.ru/news/2007/04/06/linze.html>.
- [20] A. В. **Сергеев**, А. П. Железняк, Т. Акхунوف, О. Бурхонов, and Б. В., “Определение и анализ параметров глс sbs 1520+530 по результатам наблюдений 2000-2006 годах”, *Proceedings of International Conference Relativistic Astrophysics, Gravitation and Cosmology*, 2009.
- [21] V. M. Shulga, V. S. Tsvetkova, A. A. Minakov, V. N. Dudinov, V. G. Vakulik, A. Y. Kochetov, G. V. Smirnov, and A. V. **Sergeyev**, “Strong gravitational lensing as a key to detect dark matter: the results of monitoring pg1115+080 and q2237+0305”, *Proceedings of the 10th G. Gamow’s Odessa Astronomical Conference-Summer School Astronomy and Beyond: Cosmomicrophysics, Cosmology and Gravitation, Astrophysics, Radio Astronomy and Astrobiology*, 2010, pp. 57–64.
- [22] A. **Sergeyev**, “Glq observations at maidanak observatory”, *3th Maidanak Users Meeting*, 2012.
- [23] E. Koptelova, W. P. Chen, T. Chiueh, B. P. Artamonov, V. L. Oknyanskij, S. N. Nuritdinov, O. Burkhonov, T. Akhunov, V. V. Bruevich, O. V. Ezhkova, A. S. Gusev, A. V. **Sergeyev**, S. A. Ehgamberdiev, and M. A.

- Ibragimov, “Time delay between images of the lensed quasar um673”, vol. 25, 2012, pp. 169–171.
- [24] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, and L. J. Goicechea, “Discovery of the optically bright, wide separation double quasar sdss j1442+4055”, *Astronomy and Space Physics in Kyiv University*, 2016, p. 21.
- [25] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, L. J. Goicechea, and O. Burkhonov, “The search gravitationally lensed quasars: the technique and first results.”, *Proceedings of the 16th G. Gamow’s Odessa Astronomical Conference-Summer School Astronomy and Beyond: Cosmomicrophysics, Cosmology and Gravitation, Astrophysics, Radio Astronomy and Astrobiology*, 2016, pp. 11–12.
- [26] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, and L. J. Goicechea, “Gravitationally lensed quasars search program: new double imaged quasar sdss j1617+3827”, *Astronomy and Space Physics in Kyiv University*, 2017, p. 39.

Публікації повністю відображають зміст дисертації.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	4
ВСТУП	6
РОЗДІЛ 1 Основи теорії гравітаційних лінз.	15
1.1. Прояви ефекту гравітаційного лінзування	17
1.1.1. Астрофізичні застосування ефекту гравітаційного лінзування.	24
1.2. Основні формули і поняття.	29
1.2.1. Рівняння лінзи і кут відхилення променя.	30
1.2.2. Координати зображень і коефіцієнт посилення ГЛ.	32
1.2.3. Радіус кільця Ейнштейна і поверхнева щільність мас.	33
1.2.4. Час запізнення сигналу та теорема Ферма.	35
1.3. Висновки	37
РОЗДІЛ 2 Отримання та редукція зображень ГЛС SBS 1520+530.	38
2.1. Спостережний матеріал.	38
2.2. Характеристики телескопа АДТ-22 і застосовуваних приймачів випромінювання.	40
2.2.1. Система автоматичного гідрування.	43
2.3. Попередня обробка зображень.	45
2.3.1. Корекція зміщення нуля.	47
2.3.2. Корекція темнового струму.	48
2.3.3. Корекція нерівномірної чутливості елементів ПЗЗ матриці.	50
2.3.4. Видалення слідів від космічних променів.	53
2.3.5. Корекція нелінійності.	54
2.4. Точність вимірювань і відношення сигнал / шум.	55
2.5. Висновки	57

РОЗДІЛ 3 Фотометрія компонентів гравітаційно лінзованої системи

SBS 1520 + 530 та їхній аналіз.	59
3.1. Фотометрія компонентів ГЛС SBS 1520 + 530.	61
3.1.1. Результати фотометрії зображень, отриманих на теле- скопі АДТ-22 МАО.	64
3.1.2. Результати фотометрії зображень, отриманих на ко- смічному телескопі ім. Хаббла	77
3.2. Мікролінзування.	78
3.3. Час запізнення.	81
3.3.1. Визначення часу запізнення між кривими блиску зо- бражень ГЛК SBS 1520+530.	85
3.4. Варіації показника кольору зображень квазара системи SBS 1520+530.	89
3.5. Висновки	92

РОЗДІЛ 4 Моделювання гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530.

1520+530.	95
4.1. Розв'язання рівняння лінзи для ГЛС SBS 1520+530.	95
4.1.1. Модель ізотермічної сфери з асиметрією.	95
4.2. Оцінка величини сталої Хаббла.	104
4.2.1. Трансверсальна швидкість.	108
4.2.2. Розмір і маса джерела-квазару.	109
4.3. Побудова карти каустик поблизу макрозображень квазару. .	114
4.4. Аналіз модельних кривих блиску SBS 1520+530.	121
4.4.1. Критерій подібності кривих мікролінзування.	121
4.4.2. Форма й розмір джерела.	123
4.4.3. Результати чисельного моделювання процесу мікро- лінзування.	124
4.5. Висновки	132

ВИСНОВОК

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	138
ДОДАТОК	157

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АДТ — Астрономічний Дзеркальний Телескоп

ГЛ — Гравітаційна Лінза

ГЛК — Гравітаційно Лінзований Квazar

ГЛС — Гравітаційно Лінзована Система

ЗТВ — Загальна Теорія Відносності

МАО — Майданакська Астрофізична Обсерваторія

ПЗЗ — Прилад із зарядовим зв'язком

ФРТ — Функція розсіювання точки

ЕМЛ — Ефект мікролінзування

FLRW — метрика Фрідмана-Леметра-Робертсона-Уокера

FWHM — Full Width on Half Maximum

SIS — Сингулярна Ізотермічна Сфера

VLA — Very Large Array

ВСТУП

Робота присвячена вивченню властивостей гравітаційно лінзованих систем на прикладі гравітаційно лінзованої системи (ГЛС) SBS 1520 + 530, шляхом отримання багатокольорових оптичних кривих блиску, їх аналізу та моделювання.

Актуальність дослідження

Результати спостережень ефекту гравітаційного лінзування стали одним з перших експериментальних підтверджень загальної теорії відносності [28]. Набагато пізніше, в середині 60-х років минулого століття Рефсдал (Refsdal) показав, що дані спостережень лінзованих зображень віддаленого джерела — квазара можуть бути використані для визначення значення сталої Хабла, а також незалежної оцінки маси лінзи — галактики [29]. Ця робота прискорила пошуки нового типу об'єктів — гравітаційно лінзованих квазарів. У 1979 році була виявлена перша гравітаційна лінза (ГЛ) Q0957+561 [30], що зіграло надзвичайно важливу роль в астрофізиці, а також в космології, через те, що вперше з'явилася реальна можливість здійснити тестування існуючих космологічних теорій.

Дослідження гравітаційно лінзованих систем (ГЛС) є потужним інструментом для вирішення широкого кола проблем космології й астрофізики. За результатами спостережень ГЛС визначають значення сталої Хабла, досліджують тонку структуру лінзованого квазара, недосяжну іншими методами, розподіл і повну масу в галактиці-лінзі, в тому числі, і приховану [31] [32].

Бурхливий розвиток електроніки та комп'ютерних технологій і, як наслідок, поява нових типів приймачів випромінювання та методів їх обробки, а також введення в дію великих наземних і космічних телескопів привело до зростання обсягу та якості нових відомостей про Всесвіт. На сьогодні відкрито більше сотні гравітаційно лінзованих квазарів [33], з яких лише мала частина досліджена детально.

Практична реалізація визначення параметрів гравітаційно лінзової си-

стеми натрапила на ряд істотних труднощів. Вони пов'язані в першу чергу з обмеженими можливостями спостережень, які не дозволяють розв'язати зворотну задачу визначення параметрів гравітаційно лінзової системи у строгій постановці. Єдина можливість, що використовується на практиці — задаючи розподіл мас галактики-лінзи та геометрію системи, визначати параметри гравітаційної лінзи шляхом розв'язання прямої задачі.

Проблему розв'язання зворотної космологічної задачі, стосовно гравітаційно-лінзових систем, можна умовно розбити на дві складові.

Перша складова, пов'язана з необхідністю задання розподілу маси всередині галактик-лінз або їх скупчень. Для цього, як правило, використовують дані фотометрії гравітаційно лінзованих систем, отримані на космічному телескопі або на великих наземних телескопах, оснащених системою адаптивної оптики. Обмеженість цього підходу пов'язана з тим, що згідно з сучасними уявленнями велика частина маси у Всесвіті зосереджена у так званій темної матерії. Більш того, теоретичні дослідження [34] показали, що існує певний клас перетворень, що призводять до виродження деяких параметрів гравітаційно лінзованих систем.

Друга складова проблеми пов'язана з точним визначенням часу запізнювання сигналу між зображеннями квазара. Для точного визначення часу запізнювання бажано, щоб характерні періоди власних змін блиску квазара були менше або порівнянні з величиною часу затримки. Статистика спостережень власної змінності квазарів дає величину характерних інтервалів зміни блиску квазарів від місяців до декількох років. Тому тільки довготривалий моніторинг гравітаційно лінзованих квазарів може дати прийнятну за точністю величину часу запізнювання сигналу [35]. Але навіть виконання цієї умови може бути недостатньо і пов'язано це з тим, що криві блиску окремих зображень можуть бути сильно збурені ефектом мікролінзування (ЕМЛ).

Першими, хто звернув увагу на те, що навіть окрема зоря всередині лінзуючої галактики може приводити до сильних флуктуацій блиску лін-

зованого джерела, були Чанг і Рефсдал [36]. І хоча, ефект мікролінзування заважає отриманню точного значення часу запізнювання між зображеннями квазара, проте він дає можливість отримати недоступну іншими засобами інформацію про фізичну природу та розподіл матерії, що знаходиться всередині лінзуючої галактики [37].

На даний момент стає очевидним, що основним завданням для наземних спостережень ГЛК стає їх довготривалий моніторинг з метою точного визначення часу запізнювання сигналу між зображеннями компонентів і дослідження ефектів мікролінзування.

Типові ГЛК є порівняно слабкими зображеннями точкового джерела — квазара, що знаходяться на кутовій відстані близько кутової секунди дуги один від одного. Дослідження таких, складних у спостережному плані, об'єктів можливо тільки на порівняно великих телескопах, розташованих в місцях з хорошим астрокліматом.

Одним з таких пунктів є Майданакцька високогірна астрофізична обсерваторія (МАО), що знаходиться в Узбекистані. Обсерваторія розташована на висоті 2600 метрів з одним із найкращих астрокліматів в СНД. Встановлений на обсерваторії 1.5 м телескоп АДТ-22 має систему оптики, яка близька до дифракційної. Телескоп, оснащений сучасною ПЗЗ камерою в поєднанні з гідруючим пристроєм, дозволяє розв'язати актуальні на сьогоднішній день завдання дослідження гравітаційного лінзування.

Перші спостереження гравітаційно-лінзованих квазарів на МАО були проведені в 1987, а регулярні почалися з 1997 року. У той час було відкрито лише кілька десятків ГЛК. Частина знайдених гравітаційно-лінзованих квазарів розташована у південній півкулі, деякі мають блиск компонентів менш 20 зоряної величини, що для цього телескопу було граничним блиском об'єктів, для яких можлива фотометрія з необхідною точністю вимірювань. Кілька відкритих ГЛК мають роздільну відстань між зображеннями квазару менш однієї кутової секунди, що є характерною величиною розмиття точкового зображення земною атмосферою. Тому для програми

моніторингу гравітаційно-лінзованих квазарів на МАО були обрані лише декілька лінзованих об'єктів, одним з яких є SBS 1520+530, відкритий в 1997 році на Спеціальній астрономічній обсерваторії РАН [38].

Система SBS 1520 + 530 складається з двох зображень гравітаційно-лінзованого квазара, розташованих на відстані 1.58 кутових секунд один від одного і мають блиск у середньому 18.5 і 19.4 зоряні величини. Регулярний моніторинг ГЛС SBS 1520 + 530 на 1.5м телескопі Майданакської обсерваторії (Узбекистан) дозволив побудувати якісні криві блиску зображень квазара у декількох діапазонах довжин хвиль. Телескоп, обладнаний сучасною ПЗЗ камерою в поєднанні з пристроєм гідрування, дозволяє отримати спостережний матеріал сучасного рівня якості.

Аналіз отриманих кривих блиску гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530 дозволив отримати оцінки розміру області квазара, що випромінює, інформацію про розподіл речовини, що складає лінзуючу галактику, а також дозволив уточнити значення величини сталої Хабла.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дослідження, покладені в основу дисертаційної роботи, виконувалися в рамках держбюджетних НДР у відділі космічної радіофізики радіоастрономічного інституту:

«Миного » № держ. реєстрації 0107U000030 (2007 — 2010 рр.);

«Зонд» № держ. реєстрації 0107U000026 (2007 — 2009 рр.);

«Миного2» № держ. реєстрації 0111U000062 (2010 — 2015 рр.),

а також в науково — дослідному інституті астрономії Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна, в тому числі:

№ держ. реєстрації 0199U004410 (1999 — 2000 рр.);

№ держ. реєстрації 0101U002490 (2001 — 2003 рр.);

№ держ. реєстрації 0104U000664 (2004 — 2006 рр.);

№ держ. реєстрації 0107U000673 (2007 — 2009 рр.);

№ держ. реєстрації 0110U001033 (2010 — 2011 рр.);

№ держ. реєстрації 0112U006957 (2012 — 2015 рр.),

Автор приймав участь у цільовій програмі НАН України «Астрофізичні та космологічні проблеми прихованої маси і темної енергії Всесвіту» (шифр «Космомікрофізика»)

№ держ. реєстрації 0107U007813 (2007 — 2009 рр.);

№ держ. реєстрації 0110U004538 (2010 р.);

№ держ. реєстрації 0111U003978 (2011 р.).

Робота проводилася за фінансової підтримки міжнародного фонду «Maidanak» та гранту УНТЦ U-127. Основу експериментального матеріалу, що використовується в роботі, становлять ПЗЗ-зображення ГЛК, отримані на Майданацькій високогірній обсерваторії в рамках тристоронньої міжнародної угоди між НДІ астрономії ХНУ ім. В.Н.Каразіна (Україна), ДАШ МДУ (Росія) і інститутом астрономії ім. Улугбека (Республіка Узбекистан), а також на підставі договорів про творчу співпрацю з Радіоастрономічним інститутом НАН України.

Автор брав участь у перерахованих вище роботах як виконавець.

Мета і завдання досліджень.

Головною метою дисертації є дослідження гравітаційно - лінзованого квазару SBS 1520+530 для визначення фізичних характеристик лінзи-галактики та джерела-квазара з аналізу кривих блиску компонентів в цій системі. Для досягнення цієї мети необхідно було розв'язати наступний ряд завдань:

1. Отримати ряд регулярних ПЗЗ-спостережень компонентів гравітаційно - лінзованої системи ГЛС SBS 1520 + 530 на телескопі АЗТ-22 (МАО).
2. Провести дослідження ПЗЗ приймачів, що використовувались для отримання ПЗЗ зображень ГЛС SBS 1520+530 та виконати попередню обробку за допомогою одержаних майстер кадрів.
3. Розробити метод фотометрії компонентів ГЛС, що використовує апріорну інформацію та створити відповідне програмне забезпечення. Ви-

конати фотометрію зображень ГЛС SBS 1520+530, що були отримані з 1999 по 2009 роки в VRI фільтрах.

4. Провести аналіз кривих блиску компонентів SBS 1520+530 на основі отриманих даних спостережень у смугах VRI.
5. Побудувати макро-модель ГЛС SBS 1520+530 на основі зображень, отриманих космічним телескопом ім. Хаббла, оцінити макро параметри лінзуючої галактики та обчислити значення сталої Хаббла.
6. Розробити метод, що дозволяє проводити моделювання кривих мікролінзування компонентів і провести їх статистичний аналіз для оцінки фізичних параметрів квазара-джерела і лінзи-галактики системи SBS 1520+530.

Об'єкт дослідження. Гравітаційно-лінзовані системи, позагалактичне мікролінзування, квазари.

Предмет дослідження. Спостережувані характеристики гравітаційно-лінзованих квазарів в оптичному діапазоні, їх зміну у часі та мікролінзування.

Методи дослідження. багатокольорова VRI фотометрія ПЗЗ-зображень, комп'ютерне моделювання процесів мікролінзування та статистична оцінка параметрів спостережуваних кривих блиску.

Наукова новизна отриманих результатів.

Основними науковими результатами, що виносяться на захист, є такі:

— Вперше, на основі тривалих спостережень 1999-2009 років були побудовані багатокольорові (VRI) криві блиску компонентів SBS 1520+530.

— Вперше були виявлені значні варіації показника кольору зображень квазару ГЛС SBS 1520 + 530, встановлено тісний кореляційний зв'язок варіацій показників кольору та блиску компонентів.

— Показано наявність зміни блиску лінзованих зображень квазара, пов'язаних з явищем мікролінзування в системі SBS 1520+530.

— Отримана нова величина часу запізнення сигналу між зображеннями А і В ГЛК SBS 1520+530 з урахуванням мікролінзування, яка дозволила уточнити оцінку величини сталої Хабла.

— Числове моделювання кривої мікролінзування дозволило оцінити розмір зони випромінювання, а також характерні маси зірок-мікролінз в галактиці SBS 1520+530.

Практичне значення отриманих результатів.

Результати, отримані у дисертаційній роботі, можуть бути використані і використовуються при обробці даних спостережень гравітаційно-лінзованих систем.

Числове моделювання ефекту мікролінзування дозволяє проводити дослідження просторової структури випромінюючих областей квазарів з високою роздільною здатністю, знаходити функції розподілу мас компактних об'єктів-мікролінз, які складають лінзу-галактику.

Дані фотометрії ГЛС SBS 1520+530, отримані в VRI фільтрах, представлені у відкритому доступі та можуть бути використані для перевірки теорії гравітаційного лінзування.

Розроблене автором програмне забезпечення, що дозволяє отримувати фотометричну та астрометричну інформацію, може використовуватися для фотометрії аналогічних по конфігурації ГЛК або інших астрономічних об'єктів.

Отримані автором у ході обробки спостережних даних ГЛС SBS 1520+530 майстер кадри можуть бути використані для попередньої обробки спостережних даних інших астрономічних об'єктів, отриманих на телескопі АЗТ-22.

Розроблена методика спостережень гравітаційно лінзованих квазарів може використовуватися для проведення наступних програм моніторингу ГЛС.

Розроблене автором програмне забезпечення для моделювання подій мікролінзування й отримання оцінок розподілу і маси речовини, що скла-

дає лінзу-галактику, може бути використано для оцінки значень фізичних параметрів інших ГЛС.

Особистий внесок дисертанта. Основні результати дисертаційної роботи опубліковані в спеціалізованих наукових виданнях [1–13], в матеріалах і тезах конференцій [14–26]. Зокрема, автору належить наступне:

В роботах [1–13, 15] автор брав участь в обговоренні постановки завдання й аналізі отриманих результатів. У роботах [1–9, 11–13, 15] автор брав участь в отриманні матеріалу спостережень на Майданацькій обсерваторії. У роботах [2, 3, 5, 11, 12] дисертант проводив попередню обробку ПЗЗ і отримував криві блиску зображень гравітаційно лінзованих квазарів за допомогою власного спеціалізованого фотометричного програмного забезпечення. У роботах [2, 3, 10–12] автор розробляв програмне забезпечення і проводив комп'ютерне моделювання фізичних процесів.

Апробація результатів дисертації. Основні результати роботи доповідалися на семінарах НДІ астрономії Харківського національного університету ім. В. Н. Каразіна та Радіоастрономічного Інституту НАН України, а також на наукових конференціях та робочих групах: Міжнародній конференції JENAM 2000 (Москва, Росія) і JENAM 2003 (Будапешт, Угорщина), Міжнародній конференції «Relativistic Astrophysics, Gravitation and Cosmology» (Київ, 2005, 2009, 2016–2017), Міжнародній робочій групі «25 Years after the discovery: some current topics on lensed QSOs» (Сантандер, Іспанія, 2004), Міжнародній конференції «Актуальні проблеми позагалактичної астрономії - XXII» (Пушино, Росія 2005), Міжнародній конференції «Problems of Gravitational Lensing» (ГАІШ МГУ, Москва, 2007), міжнародній конференції «Gamov Memorial International Conference» (Одеса 2010, 2012–2016), Maidanak Users Meeting (Tokyo, Japan 2012).

Публікації. За матеріалами дисертації опубліковано 26 робіт, у тому числі 13 статей у спеціалізованих наукових виданнях [1–13] і 13 тез доповідей на міжнародних конференціях [14–26].

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу,

чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел та додатку. Загальний обсяг дисертації становить 175 сторінки, з них 132 сторінок основного тексту і 20 сторінок додатків. Дисертація містить 51 ілюстрацію та 5 таблиць. Список використаної літератури містить 165 найменувань.

РОЗДІЛ 1

Основи теорії гравітаційних лінз.

Інтерес до дослідження гравітаційно лінзованих квазарів залишається високим, що обумовлено можливістю вирішення цілої низки фундаментальних астрофізичних завдань, в перелік яких входить проблема пошуку темної матерії у Всесвіті, структури випромінюючої області квазара з безпрецедентною кутовою роздільною здатністю, а також, пряме визначення одного з найважливіших космологічних параметрів - сталої Хаббла.

Дослідження відхилення світла в гравітаційному полі почалося більш ніж 200 років тому. У 1804 році німецький астроном Йоганн Георг Золднер представив статтю про відхилення променя світла в гравітаційному полі зірки[39]. У цій роботі поширення світла розглядалося як рух матеріальної частки-корпускули зі швидкістю світла. Цікаво, що через сто років Ейнштейн отримав в рамках СТО те ж саме значення кута відхилення променя, що проходить поблизу краю диска Сонця, рівне $0.87''$ [40]. Група астрономів на чолі з Фрейндліхом зацікавилася передбаченням Ейнштейна і зібралася провести вимірювання під час майбутнього сонячного затемнення в Криму в серпні 1914 року, але почалася I-а світова війна. Астрономи були арештовані і незабаром обмінені на громадян Росії, заарештованих в Німеччині. у 1915 році Ейнштейн опублікував статтю, в якій представив загальну теорію відносності [41] (ЗТВ). Дотримуючись ЗТВ, кут відхилення світла поблизу диска Сонця повинен дорівнювати $1.75''$, що в два рази більше, ніж передбачала Ньютонівська теорія гравітації. Це значення було перевірено в 1919 році за вимірюваннями відхилення світла поблизу сонячного диску під час сонячного затемнення. Цей експеримент став одним з важливих доказів правильності висновків ЗТВ.

Термін «лінза» в контексті відхилення світла під дією гравітації вперше був використаний в 1919 році Лоджем [42]. У 1920 році Едінгтон [43]

зауважив, що ефект гравітаційного лінзування може призвести до утворення декількох зображень джерела, що знаходиться позаду маси-лінзи. У 1924 році Хвольсон опублікував коротку замітку, в якій вказав, що в разі того, коли лінза, джерело і спостерігач перебувають на одній осі, виникає кільцеподібне зображення джерела [44].

Ейнштейн в 1936 році, на прохання чеського інженера Мандла, детально розглянув лінзування точкового джерела зіркою (або точкової масою) [40] і зробив висновок, що кутове розділення між двома лінзованими зображеннями буде занадто малим (близько міліарксекунди), щоб бути досяжним оптичними приладами, тож «немає шансів спостерігати такий феномен». Однак, вже в наступному році, Цвіккі, замість лінзування зіркою нашої Галактики, розглянув лінзування «позагалактичною туманністю» (нині галактикою) [45]. Він зазначив, що зображення, що виникають при лінзуванні віддаленого джерела галактикою, можуть бути дозволені наземними телескопами. Спостереження такого ефекту, згідно Цвіккі, нададуть додаткову інформацію для тесту ЗТВ і дозволять побачити галактики на великих відстанях (через ефект посилення), а також визначити маси лінзуючих галактик. Надалі він вирахував вірогідність такого ефекту і зробив висновок, що 1 із 400 віддалених джерел повинно бути піддано лінзуванню, і, отже, можна впевнено сказати, що туманність, яка виступає в ролі гравітаційної лінзи, може бути знайдена.

В середині 60-х років, Клімов [46], Лайбес [47] і Рефсдал [48] незалежно один від одного, сформулювали основи теорії гравітаційного лінзування. Вони звернули увагу на можливі астрофізичні зостосування вивчення ГЛ, такі як розподіл матерії на шляху розповсюдження світла і визначення космологічних параметрів. Клімов розглянув лінзування галактики на галактиці і зробив висновок, що спостерігачам можуть зустрітися кільцеподібні структури. Лайбес розглянув випадки лінзування зіркою на зірці, зіркою на скупченні зірок в нашій Галактиці, а також ймовірність того, що зірка нашої Галактики виступить лінзою для зірок галактики М31. Рефсдал дав

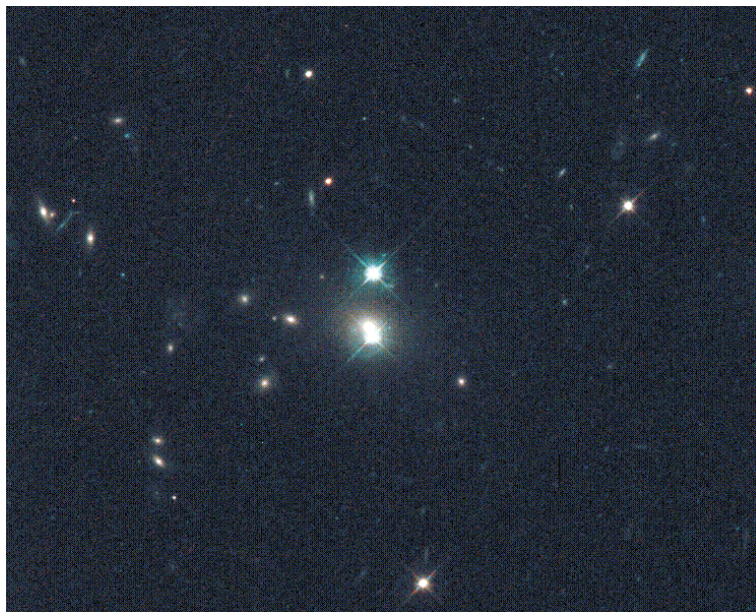


Рисунок 1.1. Перший гравітаційно лінзований квазар Q0957 + 561 відкритий в 1979 році.

повний опис властивостей точкової гравітаційної лінзи, а також ввів поняття часової затримки для двох зображень, яка виникає внаслідок фізичної відмінності шляху проходження світла від джерела до спостерігача. Він також зауважив, що час проходження світла уздовж двох траєкторій променів, відповідних двом зображенням джерела, є зворотно-пропорційно віку Всесвіту H_0^{-1} і, таким чином, вивчаючи криві блиску лінзованих зображень джерела, що має внутрішню змінність, можна визначити значення постійної Хаббла H_0 .

1.1. Прояви ефекту гравітаційного лінзування

Практичні дослідження гравітаційно лінзованих систем почалися з відкриття першої гравітаційної лінзи **Q0957+561**.

1979 році Уолш і його група дослідили два зображення квазарів, що знаходяться на кутовій відстані 6 кутових секунд один від одного [30]. Виявилося, що обидва квазари мають ідентичні показники кольору, подібні спектри і однакове червоне зміщення $z_s = 1.41$ (див. рисунок 1.1). Ці факти дають змогу припустити, що спостерігаються зображення одного і то-

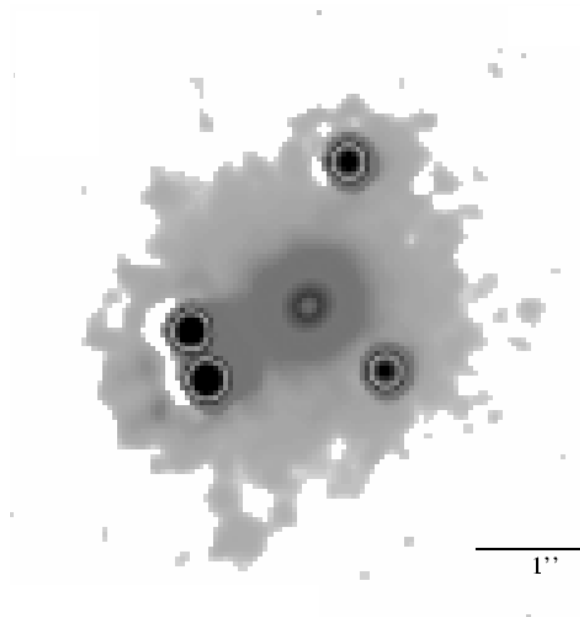


Рисунок 1.2. Гравітаційна лінза PG 1115 +080, що складається з 4-х точкових зображень квазара і лінзи-галактики, розташованої між ними [33].

го ж квазара, створені гравітаційної лінзою. Незабаром після цього була виявлена гігантська еліптична галактика cD класу, що знаходиться між двома зображеннями і має червоне зміщення $z_d = 0.36$ [49]. Виявлення галактики, що знаходиться на кутовій відстані 1 " від компонента В, стало ще одним підтвердженням гравітаційно линзованої природи компонентів системи. Визначення часу затримки між коливаннями блиску зображень квазара стало остаточним доказом відкриття гравітаційних лінз. [50].

Відкриття першої гравітаційно линзованої системи підштовхнуло на пошуки інших аналогічних об'єктів. У 1980 році на Паломарській астрофізичній обсерваторії була виявлена перша ГЛ система, що має 4 зображення - PG 1115 + 080 [51]. Два зображення квазара розташовані дуже близько один до одного і спочатку були прийняті за одне зображення, але більш детальне вивчення показало, що це просто два дуже близько розташованих зображення квазара див. рисунок 1.2

Гравітаційно линзований квазар Q 2237 + 0305, також відомий як лінза «Хрест Ейнштейна» або лінза Huchra є, мабуть, однією з найдивовижніших гравітаційних лінз, відкритих на сьогоднішній день (див. рисунок 1.3. Розташування зображень квазара поблизу ядра галактики призводить

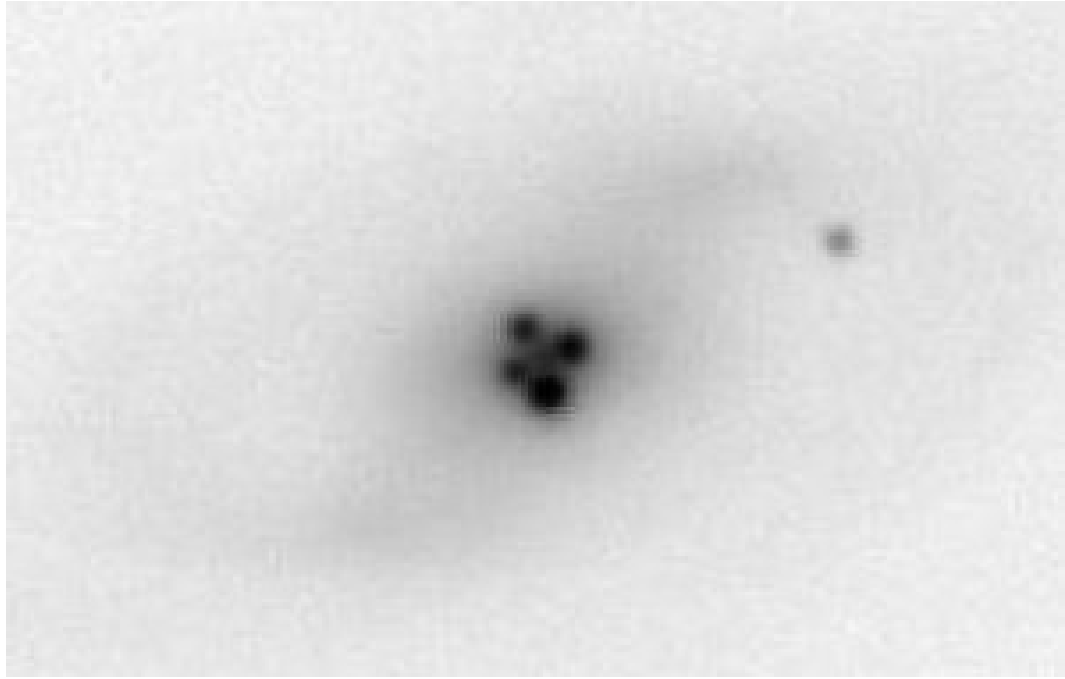


Рисунок 1.3. Чотири зображення гравітаційно лінзованого квазара, сформовані навколо галактикою-лінзою в системі Q2237 + 0305 (Хрест Ейнштейна).

до так званого мікролінзування, яке проявляється в випадковій зміні блиску окремих компонентів, визване зірками лінзи-галактики при перетині їх траєкторій з променем спостерігач-квазар. Такі варіації блиску зображень джерела можуть досягати декількох десятків зоряної величини.

В 1987 році був виявлений ще один вид об'єктів гравітаційного лінзування, передбачений ще Ейнштейном [40], він представляє собою зображення кільцеподібної форми. Теоретично, для формування зображення у вигляді кільця (див. рисунок 1.4) необхідно виконання двох умов: розподіл маси в лінзі має бути близький до аксіальної симетрії, а протяжне джерело повинно знаходитися поблизу осі, яка сполучає спостерігача і лінзу. Реальні джерела (квазари) мають досить великий розмір, близько 10^{15} см в оптиці, але вони набагато більше в радіодіапазоні. Тому не дивно, що перше кільцеве зображення ГЛ було відкрито саме в радіодіапазоні. Радіоджерело **MG 1131+0454** стало першим віддаленим випромінюючим об'єктом, кільцеве зображення якого було отримано в 1987 році за допомогою радіоінтерферометра VLA [52]. Такі зображення дають унікальну можливість

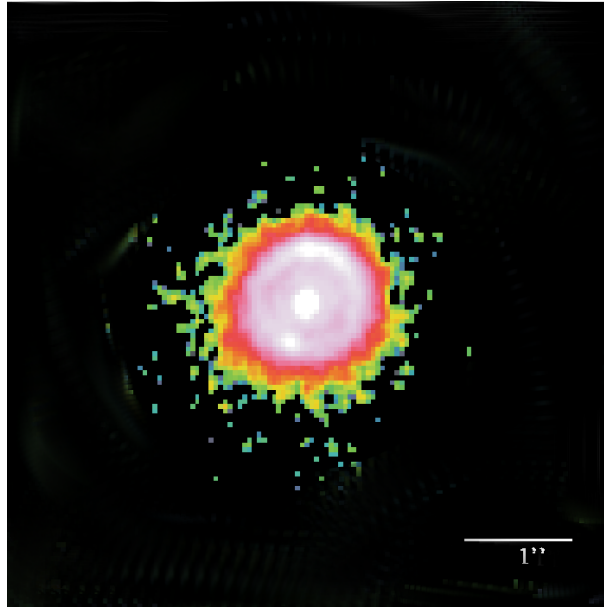


Рисунок 1.4. Зображення кільцеподібної гравітаційно лінзованої системи B1938 + 666, отримане на космічному телескопі ім. Хаббла [33].

для більш точного визначення маси позагалактичної лінзи.

У 1986 році двома незалежними групами [53, 54] були виявлені сильно витягнуті дугоподібні об'єкти навколо двох скупчень галактик (див. рисунок 1.5). Вимірювання червоного зміщення одного з цих об'єктів виявило, що дуга розташована на більшій відстані від відповідного скупчення. Отже, ці гігантські дуги, що світяться - образи фонових галактик, сильно спотворених гравітаційним полем скупчення. Надзвичайно великі кутові розміри дуг, що світяться, більше $20''$, свідчать про величезні маси лінз, що створюють міражі. З гравітаційно лінзованої точки зору, щодо структури та походження, дугоподібні міражі займають проміжне положення між кратними об'єктами і кільцями.

У більшості напрямків видимі зображення далеких галактик спотворені досить слабо, щоб можна було визначити спотворення по єдиному фоновому джерелу. Однак навіть у цих випадках, присутність маси на передньому плані може бути виявлено засобами статистичного аналізу спотворень форми і координат фонових джерел навколо лінзованої маси. Цей ефект називають *слабким гравітаційним лінзуванням*. На небесній сфері спостерігається безліч віддалених галактик, просторова щільність яких



Рисунок 1.5. Зображення скупчення галактик Abell 2218, отримане на космічному телескопі ім. Хаббла.

досягає 50 штук на одну кутову квадратну хвилину. Слабкі спотворення гравітаційного поля викликані скупченнями ближчих галактик, зазвичай можуть бути виявлені тільки статистично, тому слабе лінзування іноді називають *статистичними лінзуванням*.

Прийнято виділяти три типи лінзування: *слабке лінзування*, *сильне лінзування (або макролінзування)* і *мікролінзування*.

Перший термін вживають, коли не виникають множинні зображення, а злегка спотворюється геометрія фонових об'єктів. Зазвичай, у якості лінзи, в цьому випадку виступають скупчення галактик. Якщо в результаті лінзування виникають видимі множинні зображення джерела, тоді вживають термін *макролінзування*. Зазвичай це відбувається при лінзуванні галактикою або невеликим скупченням галактик. У разі, коли множинні зображення не вдається приблизити сучасними телескопами, але їх наявність проявляється коливанням блиску фонового лінзованого джерела, говорять про *мікролінзування*. Такий ефект спостерігається при лінзуванні на об'єктах з масами зірок або планет. При цьому ефективний вплив на блиск джерела надають десятки, а то і сотні зірок або планет, а кількість мікрозображень джерела може обчислюватися сотнями.

Теорія мікролінзування була розвинена в роботах Юнга [55], Пашинського [56, 57] Вамбеганса [58, 59] та ін. Саме ж мікролінзування можна

умовно розділити на два підтипи:

1) *галактичне мікролінзування* - мікролінзування зірок нашої галактики і найближчих її сусідів зірками та іншими компактними об'єктами нашої галактики.

2) *позагалактичне лінзування* - мікролінзування віддаленого джерела (квазара) зірками та іншими компактними об'єктами лінзуючої галактики.

Ідею детектування об'єктів малої маси у гало нашої галактики за допомогою ефекту мікролінзування висунув Готт в 1981 році [60]. [58]. У 1986 році Пачинський поставив питання про наглядову програму з детектування темної баріонної матерії в гало нашої галактики за допомогою ефекту мікролінзування. Імовірність одиночної події дуже мала (близько 10^{-6} в рік) [61], тому, для виявлення подій мікролінзування за розумний час, необхідно одночасно спостерігати близько мільйона зірок. Для такого завдання ідеально підходять такі об'єкти як Магелланові Хмари, балдж і рукава нашої Галактики, а також галактика М31. Перші результати таких спостережень були опубліковані в 1993 році трьома різними групами [62–64].

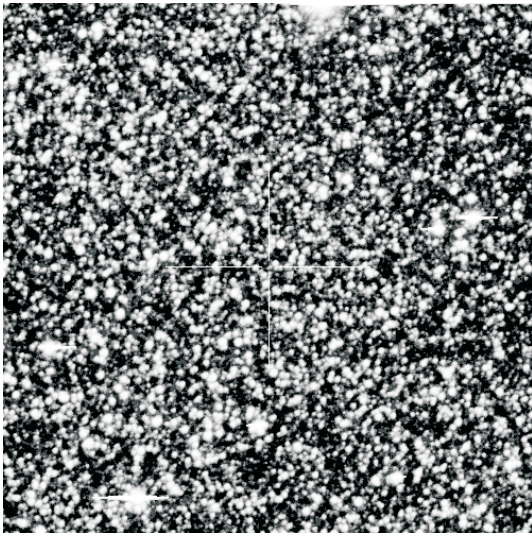


Рисунок 1.6. Приклад поля зірок Магеланово Хмари.

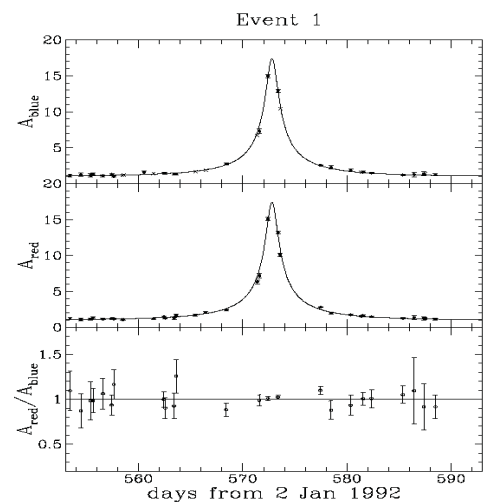


Рисунок 1.7. Криві блиску подій мікролінзування.

Існує кілька проектів по виявленню темної речовини за допомогою

ефекту мікролінзування. Одним з найвідоміших проєктів є **MACHO** (**MA**ssive **C**ompact **H**alo **O**bject) [62] заснований на спільній роботі вчених в обсерваторіях *mt. Stromlo*, *Siding Spring*, в *Center for Particle Astrophysics* в Санта-Барбарі, в Каліфорнійських університетах Сан-Дієго і Берклі, а також Національної лабораторії Лоренса. Інший не менш відомий проєкт **OGLE** (**O**ptical **G**ravitational **L**ens **E**xperiment) був розпочатий з ініціативи Пачинського [56]. Основною ціллю проєкту є пошук темної матерії, яка проявляє себе через мікролінзування. Крім пошуку галактичного мікролінзування, цією групою проводиться моніторинг ГЛК Q2237 + 0305. На цей момент, проходить вже четверта фаза проєкту. На один рік реєструється до 2000 подій мікролінзування.

Також, не можна не згадати проєкти **AGAPE** (**A**ndromeda **G**alaxy **A**mplified **P**ixels **E**xperiment) [65], **EROS** (**E**xperience de **R**echerche d'**O**bjets **S**ombres) [64], **MOA** (**M**icrolensing **O**bservations in **A**strophysics) [66] и **PLANET** (**P**robing **L**ensing **A**nomalies **N**ETwork) [67].

2) *позагалактичне мікролінзування* - мікролінзування далеких об'єктів зірками лінзуючих галактик.

Вперше яскраво виражена подія позагалактичного мікролінзування була зафіксована у гравітаційної лінзи Q2237 + 0305 «крест Ейнштейна» [68]. Більш детальні дослідження цієї події, а також дані фотометричного моніторингу протягом трьох років (включаючи і цю подію) були представлені в [69]. Надалі мікролінзування в ГЛ Q2237 + 0305 фіксувалося неодноразово [70, 71].

Аналогічні ефекти мікролінзування спостерігаються також в деяких інших гравітаційно лінзованих системах, зокрема, H1413 + 117 «Лист конюшини» [72, 73], Q0957+561 [74].

Дослідження ефекту мікролінзування квазарів дозволяє вирішувати ряд астрофізичних завдань, наприклад дослідження тонкої структури квазара. Така можливість була передбачена в роботі [75], модельні розрахунки були виконані в [76–78]. Мікролінзування може викликати і спектральні

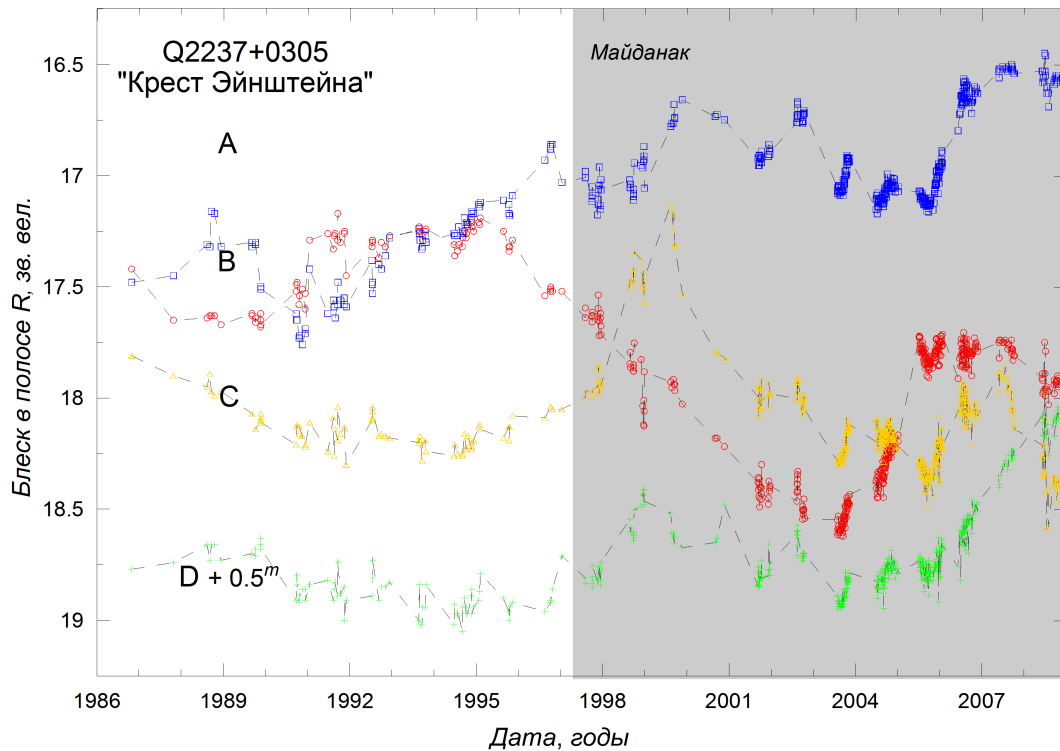


Рисунок 1.8. Кривые блеска изображений гравитационно линзированного квазара Q2237+0305.

ефекти: відносні спотворення (або їх відсутність) профілів широких емісійних ліній і континууму також несуть інформацію про тонку структуру квазара. Параметри цієї структури можуть бути визначені шляхом інтерпретації спектральних спостережень на основі детального моделювання конкретної гравітаційної лінзи. Подібні спотворення профілів емісійних ліній вже спостерігалися в деяких гравітаційних лінзах Q2237 + 0305 [79], H1413+117 [80], SDSS J1004+4112 [81].

1.1.1. Астрофізичні застосування ефекту гравітаційного лінзування. З моменту відкриття першого лінзованого квазара Q0957 + 561, гравітаційне лінзування зарекомендувало себе як цінний інструмент у багатьох областях астрономії. Першим, хто запропонував використовувати ефект гравітаційного лінзування для отримання астрофізичної інформації був Рефсдал [29, 82]. Можна перерахувати ряд актуальних проблем, вирішення яких може сприяти вивчення ефекту гравітаційного лінзування.

а) Пошук темної матерії. Передбачалося, що розподіл гравітаційного поля в галактиці повинно відповідати розподілу зірок. Однак, спостереже-

ння показали, що це не так. Щоб не ставити під сумнів основні закони фізики, було висунуто припущення про наявність темної або невидимої матерії. Вперше припущення про наявність прихованої маси висловив Оорт, коли проводив вимірювання швидкостей зірок і розподілу щільності в напрямі перпендикулярному Галактичному диску [83]. У 1932 році він зауважив, що зірки нашої галактики рухаються занадто швидко для того, щоб взаємне тяжіння не дозволила їм розлетітися. Оорт припустив, що в Галактиці є ще якась речовина, яка своїм тяжінням утримує зірки на їх орбітах в галактичному диску. Звідси випливало, що загальна маса галактичної матерії набагато перевершує сумарну масу зірок. Компонента нашої Галактики, що складається з темної речовини, отримала назву гало Галактики. Незабаром після цього Цвіккі [84] і Сінклер Сміт [85], незалежно один від одного, виявили наявність темної речовини в скупченнях галактик, що знаходяться в сузір'ях Волосся Вероніки і Діви. Стало ясно, що проблема темної речовини носить універсальний характер.

Важливим свідченням наявності прихованої речовини в спіральних галактиках є їх криві обертання. Спостереження показують, що швидкість обертання зірок в рукавах галактик після деякого початкового зростання залишається приблизно постійною при збільшенні галактоцентричного радіуса R [86]. Звідси випливає, що маса всередині кулі росте приблизно як R , тобто швидше, ніж маса видимих зірок [87].

Природа темної матерії є однією з найважливіших проблем сучасної фізики і космології. Залежно від її кількості істотно змінюється топологія нашого Всесвіту. В даний час використовується модель Всесвіту Фрідмана-Леметра з метрикою Робертсона-Уокера (FLRW). Основні характеристики цієї моделі описують трьома безрозмірними параметрами: Ω_M , Ω_A , Ω_k . Середня щільність речовини у Всесвіті визначається виразом:

$$\Omega_M = 8\pi G\rho_M/3H_0^2, \quad (1.1)$$

де ρ_M - просторова щільність, в яку входять як баріонна, так і гладка

складові, G - гравітаційна стала, H_0 - значення постійної Хаббла в сучасну епоху. Космологічний параметр Ω_Λ визначається як:

$$\Omega_\Lambda = \Lambda c^2 / 3H_0^2, \quad (1.2)$$

де Λ - космологічна постійна, c - швидкість світла у вакуумі. Третій параметр - параметр характеризує кривизну простору Ω_k :

$$\Omega_k = -\tau c^2 / H_0^2 R_k^2, \quad (1.3)$$

де $\tau = \text{sign}(\Omega_M + \Omega_\Lambda - 1)$. З вирішення рівняння Фрідмана виходить, що для однорідного і ізотропного Всесвіту модель повинна задовольняти умові:

$$\Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1. \quad (1.4)$$

де Ω_M - космологічний параметр щільності речовини у Всесвіті, Ω_Λ - так званий лямбда член, що характеризує енергію вакууму. Відповідно до сучасних уявлень параметр кривизни $\Omega_k = 0$. Такі значення космологічних параметрів говорять про те, що тривимірний простір з високою точністю Евклідово [88], а значення космологічних параметрів приймається рівним приблизно $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$.

В залежності від виконання рівності одиниці суми параметрів у вираженні (1.4), Всесвіт може мати різну топологію. Якщо сума буде менше одиниці, тоді Всесвіт є замкнутим і спостережуване в даний час розширення повинно змінитися стисненням. При значенні суми більше 1 - Всесвіт відкритий і буде нескінченно розширюватися.

Природа темної матерії до цих пір не ясна. Однією з гіпотез є припущення, що прихована речовина складається зі звичайної баріонної матерії. В якості кандидатів розглядаються коричневі карлики, планети типу Юпітера, а також тьмяні червоні зірки (М-карлики). Як було зазначено вище, Пашинським [56] був запропонований метод пошуку таких об'єктів за допомогою ефекту гравітаційного лінзування. Необхідно відзначити, що реалізація методу стала можливою у зв'язку появою ПЗЗ приймачів і бурхливим розвитком обчислювальної техніки.

б) Розподіл маси в галактиці - лінзі. Кут відхилення променів світла безпосередньо пов'язаний з гравітаційним потенціалом лінзи, що дає можливість визначити масу і розподіл речовини всередині неї. Дійсно, знаючи параметри гравітаційно лінзованої системи, такі як: положення зображень джерела і лінзи, відстані від спостерігача до лінзи і до джерела, ми можемо поставити їм у відповідність модель розподілу маси в лінзі. Звичайно, ми отримаємо відповідності при різних моделях лінзи [34]. Однак, якщо шляхом спостережень визначити час затримки між компонентами гравітаційної лінзи, тоді можна серйозно обмежити набір моделей розподілу маси в лінзі.

с) Незалежне визначення постійної Хаббла. Основна ідея визначення полягає в тому, що в силу розширення Всесвіту темп часу в момент проходження сигналу повз гравітатора-лінзу і темп часу в нашу епоху розрізняються. Це дозволяє зв'язати між собою постійну Хаббла і час відносної затримки сигналів в лінзі.

Час затримки між сигналами можна визначити за формулою [89]:

$$\Delta t = H_0^{-1} \tilde{D} \cdot f(\theta_i, \theta_j, model). \quad (1.5)$$

де функція $f(\theta_i, \theta_j, model)$ визначається виключно моделлю і геометрією лінзуючої системи, а $\tilde{D}$ залежить від космологічних параметрів Всесвіту.

$$\tilde{D} = D_L D_S / D_{LS}, \quad (1.6)$$

де D_L, D_S, D_{LS} - відстані по кутовому розміру від спостерігача до лінзи, від спостерігача до джерела і від лінзи до джерела, відповідно. У рамках однорідної і ізотропної моделі Всесвіту FLRW, космологічна відстань по кутовому розміру можна знайти за формулою [90, 91]:

$$D(z_1, z_2) = \frac{c}{H_0 (1 + z_2)} \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{\sqrt{(1+z)^2 (1 + \Omega_M z) - z(2+z)\Omega_\Lambda}} dz, \quad (1.7)$$

д) Визначення повної маси скупчень галактик і оцінка середньої щільності речовини у Всесвіті. Присутність будь-якої маси на шляху розповсюдження світла призводить до викривлення його траєкторії. Цей ефект

досить рідко призводить до утворення множинних зображень або сильних спотворень зображень фонових джерел. У більшості напрямків зображення Всесвіту спотворено досить слабо, однак, навіть в цьому випадку присутність маси на передньому плані може бути виявлено статистично, за допомогою аналізу систематичного спотворення фонових джерел через наявність лінзуючої маси.

1.2. Основні формули і поняття.

Гравітаційним лінзуванням називають явища, що виникають внаслідок викривлення траєкторії променя світла під дією гравітації. У випадках, важливих для астрофізичних додатків гравітаційного лінзування, будемо описувати геометрію простору локально плоскою метрикою FLRW, а гравітуючу масу представимо у вигляді локальних спотворень в однорідному просторі-часі. Схема траєкторій променів світла, перекручена гравітаційним полем компактного небесного тіла, показана на рисунку 1.9. Шлях, який проходить світло від джерела повз лінзу до спостерігача, може бути умовно розбитий на три окремі зони.

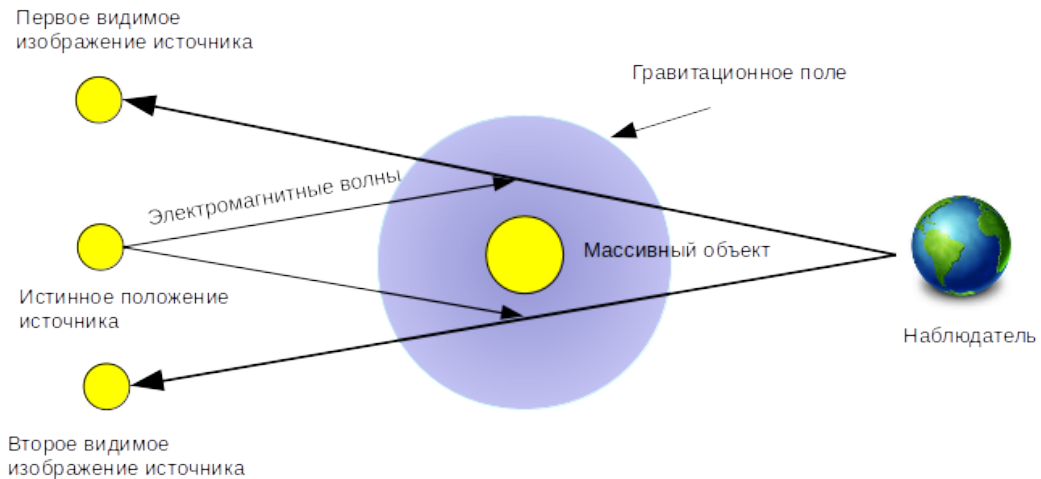


Рисунок 1.9. Схема траєкторій променів світла, перекручених гравітаційним полем компактного небесного тіла.

У першій зоні промені світла випускаються джерелом у напрямку до лінзи. У другій зоні, в безпосередній близькості від лінзи, траєкторія променя спотворюється гравітаційним полем масивного тіла. У третій зоні, промінь світла продовжує свій рух у напрямку до спостерігача.

Таке наближення припустимо, якщо Ньютонівський потенціал лінзи набагато менше радіуса Шварцшильда $|\Phi| \ll c^2$. Цій умові задовольняють практично всі спостережувані ГЛ випадки. Наприклад, для типового скупчення галактик з червоним зміщенням $z \sim 0.3$, яке лінзує джерело, що знаходиться на відстані $z \sim 1$, відстань від джерела до лінзи і від лінзи

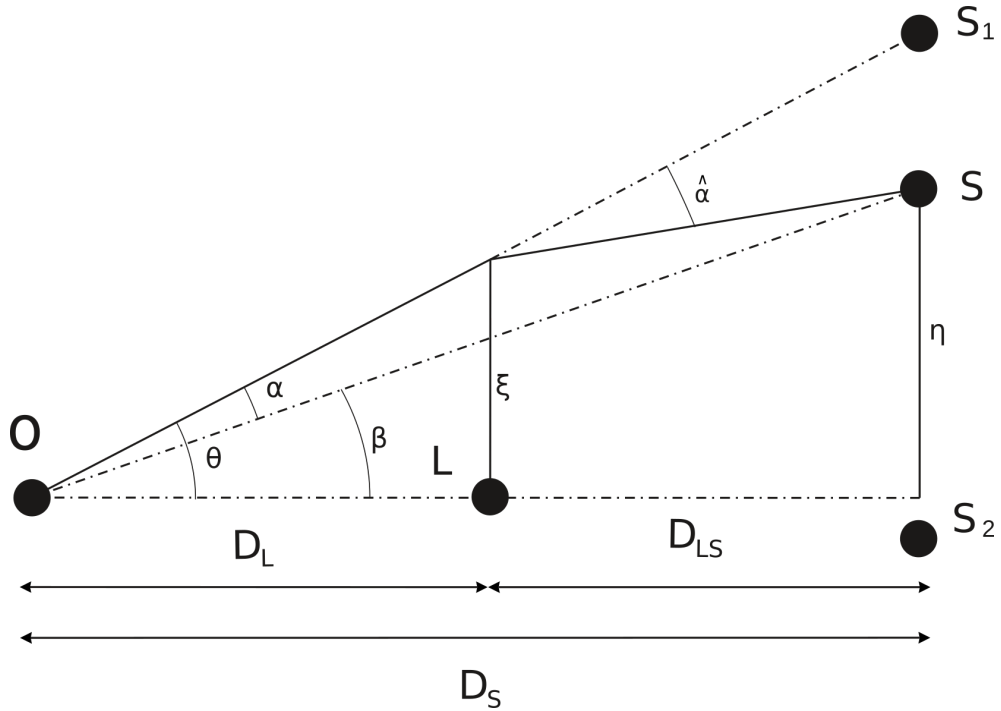


Рисунок 1.10. Схема проходження променів світла при гравітаційному лінзуванні.

до спостерігача становить приблизно один гігапарсек, що на три порядки більше, ніж діаметр скупчення, а потенціал тяжіння $|\Phi|/c^2 < 10^{-10} \ll 1$, який узгоджується з умовою зазначеною вище.

1.2.1. Рівняння лінзи і кут відхилення променя. Рівняння лінзи пов'язує координати справжнього стану джерела з координатами зображень, видимих для спостерігача. Найпростіший випадок, який виникає в процесі гравітаційного лінзування точковою масою, показаний на рис. 1.10. Проведемо координатну вісь так, щоб вона з'єднувала спостерігача і центр мас лінзи. Відстань по кутовому розміру від спостерігача до лінзи позначимо через D_L , відстань від лінзи до джерела D_{LS} , а від спостерігача до джерела через D_S . Треба зауважити, що для космологічних відстаней $D_S \neq D_L + D_{LS}$. Промінь, що проходить від джерела S з кутовою координатою β і відхиляється лінзою L , доходить до спостерігача O під кутом. Спостерігач бачить зображення O під кутом θ . Спостерігач бачить зображення S_1 в напрямку, відповідному дотичній до променю, який надходить.

Траєкторія світлового променя, викривлена точкової масою, лежить в

одній площині і являє собою гіперболу. У наближенні тонкої лінзи реальні шляхи можна замінити їх асимптотами (рисунок 1.10). З малюнку видно, що в площині траєкторії променя виконується наступне співвідношення:

$$\theta = \beta + \hat{\alpha} \frac{D_{LS}}{D_S}. \quad (1.8)$$

Для $\theta, \beta, \hat{\alpha} \ll 1$ це співвідношення задовольняє практично всі астрофізичні ситуації, які зустрічаються. Зручно ввести нормований кут відхилення $\alpha = (D_{LS}/D_S) \hat{\alpha}$, тоді вираз (1.8) прийме наступний вигляд:

$$\beta = \theta - \alpha(\theta). \quad (1.9)$$

Це співвідношення між становищем зображень і джерела може легко бути узагальнено і для довільного розподілу маси в лінзі. В цьому випадку всі кути представляються у векторному вигляді і в загальному випадку рівняння лінзи записується як [89]:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}). \quad (1.10)$$

Як було згадано вище, кут відхилення для сферично симетричної маси в рамках ЗТВ отримав Ейнштейн в 1915 році. Світло, яке проходить поблизу сферично симетричного тіла з масою M , з прицільним параметром ξ відхиляється на кут:

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2 \xi} = \frac{2R_s}{\xi}, \quad (1.11)$$

де R_s - радіус Шварцшильда.

Для ГЛ, що не володіють сферичною симетрією, кут відхилення в загальному випадку вже не спрямований до центру мас. Тому, при дослідженні ефекту фокусування, ми повинні розглядати векторну величину кута відхилення $\vec{\alpha}(\vec{\xi})$, яку можна представити у вигляді інтеграла [89]:

$$\vec{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{2}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\xi} \Phi(\vec{\xi}, z) dz. \quad (1.12)$$

1.2.2. *Координати зображень і коефіцієнт посилення ГЛ.* Розглянемо найпростішу лінзу, що формується точковою масою M . Кут відхилень такої лінзи, з урахуванням $\xi = D_L \theta$, дорівнює:

$$\alpha = \frac{D_{LS}}{D_S D_L} \frac{2R_s}{\theta} \quad (1.13)$$

Тоді рівняння лінзи набирає вигляду:

$$\beta = \theta - \frac{D_{LS}}{D_S D_L} \frac{2R_s}{\theta} \quad (1.14)$$

рішення цього рівняння має два кореня, що говорить про те, що ізолювана точкова маса завжди створює два зображення фонового джерела, координати яких знаходяться з рішення рівняння лінзи:

$$\theta_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 8R_s \frac{D_{LS}}{D_L D_S}} \right) \quad (1.15)$$

Якщо ж джерело несиметричною масою, тоді можуть з'являтися більше двох зображень джерела.

Велика частина аналізованих наглядових даних, які проливають світло на фізичні властивості, як самої лінзи, так і лінзованого джерела, безпосередньо пов'язане з властивістю гравітаційної лінзи фокусувати випромінювання, що приходить до нас від джерела. Коефіцієнт посилення показує, наскільки блиск джерела зріс внаслідок фокусування випромінювання лінзою.

При гравітаційному фокусуванні відбувається складна деформація зображення і за рахунок цього відбувається видима зміна яскравості джерела (див. рисунок 1.11). Коефіцієнт посилення визначається як відносини площ

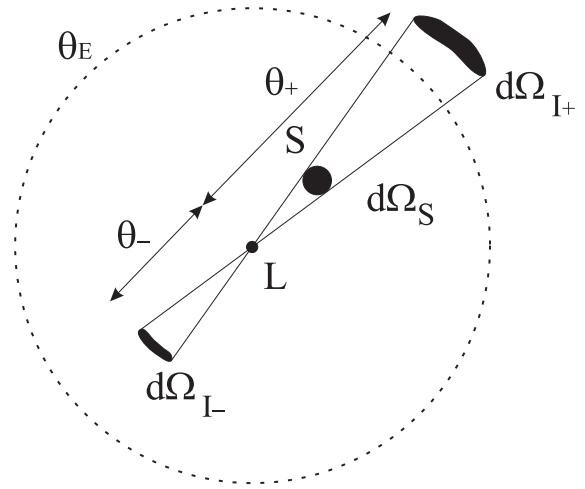


Рисунок 1.11. Зміна яскравості зображень відбувається за рахунок деформацій площі джерела, що світиться.

вихідного і деформованого лінзою джерела:

$$\mu = \frac{\theta}{\beta} \left| \frac{d\theta}{d\beta} \right| \quad (1.16)$$

У загальному випадку коефіцієнт посилення μ може бути визначений через якобіан перетворення:

$$\mu = \left| \det \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \vec{\theta}} \right|^{-1}, \quad (1.17)$$

і для довільного кута відхилення $\vec{\alpha}$ коефіцієнт посилення i -го зображення визначається рівнянням [92]:

$$\mu_i = \left| \left(1 + \tilde{D} \frac{\partial \alpha_x}{\partial x} \right) \left(1 + \tilde{D} \frac{\partial \alpha_y}{\partial y} \right) - \tilde{D}^2 \left(\frac{\partial \alpha_x}{\partial y} \right)^2 \right|_{\{x,y\}=\{x_i,y_i\}}^{-1}, \quad (1.18)$$

где α_x, α_y - проекції кута відхилення на площину лінзи. Повний коефіцієнт посилення дорівнює сумі посилення окремих зображень $\mu = \sum_i \mu_i$. Зауважимо, що ця величина завжди більше одиниці.

1.2.3. Радіус кільця Ейнштейна і поверхнева щільність мас. Розглянемо випадок, коли джерело розташоване на осі, що з'єднує точкову лінзу і спостерігача, тобто $\beta = 0$ (див. Рисунок 1.10). В цьому випадку спостерігач побачить кільцеподібне зображення джерела, кутовий радіус якого (1.15) буде дорівнювати:

$$\theta_E = \sqrt{2R_S \frac{D_{LS}}{D_L D_S}}, \quad (1.19)$$

де θ_E — так званий кутовий **радіус кільця Ейнштейна**, лінійний розмір якого дорівнює $\xi_E = \theta_E D_L$.

Практично всі значущі ефекти, що виникають в процесі гравітаційного лінзування, проявляються на відстані порядку радіусу Ейнштейна, який є природним масштабним коефіцієнтом. Тому часто для зручності обчислень використовують величини, нормовані на радіус кільця Ейнштейна координати і кут відхилення:

$$\vec{x} = \frac{\vec{\theta}}{\theta_E}; \quad \vec{y} = \frac{\vec{\beta}}{\theta_E}; \quad \vec{\alpha}(\vec{x}) = \vec{\alpha} \left(\frac{\vec{\theta}}{\theta_E} \right). \quad (1.20)$$

У нормованих координатах рівняння лінзи приймає більш простий вигляд:

$$\vec{y} = \vec{x} - \vec{\alpha}(\vec{x}) \quad (1.21)$$

Цікавими є оцінки масштабу ефекту гравітаційного лінзування для різних астрофізичних об'єктів. Для масивної галактики-лінзи з масою $M = 10^{12} M_{\odot}$ і червоними зміщенням $z_L = 0.5$ і джерела $z_S = 2.0$ радіус Ейнштейна дорівнює $\theta_E \approx 1.8$ кутових секунд. У разі мікролінзування на балджі нашої Галактики об'єктом сонячної маси, радіус Ейнштейна дорівнює $\theta_E \approx 5 \cdot 10^{-4}$ кутових секунд. Реальні астрофізичні об'єкти, як правило, далекі від розглянутих нами випадків центральної симетрії. Тому, для розрахунку відхилення променя світла поблизу таких об'єктів, необхідно враховувати розподіл маси в лінзах.

Розглянемо випадок, коли світло проходить поблизу несиметричного протягнутого об'єкта. Потенціал тяжіння $\Phi(\vec{r})$ довільного розподілу маси $\rho(\vec{r})$, зосередженої всередині об'єму W , визначається по формулі:

$$\Phi(\vec{r}) = -G \int_W \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}', \quad (1.22)$$

де $\vec{r} = (\vec{\xi}, z)$ - поточний просторовий вектор. Підставляючи цю формулу в (1.12) і замінюючи порядок інтегрування, можна отримати формулу для кута відхилення:

$$\vec{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int_{\Sigma} \frac{(\vec{\xi} - \vec{\xi}') \Sigma(\vec{\xi}')}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|^2} d^2 \xi', \quad (1.23)$$

де $\Sigma(\vec{\xi})$ - поверхнева щільність мас, яка пов'язана з об'ємним розподілом залежністю

$$\Sigma(\vec{\xi}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec{\xi}, z) dz. \quad (1.24)$$

Розглянемо диск з постійною поверхневою щільністю мас. Для нього кут відхилення в площині лінзи:

$$\vec{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{D_{LS}}{D_S} \frac{4G \Sigma \pi \vec{\xi}}{c^2}, \quad (1.25)$$

При $\vec{\xi} = D_L \vec{\theta}$ значення кута відхилення цей вислів приймає вид:

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{4\pi \cdot G \Sigma D_L D_{LS}}{c^2 D_S} \vec{\theta}. \quad (1.26)$$

Якщо ввести нормування

$$\Sigma_{crit} = \frac{c^2 D_S}{4\pi G D_L D_{LS}}, \quad (1.27)$$

тоді безрозмірна щільність мас буде записуватися у вигляді:

$$k(\vec{x}) = \frac{\Sigma(\xi_0 \vec{x})}{\Sigma_{crit}}. \quad (1.28)$$

Величина Σ_{crit} називається **критичною поверхневою щільністю мас**. Її фізичний зміст полягає в тому, що виконання умови $\Sigma > \Sigma_{crit}$ в деякій області лінзи досить для появи більш одного зображення джерела.

Критична поверхнева щільність мас, рівномірно розподілена по диску з радіусом Ейнштейна для лінзи маси M , має значення $\Sigma_{crit} = M/(\xi_E^2 \cdot \pi)$. Тепер, кут відхилення в нормованих на радіус Ейнштейна координатах набуває вигляду:

$$\vec{\alpha}(\vec{x}) = \frac{1}{\pi} \int_{R^2} d^2 x' \kappa(\vec{x}') \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^2}. \quad (1.29)$$

1.2.4. Час запізнення сигналу та теорема Ферма. Різниця шляхів, за якими світло від джерела випромінювання, що проходить крізь гравітаційну лінзу, досягає спостерігача, призводить до появи запізнення сигналу.

Розглянемо змінне в часі віддалене джерело. Якщо воно схильне до лінзування, тоді лінза може породити два (або більше) зображення джерела. Час проходження світла вздовж траєкторій, відповідно лінзованим зображенням, буде різним. Таким чином, криві зміни блиску лінзованих зображень джерела будуть зміщені на деякий час. Час запізнення, викликаний сумою двох факторів [93]. Перший, чисто геометричний фактор, обумовлений різністю просторового шляху двох променів, що йдуть по різних тректоріям в просторі. Другий фактор - гравітаційна затримка, пов'язана з проходженням променів в поле тяжіння лінзи.

Розрахунок часу затримки зручніше проводити в термінах потенціалу Ферма:

$$\hat{\phi}(\vec{\xi}, \vec{\eta}) = \frac{D_L D_S}{2D_{LS}} \left(\frac{\vec{\xi}}{D_L} - \frac{\vec{\eta}}{D_S} \right)^2 - L(\vec{\xi}). \quad (1.30)$$

Тут $L(\vec{\xi})$ являє собою ейконал (або логарифмічний потенціал), який пов'язаний з поверхневою щільністю маси ГЛ співвідношенням:

$$L(\vec{\xi}) = -\frac{4G}{c^2} \int_{\Sigma} \ln \frac{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|}{\xi_0} \Sigma(\vec{\xi}') d\vec{\xi}'. \quad (1.31)$$

Різниця шляху, прямого від джерела до спостерігача і шляху, спотвореного дією гравітаційної лінзи, дорівнює:

$$c\Delta t = \hat{\phi}(\vec{\xi}, \vec{\eta}) + const. \quad (1.32)$$

Тоді, рівняння лінзи можна записати як:

$$\nabla_{\xi} \hat{\phi}(\vec{\xi}, \vec{\eta}) = 0. \quad (1.33)$$

Це співвідношення, по суті, є формулюванням **принципу Ферма** в теорії гравітаційних лінз: з усіх можливих траєкторій променів «фізичні» промені відповідають тим траєкторіям, для яких час, необхідний для того, щоб промені від джерела досягли спостерігача, є мінімальним.

Геометрична частина часу запізнення визначається як різниця прямого шляху від джерела до спостерігача і шляху вздовж траєкторії, сформованого дією гравітаційної лінзи:

$$c\Delta t_{geom} = (1 + z_L) \frac{D_L D_S}{D_{LS}} (\vec{\theta} - \vec{\beta})^2, \quad (1.34)$$

де z_L - червоне зміщення лінзи.

Гравітаційна складова часу запізнення представляється у вигляді:

$$c\Delta t_{grav} = -(1 + z_L) L(\vec{\xi}) + const. \quad (1.35)$$

Для двох зображень джерела з координатами $\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2$ і з координатою джерела $\vec{\eta}$, різниця шляху дорівнює:

$$c(t_1 - t_2) = \hat{\phi}(\vec{\xi}_1, \vec{\eta}) - \hat{\phi}(\vec{\xi}_2, \vec{\eta}). \quad (1.36)$$

А час затримки між двома зображеннями:

$$\begin{aligned} \Delta t_{1-2} &= \Delta t_{geom(1-2)} + \Delta t_{grav(1-2)} = \\ &= \frac{(1 + z_L)}{c} \left[\frac{D_L D_S}{2 \cdot D_{LS}} \left\{ (\vec{\theta}_1 - \vec{\beta})^2 - (\vec{\theta}_2 - \vec{\beta})^2 \right\} - \left\{ L(D_L \vec{\theta}_1) - L(D_L \vec{\theta}_2) \right\} \right] \end{aligned} \quad (1.37)$$

1.3. Висновки

Викладено коротка історія дослідження ефекту гравітаційного лінзування. Наведені приклади та класифікація проявів ефекту ГЛ, що спостерігається у Всесвіті. Показано що, вивчення феномена ГЛ, в його різноманітних проявах, дозволяє одержувати унікальну інформацію про Всесвіт, її окремих об'єктах і їх системах, яку часто неможливо отримати іншими способами.

Наведені основні поняття і формули теорії гравітаційного лінзування, які в подальшому використані для аналізу спостережних даних гравітаційно-лінзованої системи SBS 1520 + 530.

РОЗДІЛ 2

Отримання та редукція зображень ГЛС SBS 1520+530.

2.1. Спостережний матеріал.

Спостереження гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520 + 530 проводились на 1.5 метровому телескопі АДТ-22, встановленому на Майданакській астрономічній обсерваторії (Узбекистан). Обсерваторія знаходиться на висоті 2600 метрів над рівнем моря і, за своїми астрокліматичними характеристиками відома як одна з найкращих астрономічних майданчиків, розташованих на території СНД [1, 94].

За багаторічними спостереженнями, середня якість зображення, яка визнається як розмір зображення зірки на рівні 0.5 від максимальної інтенсивності (FWHM, Full Width at Half Maximum), становить 0.69", а середня кількість ясного часу сягає 2000 спостережуваних годин на рік [95].

Під час моніторингу гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520 + 530 на телескопі АДТ-22, в якості приймача випромінювання, застосовувалися три різні ПЗЗ камери. в період спостережень з 1999 по 2001 рік використовувалася ПЗЗ камера ST-7 фірми SBIG. з середини 2001 року до середини 2006 року на телескопі була встановлена ПЗЗ камера з азотним охолодженням SITe005 CCD, а з 2006 року телескоп був оснащений камерою SNUCAM з ПЗЗ матрицею зворотного освітлення.

Кожна ПЗЗ камера комплектувалася відповідним набором скляних фільтрів, що забезпечують отримання інструментальної фотометричної системи, близької до стандартної системи UBVRI Джонсона-Коузіна.

До середини 2006 року тривалість окремої експозиції не перевищувала 5 хвилин. Для збільшення ефективного часу накопичення, кожен ніч спостережень, реєструвалося кілька (від 6 до 10) кадрів об'єкта з експозиціями 3-5 хв.

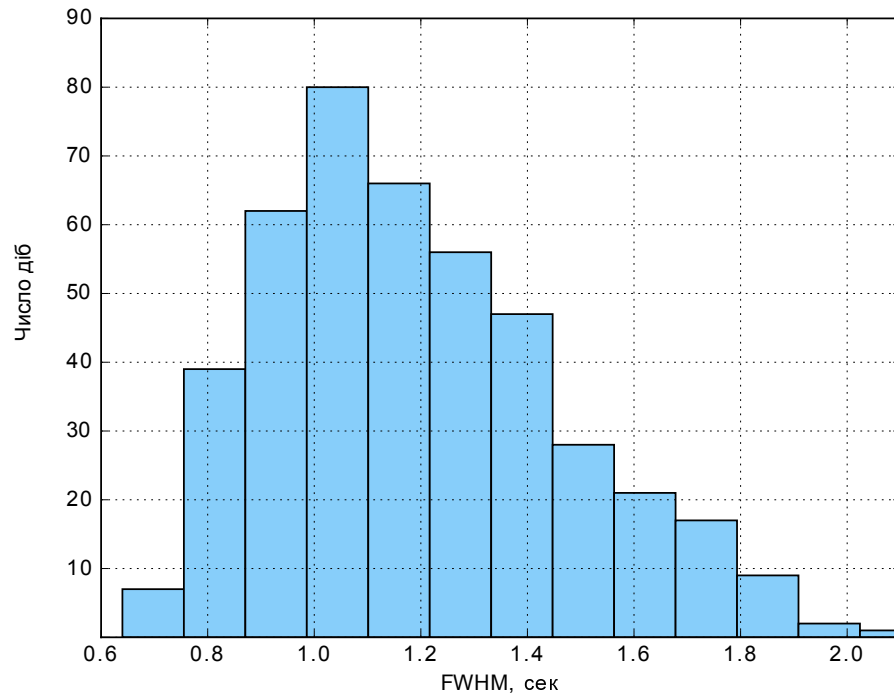


Рисунок 2.1. Гістограма середньої за ніч якості зображень (FWHM) ГЛК SBS 1520 + 530 в фільтрі R, виражена в кутових секундах.

Влітку 2006 року на телескоп було встановлено систему автоматичного гідрування, що дозволяє отримувати експозиції будь-якої тривалості без втрати якості зображення [11]. При спостереженні із системою автогідрування сумарний час експозиції складає 30 хвилин (три кадри по 10 хвилин, або 6 кадрів по 5 хвилин).

Медіанна середня якість зображень (FWHM) ГЛ SBS 1520 + 530, за час моніторингу гравітаційно лінзованого квазара в фільтрі R, що дорівнює близько 1.1 кутової секунди (див. Рисунок 2.1).

Загальна кількість отриманих кадрів ГЛК SBS 1520 + 530 склала більше 2500 за 440 епох в фільтрі R, 700 кадрів за 165 епох в фільтрі V і 530 кадрів за 120 епох в фільтрі I. Таким чином, на телескопі АДТ-22 був одержаний довгий ряд неоднорідних спостережених даних SBS 1520 + 530, починаючи з 1999.

2.2. Характеристики телескопа АДТ-22 і застосовуваних приймачів випромінювання.

Спостереження ГЛК SBS 1520 + 530 проводились на 1.5 метровому телескопі системи Річі-Кретьєна АДТ-22. Телескоп оснащений парою вторинних дзеркал, які спільно з головним дзеркалом формують оптичну систему з «коротким фокусом» відносний отвір $1/8$ і «довгим фокусом» $1/17$. Телескоп має високоякісну оптику, близьку до дифракційно-обмеженого, з величиною середньоквадратичної деформації хвильового фронту щодо ідеального 0.024λ (цехові дослідження).

АДТ-22 має оптичну систему квазі Річі-Кретьєна з увігнутим головним гіперболічним дзеркалом і змінними опуклими вторинними гіперболічними дзеркалами. В системі Річі-Кретьєна виправлені сферична аберація і кома, а максимальний розмір корисного поля зору обмежується астигматизмом. Система $1:17$ оснащена лінзовим коректором, яка виправляє астигматизм. Основною робочою оптичною системою АДТ-22 на даний момент є «короткий фокус» $1/8$.

Спостереження гравітаційних лінз проводилися за допомогою декількох ПЗЗ - приймачів. У дисертації представлені дані спостережень отриманих на трьох з них. Для спостережень 1999-2000 років використовувався ПЗС - ST-7 компанії Santa Barbara Instrument Group (SBIG, USA). Камера оснащена системою охолодження на елементах Пельтьє, які дозволяють знижувати температуру чіпа до -50° щодо навколишнього середовища. Під час роботи діапазон температури ПЗЗ був встановлений в межах від -20 до -30 градусів Цельсія.

Всі камери забезпечені наборами скляних фільтрів, що реалізують в поєднанні з ПЗЗ приймачем фотометричну систему, близьку до стандартної UBVRI Джонсона-Коузіна. Технічні параметри ПЗЗ приймачів наведені в таблиці 2.1

Починаючи з осені 2000 року, спостереження проводилися на ПЗЗ камері Site005A, створеної спеціально для Майданакської обсерваторії. Це

Камера	Розмір в пікселях	Розмір пі- кселя, μ	Темпера- тура, $^{\circ}\text{C}$	Гаїн $\frac{e^-}{ADU}$	Шум, e^-
ST-7	675x510	9x9	-20...-30	2.8	15
SiTe005A	2030x800	15x15	-100	1.16	5.5
SNUCAM	4096x4096	15x15	-108	1.45	4.7

Таблиця 2.1. Характеристики ПЗЗ камер використовуються в процесі спостережень ГЛ системи SBS 1520 + 530.

камера, яка охолоджується за допомогою рідкого азоту, з робочою температурою ПЗЗ чіпа -100 градусів Цельсія.

У вересні 2006 року на телескоп АДТ-22 була встановлена нова ПЗЗ камера SNUCAM, що охолоджується спеціальною газовою холодильною установкою до температури -108°C [12].

Прилади з зарядовим зв'язком (ПЗЗ або CCD - Charge Coupled Device) за сумою своїх характеристик найбільшою мірою наближаються до ідеального світлоприймача. Висока лінійність і широкий динамічний діапазон ПЗЗ - приймачів дуже цінні при астрономічних спостереженнях.

ПЗЗ камера являє собою твердотільний матричний приймач випромінювання на основі кремнію, тобто, по суті, надвелику інтегральну схему. Приймальні елементи ПЗЗ утворені структурою електродів на поверхні кристала кремнію. Сигнал надходить з виходу ПЗЗ у формі напруги і перетворюється в цифровий код в наступних електронних схемах.

Основні параметри ПЗЗ пов'язані з фізичними принципами їх роботи. Свою назву ПЗЗ отримав завдяки методу зчитування зображення: в цих приладах фотоелектрони, утворені під дією світла, фізично переміщуються всередині приладу елемент за елементом, рядок за рядком і по черзі надходять на підсилювач. Перерахуємо найважливіші параметри, що характеризують ПЗЗ приймачі при астрономічних спостереженнях.

Велике значення для вимірювання слабких потоків має шум зчитування (read noise) ПЗЗ - середньоквадратична величина помилки вимірювання заряду кожного пікселя. Шум зчитування залежить в першу чергу від шу-

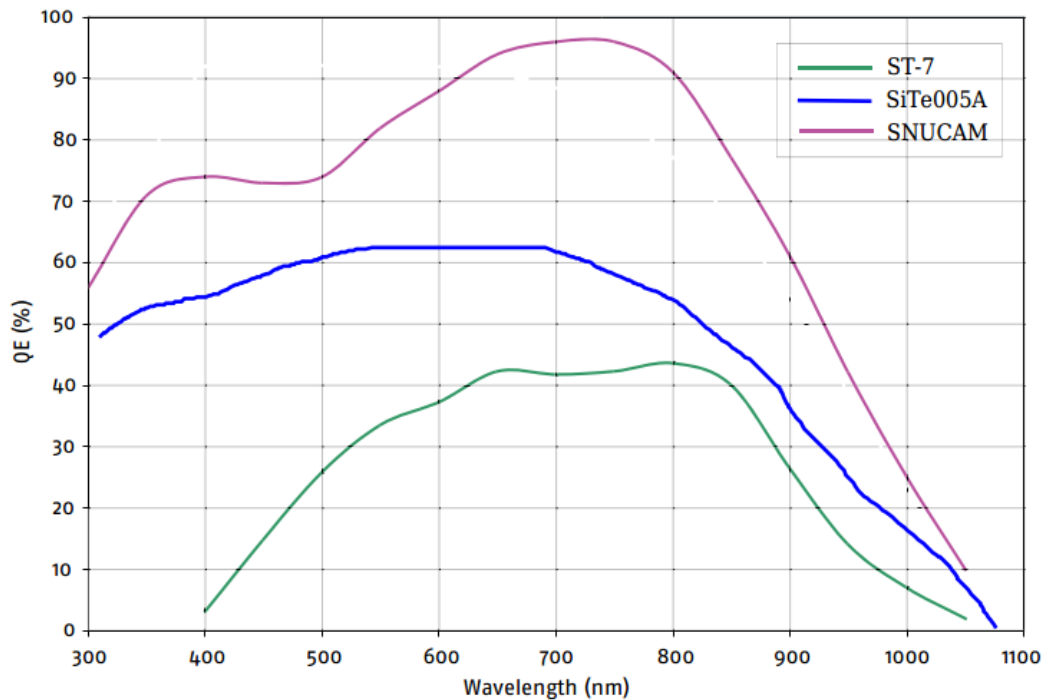


Рисунок 2.2. Квантова ефективність ПЗЗ камер з прямою (ST-7, SiTe005A) та зворотної (SNUCAM) засвіченням. По осі X відкладена довжина хвилі в нанометрах.

му вихідного підсилювача і визначається по флуктуації вихідного сигналу з неосвітлених матриці.

Як було сказано вище, в ході моніторингу гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520 + 530 в якості приймача випромінювання застосовувались три ПЗЗ камери. Величина шуму зчитування для всіх застосовуваних ПЗЗ камер представлена в таблиці 2.1.

Параметр відповідності одиниці цифрового сигналу до кількості накоплених фотоелектронів називається гаїн (gain) або коефіцієнт перетворення. Гаїн має розмірність e^- / ADU . Дані про значення величин гаїна, використовуваних при спостереженнях ПЗЗ камер, також представлені в таблиці 2.1

Професійні ПЗЗ камери дозволяють змінювати частоту, з якою відбувається зчитування даних з ПЗЗ матриці, при цьому істотно змінюються і величини шуму зчитування і гаїн.

Другий важливий параметр - ефективність переносу заряду, що дорів-

нює частині заряду, що переноситься з одного пікселя в наступний. Неефективність переносу заряду проявляється у вигляді «хвостів», що тягнуться за яскравими деталями зображення і у вигляді загальної втрати чіткості картини. «Хвости» залежать від рівня сигналу (гірше при малих сигналах) і типу каналу (внутрішній канал краще поверхневого). Даний параметр особливо важливий для великих ПЗЗ матриць. Один із способів боротьби з неефективністю переносу полягає в штучному збільшенні рівня сигналу шляхом рівномірного засвічення ПЗЗ перед експозицією.

ПЗЗ камера SNUCAM з розмірами 4096x4096 пікселів оснащена чотирма незалежними каналами зчитування заряду, що дозволяє зчитувати сигнал не тільки в 4 рази швидше, але й зменшити довжину шляху перетікання заряду з пікселя на піксель в 2 рази. Величини шуму зчитування та гаїна, для кожного з підсилювачів, дещо відрізняються один від одного, що необхідно враховувати при подальшій попередній обробці. Ефективність переносу заряду для ПЗЗ камери SNUCAM становить > 0.999996 .

Ще один важливий параметр ПЗЗ - квантовий вихід, що залежить, від довжини хвилі. Теоретично квантовий вихід внутрішнього фотоефекту прагне до 100%, але реалізації заважає втрата світла і неповний збір електронів. Чіпи ПЗЗ камер ST-7 і SiTe005A мають квантову ефективність близько 40% і 50% відповідно. Квантова ефективність ПЗЗ камери SNUCAM оснащеної матрицею зі зворотним засвіченням досягає 90% див. рисунок 2.2.

2.2.1. Система автоматичного гідрування. Велика база даних, отриманих з використанням ПЗЗ-приймачів в двох фокальних комбінаціях системи Річі-Кретьєна АДТ-22, дозволяє оцінити характеристики системи ведення телескопа шляхом вимірювання та аналізу координат зареєстрованих зображень зірок.

Зміна координат зірок в серії послідовних зображень при фіксованих координатах наведення телескопа може бути викликана регулярною і випадковою рефракцією, вітровими навантаженнями, а також технічними

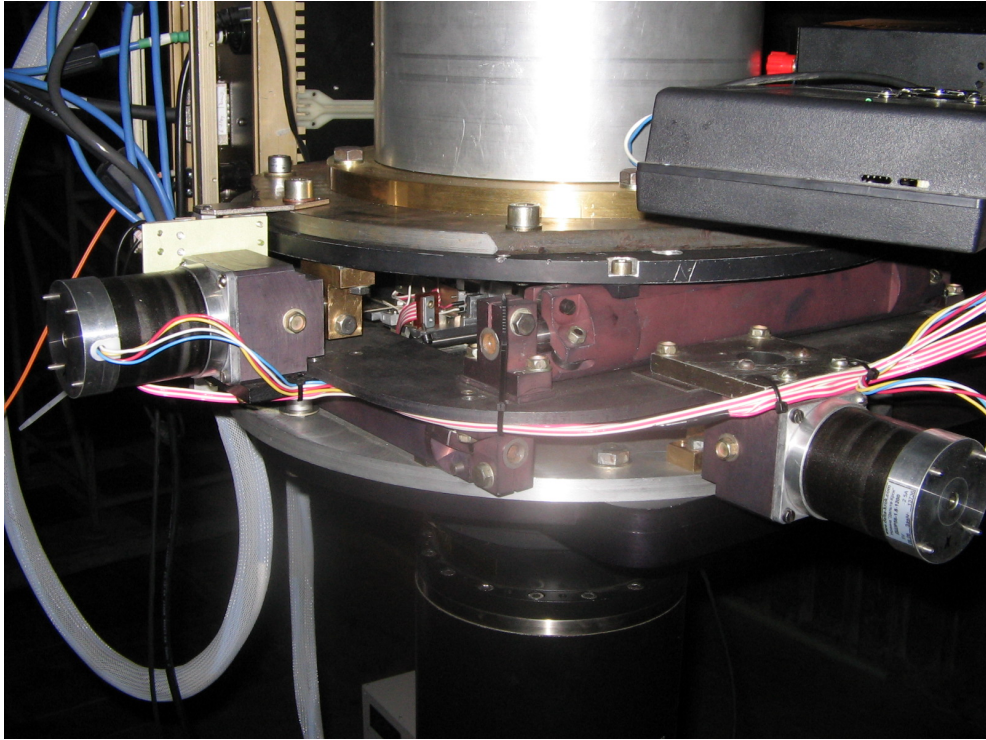


Рисунок 2.3. Автоматично гідруючий пристрій, встановлений в головному фокусі телескопа АДТ-22.

причинами, такими як похибка установки годинникової осі телескопа, нестабільність частоти приводу годинного ведення, механічних і термічних деформацій вузлів телескопа і елементів оптичної схеми.

Зі спостережень, що проводяться на телескопі АДТ-22, було встановлено, що при часі експозиції понад 5 хв, систематичний догляд телескопа може скласти величину порядку $1''$, що призводить до помітної втрати реальної роздільної здатності телескопа. Проведений аналіз похибок системи ведення АДТ-22 показав, що автоматичне гідрування, навіть з невисокою частотою спрацьовування $\approx 1 \div 0.1 \text{ Hz}$, дозволить усунути ряд систематичних і періодичних помилок, що призводять до помітно погіршенню функції розсіювання точки (ФРТ) зареєстрованих зображень.

У серпні 2006 р телескоп був оснащений системою автоматичного гідрування (автогідом), в розробці та встановленні якої автор брав активну участь. Автогід був розроблений і встановлений на телескопі АДТ-22 командою Харківських астрономів в рамках робіт за грантом УНТЦ (проект U127) (див. Рисунок 2.3).

Автогід був встановлений на кріпильному фланці позиційного підшипника телескопа. Елементи кріплення виконані так, щоб площа реєстрації ПЗЗ-камери, пристикованої до автогіду, перебувала в розрахунковій площині найкращих оптичних зображень телескопу.

Автогід має двоярусну конструкцію: верхній і нижній фланці, які поєднуються за допомогою окремих прецизійних кареток, що забезпечують переміщення по прямому сходженню і відміні.

На нижньому фланці змонтована двокоординатної каретка, на яку переміщується невелика ПЗЗ-камера, яка постійно вимірює положення порівняно яскравої зірки поблизу від об'єкта спостережень - зірки гідрування. Ця мініатюрна ПЗЗ-камера LCL 902K фірми WATEC має високу чутливість і працює в телевізійному форматі з часом експозиції 40 мс. У телескопі світло від зірки гідрування направляється на цю камеру двома маленькими дзеркалами. Під час пошуку підходящої зірки гідрування, каретка з телевізійною камерою може переміщатися за допомогою малих крокових двигунів. Аналоговий телевізійний сигнал передається на комп'ютер, на якому встановлена плата аналого-цифрового перетворювача.

Автогід компенсує невеликі помилки ведення годинникового механізму, гнуття труби і вилки телескопа, а також ефекти атмосферної рефракції за час експозиції. гідрування проводиться з частотою $1 \div 0.1 \text{ Hz}$ по зірці гідрування, що знаходиться в полі зору поблизу досліджуваного об'єкта.

2.3. Попередня обробка зображень.

ПЗЗ приймач являє собою твердотільний прилад, який має матричну структуру, пов'язаних між собою приймачів зображення. Кожен піксель являє собою конденсатор, що накопичує заряди, які утворюються від взаємодії фотонів з кремнієвої структурою. Кожен поглинений фотон народжує електрон і позитивний заряд «дірку». Структура ПЗЗ приймача влаштована таким чином, що кожному пікселі накопичуються електрони, число яких пропорційне числу падаючих фотонів. Рисунок 2.4 показує внесок рі-

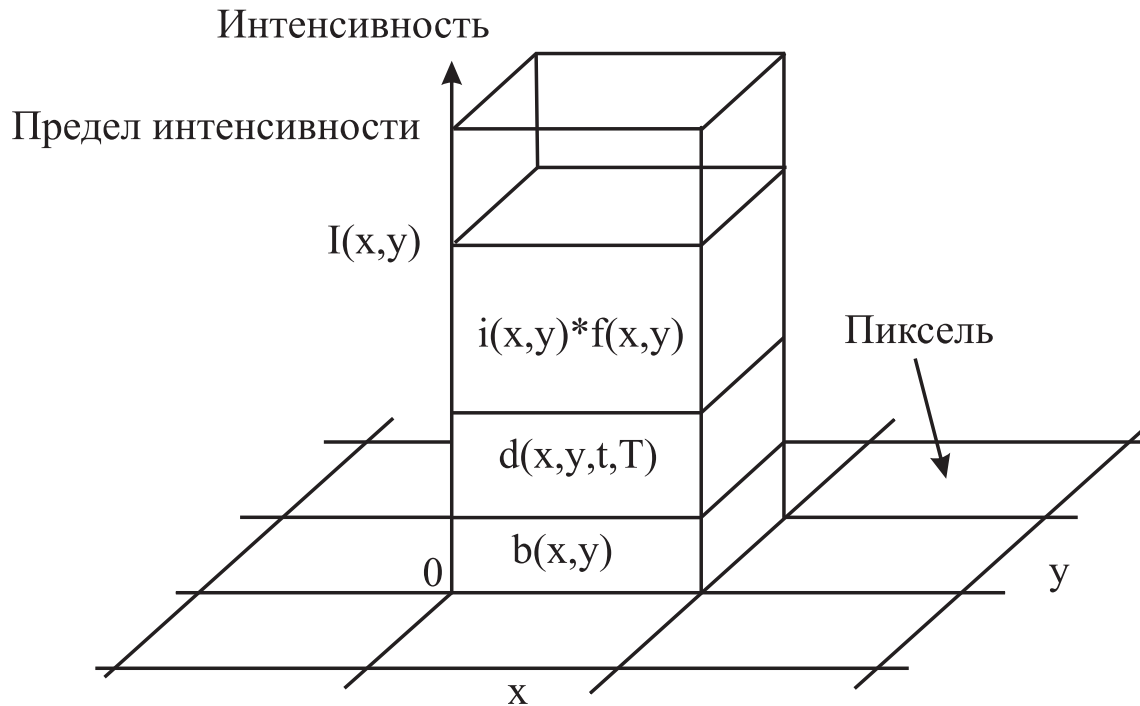


Рисунок 2.4. Внесок складових в інтенсивність пікселя $I(x, y)$.

зних складових в значення інтенсивності $I(x, y)$, яка вимірюється в пікселі з координатами x, y .

Попередня обробка полягає в добуванні значення $i(x, y)$, яке представляє собою реальне значення інтенсивності, зареєстроване ПЗЗ приймачем. Внесок в розподіл $I(x, y)$ на оригінальному документі визначається трьома складовими:

$b(x, y)$: зміщення нуля (bias) — значення передзаряду на ПЗЗ, константа, яка не залежить від температури і часу експозиції;

$d(x, y, t, T)$: темновий струм (dark current) — кількість термоелектронів, що утворюються в перебігу експозиції. Значення $d(x, y, t, T)$ пропорційно часу експозиції t і температурі T ;

$f(x, y)$: плоске поле (flat field) — відносна чутливість пікселю визначається при рівномірному засвітлюванні.

Наступне відношення пов'язує $I(x, y)$ з складовими, зазначеними вище:

$$I(x, y) = b(x, y) + d(x, y, t, T) + i(x, y)f(x, y). \quad (2.1)$$

На практиці значення $b(x, y)$, $d(x, y, t, T)$ і $f(x, y)$ отримують шляхом ре-

естрації спеціальних калібрувальних зображень.

Для попередньої обробки даних був розроблений пакет програм на мові програмування Delphi. Первинна обробка включала в себе віднімання кадру зміщення нуля для SiTe005A і SNUCAM, створення кадру темного струму і віднімання його для камери ST-7, створення і корекції кадру розподілу чутливості пікселів - плоского поля, а також очищення кадру від слідів космічних променів [4].

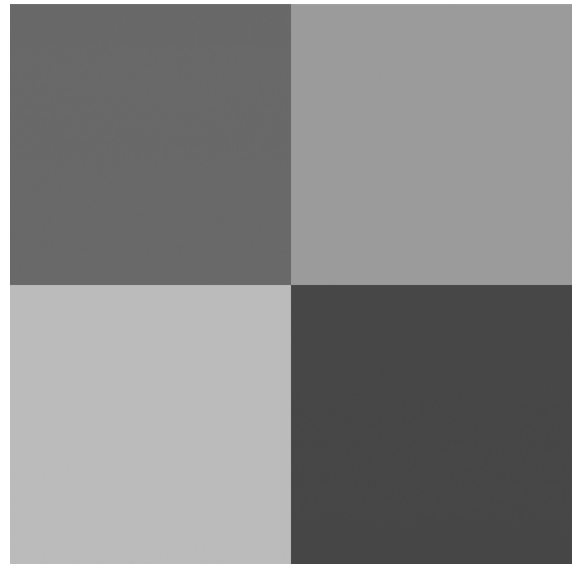
2.3.1. Корекція зміщення нуля. Зміщення нуля вводиться в сигнал підсилювача ПЗЗ приймача для того, щоб уникнути появи негативних відліків сигналу. Значення цього зміщення визначає фотометричний нуль електронної системи. Визначення зміщення нуля можливе двома шляхами.

Перший спосіб полягає в отриманні зображення з «нульовою експозицією» при закритому затворі камери:

$$I_b(x, y) = b(x, y) \quad (2.2)$$

Другий спосіб можна використовувати не для всіх ПЗЗ камер. Він заключається в наступному.

Деякі ПЗЗ можуть емулювати зчитування сигналу протягом певного часу перед і після отримання значень з матриці (over scan) і передавати ці значення разом з кадром. Камера SiTe005A має таку можливість, тому визначення зміщення нуля для неї полягало в усередненні значення в цій області. Розмір робочої області складає 2000x800.



Повний розмір одержуваного кадру 2030x800, значення 30-ти пікселів в

Рисунок 2.5. Кадр зміщення нуля, отриманий на ПЗЗ SNUCAM.

кожному рядку містить значення зміщення нуля. Усереднене значення в цій області дає значення зміщення нуля для оброблюваного кадру, яке ста-

новить близько 450 відліків ADU. У загальному випадку величина зміщення нуля залежить від характеристик камери і може змінюватися по полю кадру. Для того щоб це перевірити отримують кадр з «нульовою» експозицією. У роботах [2, 96] було показано, що SiTe005A позбавлена будь-яких помітних дефектів і особливостей, що дозволило цілком надійно і акуратно провести корекцію зміщення нуля по областям оверскана.

Для камери SNUCAM, що не має області оверскана, щонаочі отримували кадри з нульовою експозицією, які в подальшому були використані для оцінки значення зміщення нуля. ПЗЗ камера має 4 канали зчитування заряду, які мають злегка різне значення струму зміщення нуля (див. Рисунок 2.5).

ПЗЗ ST-7 має робочу температуру близько -25°C . Наряду з адитивною добавкою зміщення нуля ST-7 має адитивну складову темнового струму, що дозволяє проводити обидві корекції одночасно.

2.3.2. Корекція темнового струму. Навіть при відсутності освітлення на ПЗЗ-детекторі відбувається генерація носіїв заряду в пікселях (темновий струм). Це викликано хаотично рухомими під дією температури зарядами (електронами). Такі термоелектрони потрапляють в потенційну яму (піксель) і накопичуються там. Кожен піксель накопичує різний темновий заряд. Кількість зарядів, накопичених через темновий струм, приблизно однакова для ідентичних експозицій і температур:

$$I_d(x, y, t, T) = b_i(x, y) + d_i(x, y, t, T). \quad (2.3)$$

Як було сказано вище, кількість термоелектронів залежить від температури. На ПЗЗ - камері SiTe005A з азотним охолодженням і SNUCAM, охолоджувальної до -108°C , темновий струм досить малий. Однак зовсім по-іншому складається ситуація на ST-7, де робоча температура становить близько -25 градусів Цельсія. Тому для камери ST-7 проводилася процедура корекції темнового струму.

Кожен кадр темнового струму містить в собі також адитивну добавку - зміщення нуля, який віднімається разом з кадром темнового струму.

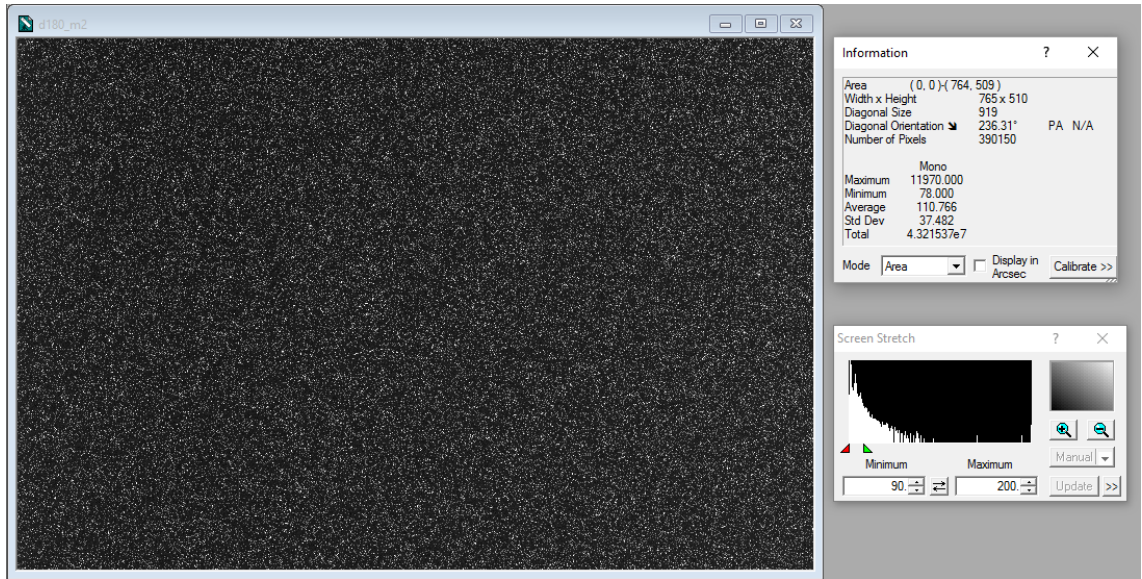


Рисунок 2.6. Майстер-кадр темного струму ПЗЗ камери ST-7, отриманий для експозиції 180 секунд при температурі чіпа -25°C .

Для створення зображення, що коректує темновий струм, використовують медіанне середнє значення по серії кадрів, знятих з однаковою експозицією і температурою при закритому затворі. Отриманий таким чином майстер-кадр темного струму в подальшому використовують для процедури корекції. Замість усереднення по медіані, яка автоматично виключає пікселі, що містять сліди попадання космічних променів, часто використовують процедуру усіченого середнього, яку в англійській літературі називають *winsorized mean*.

Усічене середнє представляє собою статистичну міру центральної тенденції, розраховану, як середнє значення для наявного набору даних, з якого виключено декілька найбільших і найменших значень [97]. Саме така процедура була використана для отримання майстер-кадрів темного струму ПЗЗ камери ST-7:

$$d(x, y, t, T) = \langle I_d(x, y, t, T) \rangle_{wmean}, \quad (2.4)$$

де $\langle \rangle_{wmean}$ позначає усічене середнє.

Приклад майстер-кадру темного струму ПЗЗ камери ST-7 отриманий для експозиції 180 секунд при температурі чіпа 25°C показаний на рисунку 2.6. З урахуванням значення струму зміщення, рівного 100 одиниць АЦП,

середнє значення темнового струму становить 10.776, а стандартне відхилення 37.482 відліків.

Теоретично, можна створити один майстер-кадр темнового струму та інтерполювати його для потрібної експозиції. При цьому важливо пам'ятати, що кадри темнового струму містять в собі значення струму зміщення, значення якого необхідно відняти безпосередньо перед процедурою інтерполяції. ПЗЗ камера ST-7 має помітну нелінійність [3], тому для кожної експозиції і для кожної робочої температури чіпа створювався окремий майстер-кадр темнового струму.

2.3.3. Корекція нерівномірної чутливості елементів ПЗЗ матриці.

Кожен елемент ПЗЗ матриці має свою чутливість, яка визначається технологією створення матриці і зміною властивостей кремнієвої пластини з плином часу. Спектральна залежність чутливості приймаючих елементів ПЗЗ матриці також може злегка відрізнятися один від одного [98]. Тому наступним етапом попередньої обробки є вирівнювання чутливості по полю ПЗЗ приймача.

Щоб врахувати нерівномірність чутливості по полю ПЗЗ необхідно отримати кадр рівномірно освітленої поверхні. Для цього додатково отримують серії кадрів ділянки сутінкового неба, яке не містить яскравих зірок. Для кожного фільтру були отримані серії кадрів, розподіл інтенсивності в яких описується виразом:

$$I_f(x, y) = b(x, y) + d(x, y, t, T) + f(x, y). \quad (2.5)$$

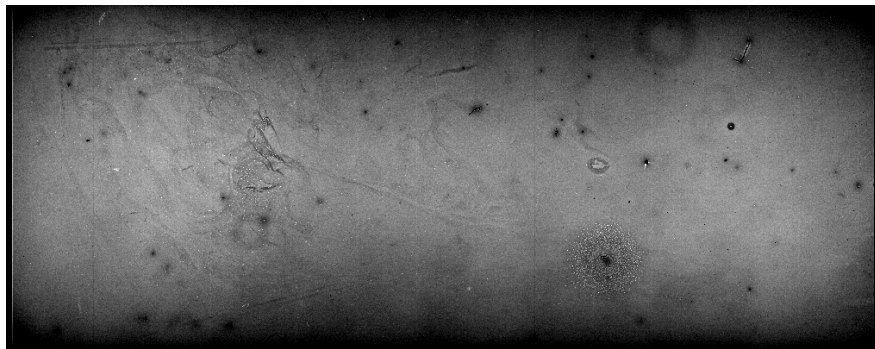
де $f(x, y)$ - сигнал рівномірно освітленого поля для пікселя (x, y) .

Окремі кадри плоского поля (flat field) камер SiTe005A і SNUCAM були скоректовані за зміщення нуля.

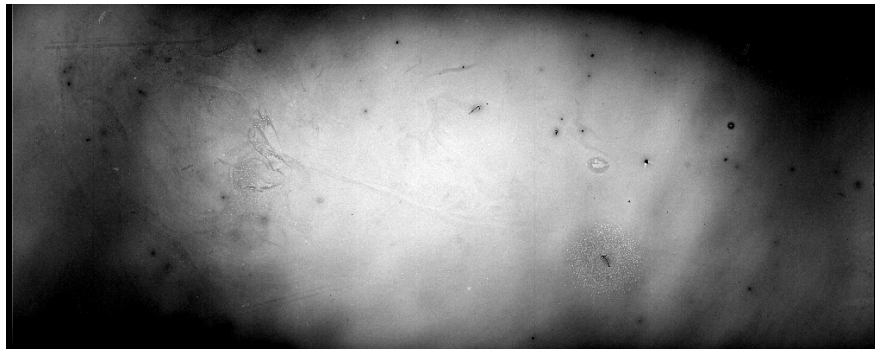
Процедура корекції кадрів плоского поля для камери ST-7 включала в себе корекцію майстер-кадром темнового струму. Зазвичай, кадри плоского поля отримують з короткою експозицією 5-15 секунд. Ці обмеження викликані, з одного боку часом спрацьовування затвора, а з іншого — накопиченням на кадрі сигналу від зірок поля. Тому, для корекції кадрів з



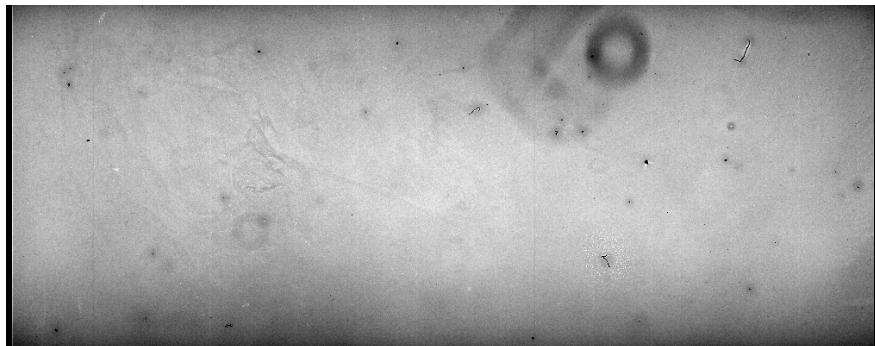
(a) Майстер кадр плоского поля отриманий в червні 2004 року.



(b) Майстер кадр плоского поля отриманий 24 липня 2004 року.



(c) Майстер кадр плоского поля отриманий в серпні 2004 року.



(d) Майстер кадр плоского поля отриманий в жовтні 2005 року.

Рисунок 2.7. Еволюція зміни ПЗЗ зображень кадрів рівномірно освітленого поля камери SITe005A в фільтрі R.

короткою експозицією, необхідно використовувати відповідні кадри темного струму.

Поодинокі кадри плоского поля мають різну середню інтенсивність, тому їх необхідно попередньо унормувати.

$$\bar{f}_i(x, y) = \frac{I_f(x, y) - [b(x, y) + d(x, y, t, T)]}{M}, \quad (2.6)$$

де M - нормувальний множник.

Для створення майстер-кадру плоского поля використовувалося близько 50 зображень в кожному фільтрі. Значення пікселів майстер-кадру плоского поля розраховувалося з використанням процедури усіченого середнього. Значення пікселя (x, y) всіх кадрів нормувалося на інтегральне значення, сортувалося по зростанню і потім десять значень поблизу медіанного значення усереднювалися. Така процедура дозволяє «прибрати» зірки і сліди космічних променів з кадру плоского поля, а також покращити шумові характеристики майстер-кадру.

$$f(x, y) = med\langle \bar{f}_i(x, y) \rangle. \quad (2.7)$$

Далі, при обробці зображень об'єкта, ефект нерівномірного розподілу чутливості в кожному з фільтрів коригується шляхом ділення на відповідний майстер-кадр плоского поля.

Майстер-кадр плоского поля ПЗЗ камери SITe005A в фільтрі R показаний на рисунку 2.7а. Крім загальної нерівномірності чутливості пікселів по полю, на кадрах плоского поля помітні сліди поглинання світла на частинках пилу знаходяться як на поверхні фільтрів, так і на склі ПЗЗ камери.

Зображення плоского поля камери SITe005A також містить контрасні темні області, які, по-видимому, є порошинками, розташованими безпосередньо на чіпі ПЗЗ камери [9].

липні 2004 року ПЗЗ камера SITe005A піддалася різким коливанням температури, внаслідок чого відбулася деградація ПЗЗ чіпа (див. Рисунок 2.7b). Через кілька днів, неакurate поводження з фільтром R призвело до часткового руйнування просвітлюючого шару фільтру (див. Рисунок 2.7c).

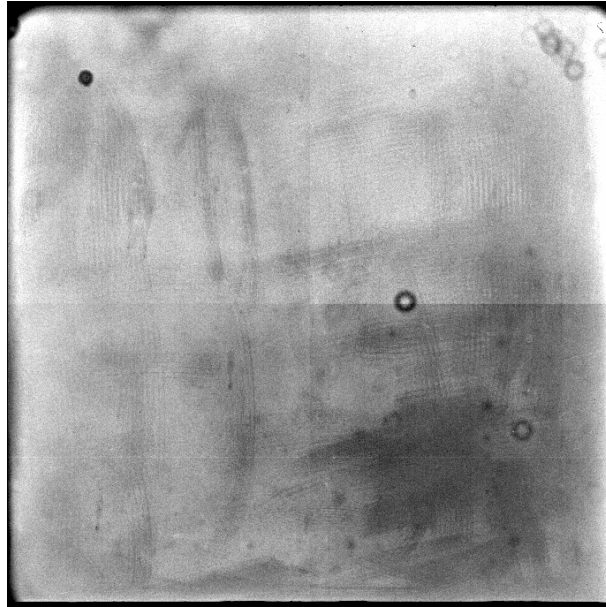


Рисунок 2.8. Майстер-кадр рівномірно освітленого поля камери SNUCAM в фільтрі R.

Контрастність зображення 2.7с зменшена на 20 відсотків. Заміна даного фільтра на новий була проведена тільки в жовтні 2005 року (див. Рисунок 2.7b).

Розподіл інтенсивності рівномірного освітлення камери SNUCAM в фільтрі R показано на рисунку 2.8. На зображенні помітні області зчитування різними підсилювачами, що, по видимому, викликано нерівністю величини коефіцієнта перетворення (gain) для кожного каналу зчитування. Також, добре помітні кільця поглинання світла на порошинки, розташованих на склі ПЗЗ камери і загальна нерівномірність чутливості ПЗЗ чіпа.

2.3.4. Видалення слідів від космічних променів. Космічні промені перед- являють собою високоенергетичні заряджені частинки, переважно протони, які, при попаданні в чіп, вибивають з кремнію лавину електронів, що призводить до збільшення значення сигналу в одному або декількох сусідніх пікселях до декількох тисяч ADU.

Для усунення слідів космічних променів зазвичай використовуються нелінійні цифрові фільтри. Позначимо через $K(x, y)$ значення інтенсивності в (x, y) -м пікселі вихідного кадру. Якщо значення $K(x, y)$ більш 5σ , де σ — де флуктуація фону неба поблизу (x, y) , тоді замінюємо значення

$K(x, y)$ середнім або медіанного значення в області (x, y) . Однак, якщо в цю область потрапляють космічні промені, при обчисленні середнього арифметичного і подальшої фільтрації, значення вихідних пікселів зміняться. Тому, для більш точної оцінки, доцільніше застосовувати або ітеративне віднімання, або визначати медіанне середнє в деякій області [99]. При медіанній фільтрації необхідно, щоб розмір вікна фільтру був приблизно в два рази більше дефекту, який слід видалити і не менше того об'єкта, який не повинен бути віддаленим.

Крім процедури фільтрації проводилася візуальна інспекція кожного досліджуваного кадру. У разі отримання серії зображень однієї і тієї ж ділянки неба, для видалення космічних променів, часто використовується техніка порівняння інтенсивності пікселів з одними і тими ж координатами по всій вибірці, що полягає в наступному:

Всі зображення наводяться до єдиної системи координат і нормуються. Величина інтенсивності випромінювання в кожному пікселі прирівнюється до медіанного значення, отриманим по всім кадрам. Відбір проводився за критерієм 3σ , де σ середньоквадратичне відхилення інтенсивності в пікселях з одними і тими ж координатами, певне по даній вибірці. Якщо величина інтенсивності пікселя більше медіанного значення 3σ , значення інтенсивності пікселя замінюється на медіанне. Такий метод використовується, наприклад, для видалення космічних променів на зображеннях, отриманих на космічному телескопі ім. Хаббла, а також в ряді інших завдань для отримання зображень з гранично високою проникністю.

2.3.5. Корекція нелінійності. В результаті обробки тестових зображень показано, що ПЗЗ камера SITe005A лінійна у всьому робочому діапазоні з точністю до помилок вимірювань (краще 1%). Результати тестування добре узгоджуються з даними постачальника камери [96].

ПЗЗ SNUCAM також є лінійна у всьому робочому діапазоні.

ПЗЗ камери ST-7 виявлена нелінійність, що досягає 8% в межах динамічного діапазону. Залежність, отримана за тестовими даними, апроксимо-

вана методом найменших квадратів поліномом третього ступеня. Кориговальний поліном має вигляд [3]:

$$I_k = I_r / (1.011419 - 0.012897\nu + 0.00363\nu^2 - 0.000169\nu^3), \quad (2.8)$$

де I_r — початковий відлік в пікселі (після вирахування кадру темного струму), I_k - скоригована величина відліку, $\nu = \ln(I_r)$. Полином (2.8) використовувався на етапі попередньої обробки для введення корекції за нелінійність всіх зображень, одержуваних з ST-7.

2.4. Точність вимірювань і відношення сигнал / шум.

Будь-які вимірювання завжди містять деяку невизначеність, або шум. Цю невизначеність прийнято називати помилкою вимірювання. Оскільки з'ясувати з абсолютною точністю справжнє значення будь-якої величини неможливо, то необхідно оцінити величину відхилення виміряного значення від істинного. Більшість методів оцінки помилок через виміри вимагають знання природи шуму або його розподілу. Найпростіше виміряти розподіл помилок шляхом повторення експерименту. В астрономії відома фізика багатьох процесів і, відповідно, розподілення помилок. Наприклад, фотонний шум підпорядковується Пуасонівському розподілу.

Нехай середня кількість фотонів, що приходять на приймач випромінювання становить μ , тоді ймовірність реєстрації n фотонів становить [100]:

$$prob(\mu|n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (2.9)$$

При збільшенні кількості фотонів розподіл Пуассона переходить в Гаусовий розподіл:

$$prob(\mu|n, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{(n - \mu)^2}{\sigma^2} \right]. \quad (2.10)$$

У зображень, отриманих за допомогою ПЗЗ приймача, є декілька джерел шумів. Такі, як фотонний шум, шум зчитування, шум темного струму і

т.д. Для кількісної оцінки похибки вимірювань використовується параметр відношення сигналу до шуму S / N (signal / noise ratio). Величину помилки вимірювання можна отримати як для окремого, так і для сукупності пікселів. Значення величини відносини S / N для ПЗЗ зображення, отриманого в апертурі містить int пікселів визначається виразом [101]:

$$S/N = \frac{N_e}{\sqrt{N_e + n_{pix} \left(1 + \frac{n_{pix}}{n_b}\right) \cdot (N_S + N_D + N_R^2 + g^2 \sigma_f^2)}}. \quad (2.11)$$

Тут N_e — кількість фотоелектронів від джерела (e^-/int), n_{pix} — кількість пікселів, що використовуються в апертурі n_b — число пікселів, що використовуються для визначення фону, N_S — рівень неба (фону) ($e^-/pixel/int$), N_D — темной струм ($e^-/pixel/int$), N_R — шум зчитування ($rms \cdot e^-/pixel/read$), g — коефіцієнт конверсії (gain) (e^-/ADU), σ_f^2 — варіації шуму дискретизації в АЦП конвертері.

Вираз $\left(1 + \frac{n_{pix}}{n_b}\right)$ пов'язано з помилками визначення фону. Тому бажано враховувати велику кількість пікселів фону $n_b \gg n_{pix}$. Вираз $g^2 \sigma_f^2$ враховує шум, внесений аналогово-цифровим перетворювачем і суттєво впливає на шуми ПЗЗ камери з великим відношенням кількості фотоелектронів на одиниці АЦП ($\sim 100e^-/ADU$). У типовому ж випадку, при використанні ПЗЗ камери, ці два параметри дають досить малі добавки до загальної помилки вимірювання. З урахуванням цього рівняння (2.11) набуває вигляду:

$$S/N = \frac{N_e}{\sqrt{N_e + n_{pix}(N_S + N_D + N_R^2)}}. \quad (2.12)$$

Знаменник являє собою суму помилок, яка підпорядковується Пуасонівському розподілу, за винятком шуму зчитування N_R , який є адитивною добавкою. Якщо сигнал досить потужний $N_e \gg n_{pix}(N_S + N_D + N_R^2)$, тоді співвідношення приймає вигляд:

$$S/N \simeq \frac{N_e}{\sqrt{N_e}} = \sqrt{N_e}. \quad (2.13)$$

Це результат, очікуваний при вимірювання джерела, за допомогою приймача випромінювання, помилками якого можна знехтувати. Якщо $S/N \sim \sqrt{N_e}$, тоді джерело вважається «яскравим».

Такий метод визначення помилок може бути використаний тільки для оцінки помилок вимірювання апертурної фотометрії. Для фотометрії об'єктів, для яких застосування апертурної фотометрії не постає можливим (практично всі відомі гравітаційні лінзи), необхідно застосовувати інші способи оцінки помилок вимірювань. За одну сесію спостережень ми отримували кілька (від 4 до 10) кадрів одного і того ж об'єкта. Потім, виробляючи фотометрію окремих кадрів і порівнюючи її результати, можна отримати значення внутрішньої збіжності результатів:

$$err = \frac{\sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1..N} (m_i - \bar{m})^2}}{\sqrt{N}}, \quad (2.14)$$

где N — кількість вимірювань (кадрів), m_i — значення вимірювання i -го кадру, $\bar{m}$ — середнє значення.

Цей вираз визначає так звану «помилку середнього», яка характеризує внутрішню збіжність результатів вимірювань і враховує всі випадкові флуктуації незалежно від умов вимірювань.

2.5. Висновки

У розділі 2 наведено опис даних спостережень ГЛС SBS 1520+530. Викладено результати дослідження характеристик світлоприймальної апаратури й телескопа АДТ-22 Майданакської астрофізичної лабораторії (Узбекистан).

Дано короткий опис системи автоматичного гидирування встановленої у серпні 2006 р. на телескоп АДТ-22, в розробці якої автор брав активну участь. Автогід був розроблений і встановлений на телескоп АДТ-22 командою Харківських астрономів у рамках робіт із гранту УНТЦ [11]. Автогід компенсує невеликі помилки ведення годинникового механізму, гнуття

труби і вилки телескопа, а також ефекти атмосферної рефракції під час експозиції. гідрування проводиться з частотою $1 \div 0.1 Hz$ по зірці до 13 зоряної величини, яка знаходиться поблизу досліджуваного об'єкта.

Представлені в даній роботі матеріали моніторингу гравітаційно-лінзованого квазара SBS 1520 + 530, охоплюють період з 1999 по 2009 роки, що включають більш ніж 2500 зображень в фільтрі R, отримані протягом 420 ночей спостережень, а також, більше 650 кадрів в фільтрі V за 150 ночей спостережень і 530 зображень фільтрі I, за 115 ночей спостережень.

В ході моніторингу гравітаційно лінзованого квазару SBS 1520 + 530 на телескопі АДТ-22, в якості приймача випромінювання, застосовувалися три різних ПЗЗ камери ST-7, Site005 і SNUCAM. Застосовувані ПЗЗ приймачі мали різні фізичні розміри пікселів, різну квантову ефективність, робочу температуру ПЗЗ матриці т.д. В процесі використання ПЗС відбувалася деградація поверхні ПЗЗ чіпа, порушення герметичності і т.д. Моніторинг проводився в різних оптичних системах (довгий і короткий фокуси телескопа), а також із використанням або без використання оптичного коректора поля.

У розділі наведено методику попередньої обробки ПЗЗ зображень і показані результати її застосування для зображень гравітаційно лінзованого SBS 1520 + 530.

Різномірний наглядний матеріал, обумовлений змінюваними умовами спостережень, призвели до необхідності вирішення завдання зведення спостережних даних в єдиний ряд, придатний для подальшого аналізу та інтерпретації.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора:

[1–4, 9, 11, 12]

РОЗДІЛ 3

Фотометрія компонентів гравітаційно лінзованої системи SBS 1520 + 530 та їхній аналіз.

Гравітаційно лінзований квазар SBS 1520 + 530 був відкритий в 1996 році на Спеціальній астрофізичній обсерваторії Російської АН (САО РАН) [38]. Гравітаційно лінзована система складається з двох зображень квазара, розташованих на кутовій відстані 1.59 секунди (див. Рисунок 3.1) один від одного. Зображення мають тотожні спектри з червоним зміщенням $z = 1.855$, в яких також були виявлені лінії поглинання на $z = 0.7$ і $z = 0.8$. Прямим підтвердженням гравітаційно лінзованої природи зображень квазара стало виявлення лінзуючої галактики між компонентами. Для цього, були отримані зображення в інфрачервоному діапазоні на 3.6м Канадсько-Франко-Гавайському телескопі, оснащеному адаптивною оптичною системою [102]. Кутова роздільна здатність телескопа становила близько 0.2 кутових секунд. В роботі також була запропонована проста модель гравітаційної лінзи, що враховує відносні координати виявленої галактики-лінзи.

Перші криві блиску SBS 1520 + 530 були отримані на 2.56м телескопі NOT (Nordic Optical Telescope), в період з лютого 1999 по квітень 2001 [103]. Наявність помітної змінності блиску квазара, дозволило заміряти час запізнення сигналу між зображеннями А і В, яке дорівнює 130 ± 3 дні. У цій же роботі було висловлено припущення про вплив на отримані криві блиску ефекту мікролінзування, що спостерігається в системі.

В роботі [104] були побудовані кілька моделей гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530. Для цього були проаналізовані зображення з високим роздільною кутовим дозволом, отримані на космічному телескопі ім. Хаббла. Також були отримані глибокі зображення околиць системи на телескопі NOT в VRI фільтрах. Отримані з кольорових зображень фотометричні червоні зміщення в найближчій околиці SBS 1520 + 530 139 галактик,

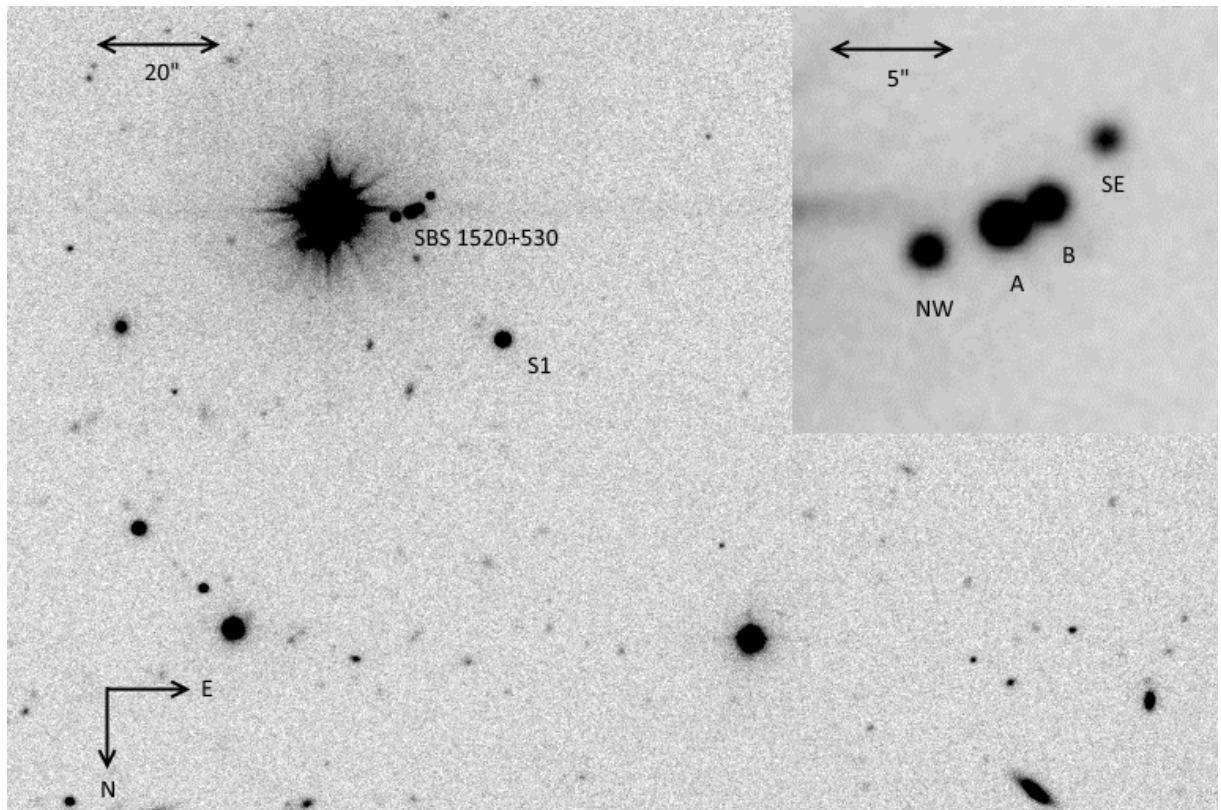


Рисунок 3.1. Комбіноване ПЗЗ зображення ГЛК SBS 1520 + 530, отримане в R фільтрі на телескопі АДТ-22. Позначена опорна зірка S1, зірки оточення NW і SE, а також зображення квазара A і B.

дозволили побудувати ряд моделей, що враховують розподіл речовини в околицях системи.

червня 2001 року по серпень 2002 року на телескопі РТТ150 (Туреччина) проводилися спостереження SBS 1520 + 530 кожну ясну ніч, а з 2002 до 2006 року - зі шпаруватістю 3-4 рази на рік [105]. Ці спостереження підтвердили, що криві блиску зображень квазара схильні до помітних трансформаційних змін, пов'язаних з ефектом мікролінзування.

Детальне дослідження лінзуючої галактики SBS 1520 + 530 було виконано на 10.1м телескопі Кек [106]. Використання системи з адаптованою оптикою дозволило отримати зображення об'єкта з кутовою роздільною здатністю порядку 0.05 кутових секунд, що не поступається по якості і здатності проникнення зображень з космічного телескопа ім. Хаббла. Аналіз спектрів зображень квазара підтвердив наявність ліній поглинання на $z = 0.717$ і $z = 0.815$, а також виявив лінії поглинання на $z = 0.761$.

Майданакська високогірна обсерваторія (МВО) є одним з кращих спостережних пунктів на території колишнього СРСР [95]. Унікальний астроклімат гори Майданак дозволяє проводити високоточні вимірювання компактних астрономічних об'єктів. З введенням в експлуатацію 1.5 метрового телескопа АДТ-22 на обсерваторії ведуться спостереження ГЛК міжнародної Узбецько-Українсько-Російською командою.

Моніторинг гравітаційно лінзованої системи SBS 1520 + 530 на телескопі АДТ-22 (МВО) проводиться з 1999 року [1], тобто, фактично з моменту появи публікації про його відкриття [38]. астково, результати моніторингу були опубліковані в роботах [2] (моніторинг 2000-2001 роки) і [107] (моніторинг 2003-2004 років).

цій дисертації були зведені в єдиний ряд всі спостережені дані ГЛ SBS 1520 + 530, отримані на Майданакській обсерваторії з 1999 р по роки. Для фотометрії компонентів використаний єдиний алгоритм, що забезпечує отримання однорідного ряду фотометричних через вимірювань блиску компонентів, придатного для детального статистичного аналізу. Опубліковані дані є одними з найбільш тривалих рядів безперервних спостережень компонентів гравітаційно лінзованих квазарів.

3.1. Фотометрія компонентів ГЛС SBS 1520 + 530.

Фотометрія тривалого ряду спостережених даних являє собою досить складне технічне завдання [1]. Вибір методу коректної фотометрії зображень астрономічних об'єктів багато в чому залежить від природи досліджуваного об'єкта і необхідної точності визначення фотометричних і астрометричних характеристик. Як вже говорилося вище, гравітаційно лінзовані системи, мабуть, одні з найбільш важко спостережуваних об'єктів. Відстані між компонентами близько 1 секунди, а яскравості зображень від 16^m і менше. Багато з відкритих гравітаційно лінзованих систем знаходяться на межі роздільної здатності сучасних телескопів. Можна припустити, що більшість ще не відкритих лінз будуть відкриті з подальшим розвитком

астрономічних приладів і методів обробки одержуваних зображень.

Одним з перших методів фотометрії, адаптованих до гравітаційно лінзованих систем, є метод *ітеративного віднімання ФРТ*, розроблений в [108] для випадку фотометрії декількох точкових джерел, розташованих компактно («крила» ФРТ яких перекриваються). При цьому лінзовані компоненти квазара, яка є точковими джерелами, можуть розташовуватися на нерівномірному тлі, створюваному протяжною лінзуючою галактикою. Метод дозволяє отримати близькі до незміщеної оцінки координат і блиску точкових джерел, а також розподіл інтенсивності фонових, протяжних джерел. Цей метод був успішно використаний для обробки даних спостережень гравітаційної лінзи Q2237 + 0305 (Хрест Ейнштейна), отриманих на телескопі NOT в 1991-1995 роках [109].

Метод «оптимального вирахування зображень» застосовується для пошуку змінних об'єктів в щільних полях зірок. Він ідеально підходить для пошуку галактичного мікролінзування [110, 111], коли в окремому кадрі проводиться моніторинг зміни блиску тисяч зірок. Також його зручно використовувати для об'єктів, що мають протяжну, незмінну в часі компоненту, таку, як яскрава лінзуюча галактика гравітаційно лінзованої системи Q2237 + 0305 [112]. Суть методу складається у вимірюванні змін яскравості в поточному зображенні, щодо відповідності деякого опорного кадру. Для створення опорного кадру використовується зображення або серія зображень з хорошим кутовим дозволом. Далі вирішується проблема приведення у відповідність двох зображень з різних ФРТ. Для цього шукається ядро:

$$Ref(x, y) \otimes Kernel(u, v) = I(x, y), \quad (3.1)$$

де Ref - опорний кадр, а I поточне зображення. Зазвичай зображення злегка зміщені (і, можливо, мають різний масштаб) один щодо одного і потребують виконання деяких афінних перетворень координат щодо опорного кадру. Більш того, всі зображення мають злегка (або навіть сильно) різну форму ФРТ. Проблема цього методу, що дає найкращу точність заміру на однорідному наглядовому матеріалі, полягає в тому, що нелінійне рівняння

3.1 не завжди може сходитися. Тому даний метод використовують тільки на однорідному наглядовому матеріалі.

Також, варто відзначити фотометрію за методом «відновлення з коректною вибіркою», або MCS, названий так по заголовних буквах авторів методу [113]. Головна проблема з класичними алгоритмами деконволюції (перетворення згортки) полягає в тому, що дані спостережень дискретні. Згідно з теоремою відліків (у вітчизняній літературі відома як теорема Котельникова), довільний безперервний процес може бути представлений без втрат інформації у вигляді послідовності відліків при дотриманні однієї умови - частота отримання відліків повинна як мінімум удвічі перевищувати максимальну частоту в спектральному поданні вихідного безперервного процесу. В цьому випадку принципово можливо за отриманою послідовністю відліків відновити вихідну безперервну функцію, тобто втрати інформації не відбувається. Метод MCS пропонує проводити деконволюції не за допомогою ФРТ, а з більш вузької функцією, обраною таким чином, що відтворене зображення має власну ФРТ, сумісну з теоремою відліків [113, 114]. Даний метод використовується для заміру гравітаційно лінзованих квазарів командою проекту «COSMOGRAIL» [35]. Проблема цього методу полягає в тому, що складні нелінійні перетворення можуть давати спотворену абсолютну фотометрію досліджуваних об'єктів.

Універсальний алгоритм фотометрії компонентів ГЛК повинен якомога коректніше враховувати фактори неоднорідності матеріалу. Як було зазначено вище, зображення гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520 + 530 були отримані на різних ПЗЗ камерах, протягом тривалого часу. Під час моніторингу змінювався масштаб зображень і позиційний кут приймача. Ще одним несприятливим чинником був технічний стан телескопа. Неточне юстирування та похибки часового ведення вносили додаткові спотворення в отримані нами зображення. Тому фотометрія SBS 1520 + 530 проводилася методом, спеціально розробленим нашою групою для фотометрії ГЛ квазарів. Такий метод дає хорошу внутрішню збіжність на неоднорідному

наглядному матеріалі, що було показано в роботі [8].

3.1.1. Результати фотометрії зображень, отриманих на телескопі АДТ-22 МАО. Методи ФРТ фотометрії умовно можна розділити на чисельний і аналітичний. Кожен з цих методів має як свої позитивні, так і негативні сторони. Нами був розроблений метод фотометрії, що є комбінацією чисельного та аналітичного методів, яка використовує їх кращі особливості.

До виконання процедури фотометрії компонентів, в кожному із зображень усувалися дифракційний промінь і ореол від яскравої зірки (12 зоряної величини), яка знаходиться поблизу області зображення ГЛС SBS1520 + 530 [3]. Алгоритм віднімання заснований на відомому факті центральної симетрії дифракційної картини. Оцінка віднімального розподілу яскравості була отримана у відповідних центрально-симетричних точках зірки.

Безпосередньо перед фотометрією, проводилася процедура відновлення зображення об'єкта $s(x, y)$, заснована на методі інверсній фільтрації.

Розподіл інтенсивності в зображенні $s(x, y)$, яке формується в фокальній площині телескопа, можна представити у вигляді згортки вихідного розподілу яскравості $f(u, v)$ з функцією розсіювання точки $g(u, v)$ (ФРТ):

$$s(x, y) = \iint f(u, v) \cdot g(u - x, v - y) du dv. \quad (3.2)$$

Двовимірний розподіл інтенсивності ФРТ, в конкретному зображенні, визначається сукупністю спотворень вихідного хвильового фронту на всьому шляху проходження від джерела до фокальної площини телескопа. У разі наземних спостережень, розподіл інтенсивності в ФРТ визначається атмосферними неоднорідностями і спотвореннями, викликаними оптикою телескопа.

Завдання фотометрії полягає в тому, щоб по спостережуваному розмитому зображенню $s(x, y)$ і заданої ФРТ отримати найбільш повні характеристики вихідного сигналу $f(u, v)$. Дане завдання відноситься до класу некоректно поставлених обернених задач [115] і зводиться до вирішення інтегрального рівняння (3.2), виходячи з наявної апіорної інформації про

сигнал. Априорна інформація може бути найзагальнішого характеру, наприклад, інформація про «точковість» об'єкта (зірки або квазара), гладкості розподілу інтенсивності галактики і т.д.

При реєстрації двовимірним панорамним приймачем (ПЗЗ) зображення $s(x, y)$ зчитується шляхом інтегрування по площі світлосприйняття елемента (пікселя), з певним кроком вибірки h по координатам i, j . Розподіл інтенсивності в зареєстрованому зображенні представляється у вигляді двовимірного масиву $s(i, j)$ на цілочисленній координатній сітці i, j . ФРТ вважається рівною нулю поза деякої області $0 \leq x < m, 0 \leq y < n$. При цьому інтегральне вираження (3.2) представляється у вигляді суми:

$$s(i, j) = \sum_{x=0}^m \sum_{y=0}^n f(x, y) \cdot g(i - x, j - y). \quad (3.3)$$

Чисельний розподіл інтенсивності ФРТ $g(x, y)$ Чисельний розподіл інтенсивності ФРТ

Теорема про згортку дозволяє представити рівняння (3.2) в наступному вигляді:

$$S(u, v) = F(u, v) \cdot G(u, v), \quad (3.4)$$

де $S(u, v), F(u, v)$ - Фур'є образи зареєстрованого і істинного зображень, а $G(u, v)$ - Фур'є образ двовимірної вісесиметричної функції Гаусса у якій розмірний параметр σ визначається FWHM цього зображення ($\sigma \approx FWHM/2.35$).

Використовуючи метод інверсної фільтрації, зображення $S(u, v)$ можна перетворити таким чином, щоб розподіл інтенсивності в ФРТ описувався аналітичною функцією:

$$S_{\text{mod}}(u, v) = \frac{S(u, v)}{G(u, v)} P(u, v). \quad (3.5)$$

В цьому випадку функція $P(u, v)$ є Фур'є образом заданої нами аналітичної функції. У якості аналітичної ФРТ використовувалася двовимірна функція Гаусса, у якій розмірний параметр визначався на основі передоб-

числюваного значення кутового дозволу в отриманому зображенні:

$$p(x, y) = I \cdot \exp \left\{ - \left[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \right] / 2\sigma^2 \right\}. \quad (3.6)$$

Зворотне перетворення Фур'є від (3.5) дає зображення $s_{mod}(x, y)$, в якому ФРТ є двовимірною аналітичною функцією з відомими параметрами (див. рисунок 3.2).

Таким чином, рівняння (3.3) виглядає як:

$$s_{mod}(x, y) = \sum_{x=0}^m \sum_{y=0}^n f(x, y) \cdot p(i - x, j - y) \quad (3.7)$$

Як бачимо з 3.5 процедура фільтрації є лінійною.

Використовуючи апріорну інформацію, можна задати модельний вид початкового зображення $f_{mod}(x, y)$. У випадку гравітаційно лінзованих квазарів, в якості моделі зазвичай використовують комбінацію точкових джерел і моделі розподілу інтенсивності лінзуючої галактики.

Отримане перетворене зображення $s_{mod}(x, y)$ (3.7) використовується для знаходження шуканих параметрів об'єктів - координат та інтенсивностей. Рішення даного інтегрального рівняння зводиться до мінімізації функціоналу виду:

$$\sum_{x=0, y=0}^{n, m} (f_{mod}(x, y) - s_{mod}(x, y))^2 = \min. \quad (3.8)$$

Фотометрія зображення ГЛС SBS 1520+ 530 являє собою підгонку моделі, що включає в себе 4 точкових джерела, які перекриваються між собою (компоненти А, В, NW і SE). Лінзуюча галактика SBS 1520 + 530 має блиск менш 22^m в фільтрі R і фактично не вносить спотворення у видимий блиск зображень квазара [3], тому не враховується в моделі. В цьому випадку, розподіл інтенсивності $f_{mod}(x, y)$ було представлено у вигляді:

$$f_{mod}(x, y) = \sum_{q=1}^4 I_q \cdot p(x - x_q, y - y_q), \quad (3.9)$$

де x_q, y_q - координати точкових зображень, а I_q - їх інтенсивність, які і є шуканими параметрами процедури фотометрії. Враховуючи апріорну інформацію про розташування точкових джерел щодо один одного, яка була отримана за зображеннями космічного телескопа ім. Хаббла (див. Розділ 3.1.2.), а також знаючи параметри заданої ФРТ, модельний розподіл можна представити у вигляді:

$$f_{mod}(x, y) = \sum_{x,y} \sum_{q=1}^4 I_q \exp \left\{ - \frac{[(x - (x_A - dx_q))^2 + (y - (y_A - dy_q))^2]}{2\sigma^2} \right\}, \quad (3.10)$$

де x_A, y_A — координати компонента А; dx_q, dy_q - координати компонентів В, SE, NW щодо компонента А; I_q — інтенсивності компонентів; b - значення фону. Шуканими параметрами є чотири значення інтенсивності компонентів — I_q , дві координати компонента А x_A, y_A , а також значення фону — b .

Приклад роботи процедури фотометрії, що включає в себе підготовку апаратної функції і процедуру фільтрації зображення ГЛС SBS 1520 + 530, показаний на рисунку 3.2. На рисунку 3.2а і 3.2d показані вихідні зображення зірки, порівняння S1 і ГЛ системи. На рисунку 3.2b показано зображення підготовленої до фотометрії ФРТ. Рисунок 3.2с відображає аналітичну ФРТ для цього зображення. На рисунку 3.2е показаний вид досліджуваного об'єкта після перетворення ФРТ в аналітичний вид. Зображення 3.2f показує залишок вирахування модельної функції з зображення 3.2е, після визначення її параметрів.

Функціонал (3.8) в даному поданні є нелінійним, тому для знаходження його мінімуму застосовувався ітераційний алгоритм лінеаризації [116]. Підгонка моделі до зображення виконувалося методом найменших квадратів. Подібний метод фотометрії був використаний для фотометрії ГЛ Q2237 + 0305, опублікований в роботі [8, 117], а також ГЛ PG 1115+080 [6] і показав хороші результати.

Інтенсивності компонентів I_q прив'язані до інтенсивності зірки S1 (див.

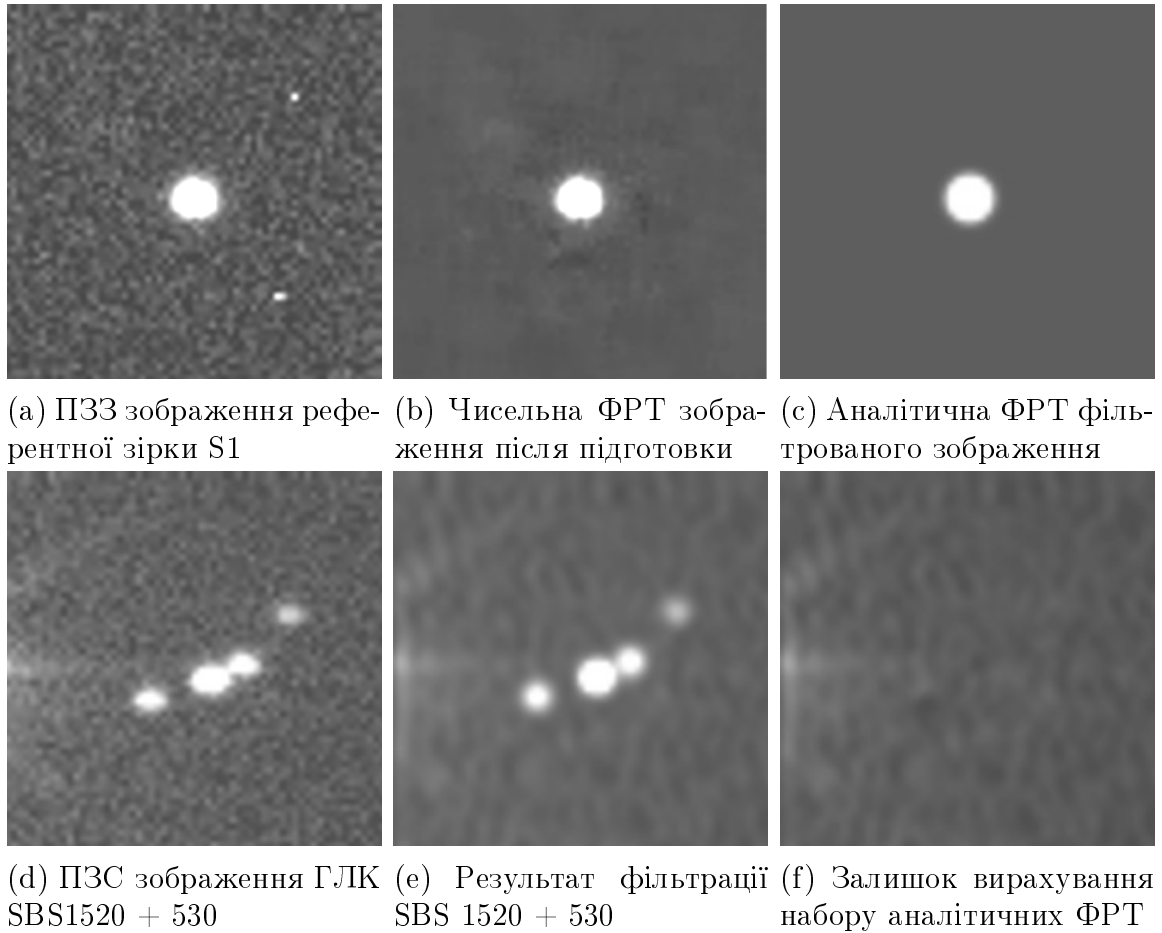


Рисунок 3.2. Процедура підготовки зображення зірки і ГЛ системи SBS 1520 + 530 до фотометрії.

Рисунок 3.1), для якої в попередніх роботах були отримані абсолютні значення блиску [2] і доведено відсутність змінності [103].

Для перетворення інтенсивності компонентів системи I_q в зоряні величини m_q використовується вираження:

$$m_q^R = m_{S1}^R - 2.5 \log_{10} \left(\frac{2\pi\sigma^2 \cdot I_q}{I_{S1}} \right) \quad (3.11)$$

де m_q^R - зоряна величина компонента q в R -м фільтрі, m_{S1}^R - зоряна величина зірки порівняння в R -м фільтрі, σ - розмірний параметр, I_q - інтенсивність q -го компонента, а I_{S1} - інтенсивність зірки порівняння в кадрі.

Оскільки проміжок часу реєстрації серії зображень в конкретну ніч не перевищував однієї години, результати покадрової фотометрії компонентів SBS 1520 + 530 усереднювалися з використанням процедури нормалізації ансамблю. Таким чином обчислювалася величина блиску компонентів і

помилка результату фотометрії. Помилки фотометрії визначалися у формальний спосіб - як середньоквадратичне відхилення, поділене на корінь із числа кадрів (помилка середнього). Отримані за допомогою такої процедури оцінки помилок фотометрії компонентів у середньому становлять 0.01^m для компонента А і 0.02^m для компонента В.

Для реалізації цього алгоритму фотометрії створено програмне забезпечення мовою програмування Delphi. Вихідними даними програмного комплексу є ПЗЗ кадри системи SBS 1520+530. У програмі реалізовано алгоритм автоматичного пошуку зображень квазара системи SBS 1520+530 й зірки порівняння S1. Далі проводиться фільтрація й фотометрія зображень гравітаційно лінзованого квазара. Результати фотометрії зберігаються в текстовому файлі на диску для подальшого аналізу.

Криві блиску компонентів А й В системи SBS 1520+530 й розташованої поблизу компонентів зірки NW в полосі R представлені на рисунку 3.3. На рисунках 3.4 і 3.5 представлені криві блиску лінзованих компонентів квазара в фільтрах V й I. Для наочності крива блиску компонента В на всіх малюнках зміщена на $+0.3^m$. Зірка NW має блиск істотно менший у порівнянні з блиском компонентів ГЛ системи, більше того, вона потрапляє до «ореолу» від яскравої зірки, тому помилки у вимірюванні блиску зірки NW помітно більші, ніж помилки вимірювання зображень квазара. Незважаючи на ці фактори, блиск зірки NW у середньому постійний за весь період спостережень, що підтверджує внутрішню стабільність алгоритму фотометрії. (див. Рисунок 3.10).

Криві блиску зображень квазара А і В демонструють значну перемінність обох компонентів з амплітудами порядку 0.2^m . Характерний період зміни блиску квазара становить 1-2 роки.

Також, характерною особливістю кривих блиску компонентів А й В (див. Рисунок 3.3), що вперше відзначена у працях [17, 103], Плавне спадання блиску сильніше виражається на кривій компонента В і становить близько 0.04^m на рік. Така зміна блиску відзначається у всіх фільтрах і мо-

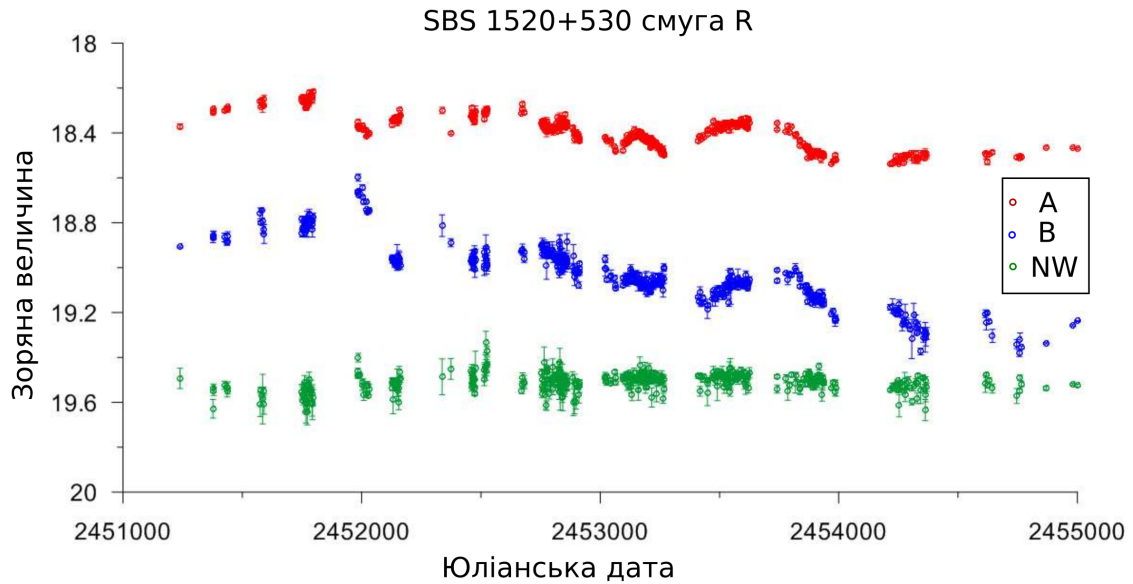


Рисунок 3.3. Криві блиску компонентів А й В SBS 1520+530 та зірки NW у фільтрі R, за даними спостережень на телескопі АДТ-22 за період 1999-2009 років.

же бути пояснена проявом ефекту мікролінзування в системі SBS 1520+530.

На початок періоду спостережень 1999 року блиск компонентів А і В дорівнював 18.33^m й 19.09^m . Протягом 1999 — 2000 років спостерігалось плавне збільшення блиску зображень квазара, що становило $\approx -0.05^m$ на рік для компонента А й $\approx -0.06^m$ на рік для компонента В.

На початок літнього періоду спостережень 2001 року компоненти квазара показали значну зміну блиску порівняно з попередніми періодами спостережень. Блиск компонента А зменшився на $\approx +0.12^m$ з тенденцією до послабшання приблизно $+0.32^m$ на рік, тоді як блиск компонента В збільшився на $\approx -0.15^m$ з різким послабленням зі швидкістю $\approx 0.83^m$ на рік (див. Рисунок 3.6).

Спостереження, проведені в осінній період 2001 року, показали, що блиск компонента А збільшився на -0.04^m й почав зростати зі швидкістю -0.23^m на рік, тоді як блиск компонента В зменшився до 19.16^m і продовжив падіння зі швидкістю 0.1^m на рік.

Дані спостережень у фільтрі V показали аналогічну поведінку обох зо-

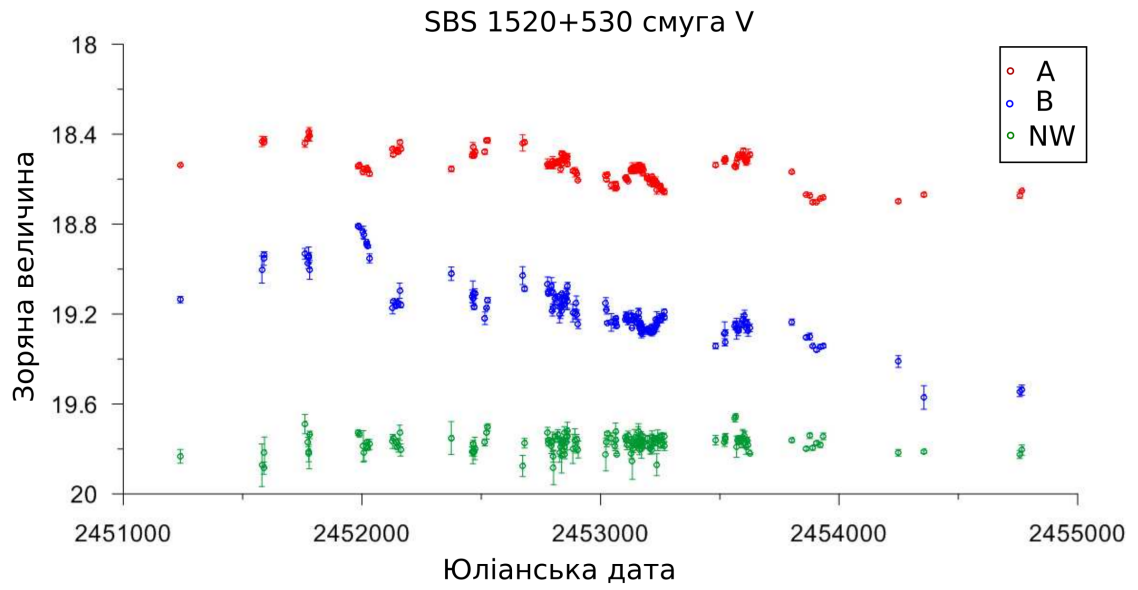


Рисунок 3.4. Криві блиску компонентів А й В SBS 1520+530 та зірки NW у фільтрі V, за даними спостережень на телескопі АДТ-22 за період 1999-2009 років.

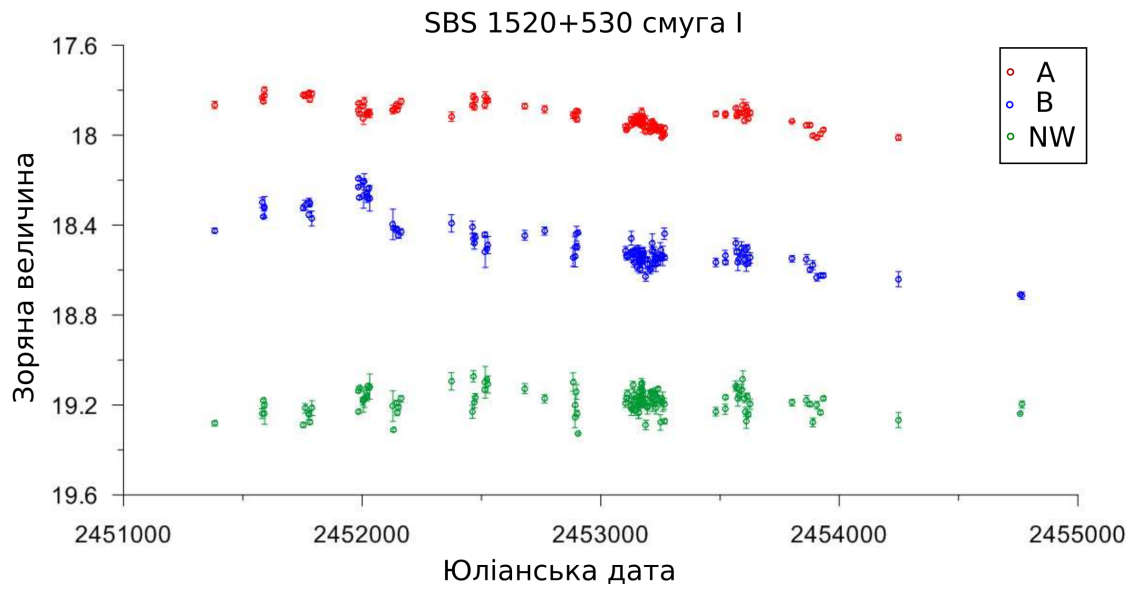


Рисунок 3.5. Криві блиску компонентів А й В SBS 1520+530 та зірки NW у фільтрі I, за даними спостережень на телескопі АДТ-22 за період 1999-2009 років.

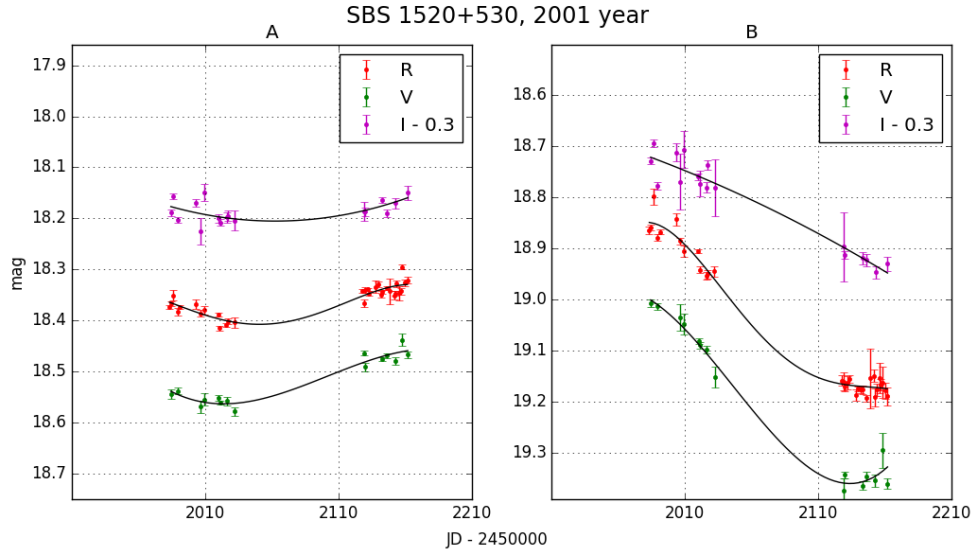


Рисунок 3.6. Криві блиску компонентів А й В SBS 1520+530 в VRI фільтрах, за даними спостережень на телескопі АДТ-22 у 2001 році.

бражень квазара SBS 1520+530, тоді як блиск компонентів у фільтрі І змінювався зі значно меншою амплітудою. Така поведінка може бути зумовлена тим фактом, що згідно з моделлю акреційного диска Шакури-Сюняєва розмір квазара залежить від довжини хвилі. [118]. Зміна блиску квазара, світло від якого проходить крізь мережу каустик, створених мікролінзами, залежить від розміру джерела. Якісно розглядаючи мікролінзування, можна стверджувати: чим більший розмір джерела, тим менше він схильний до мікролінзування [119]. Тому, виходячи з даних спостережень, можна стверджувати, що розмір квазара у смузі пропуску фільтру І більший за розмір квазара, який видно у смугах V та R.

На початок спостережень 2002 року блиск компонентів у фільтрі R становив $A \approx 18.37^m$ і $B \approx 18.87^m$. У цей проміжок часу блиск компонентів змінювався плавно зі швидкістю -0.08^m на рік для компонента А й 0.20^m на рік для компонента В.

Ціла низка спостережень у 2003 році виявила можливі характерні періоди зміни блиску квазара. Блиск компонента А у фільтрі R, що на початок сезону спостережень дорівнював ≈ 18.3 зоряної величини, за 150 днів зменшився до $\approx 18.38^m$, потім протягом 50 днів збільшився до $\approx 18.35^m$, а

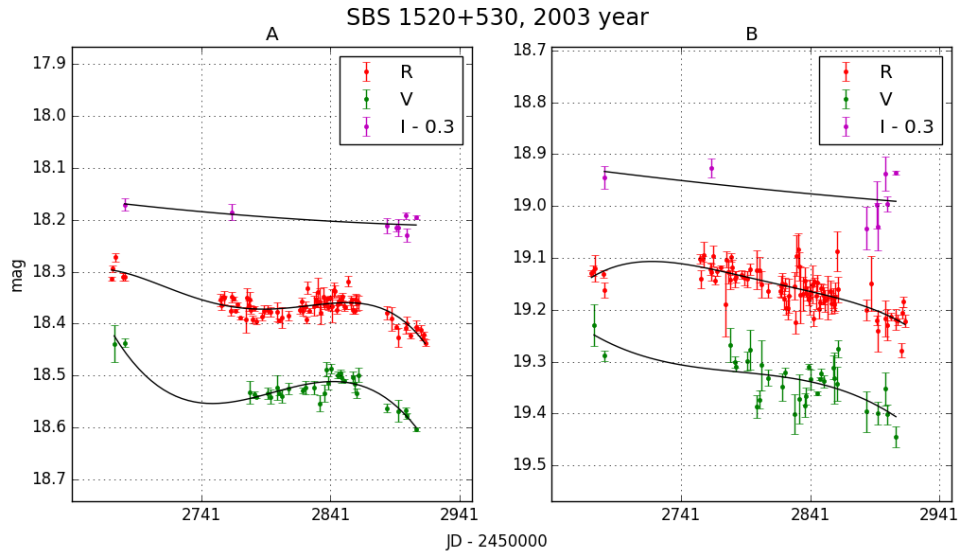


Рисунок 3.7. Криві блиску компонентів А й В SBS 1520+530 в VRI фільтрах, за даними спостережень на телескопі АДТ-22 у 2003 році.

після цього почав падіння й приблизно за 70 днів став дорівнювати 18.44^m . Аналогічна поведінка блиску компонента А спостерігалася й у фільтрі V. Значно менша низка даних спостережень у I фільтрі не дозволяє робити висновки про «швидкі» зміни блиску квазара у цьому фільтрі, але значення величини регресії у цьому фільтрі приблизно у два рази менше за аналогічні величини у фільтрах V і R.

Блиск компонента В за цей же період спостережень показав досить повільні зміни у фільтрах R і I. У фільтрі V спостерігалася значна зміна блиску з середини 2003 року, яка тривала близько 100 днів. Блиск протягом 50 днів знизився на $\approx 0.08^m$, а потім протягом близько 50 днів виріс на $\approx 0.06^m$. Однак, характерні помилки спостережень у цьому фільтрі, що в цей період становили $\approx 0.02^m$, не дозволяють однозначно інтерпретувати таку поведінку блиску компонента.

Моніторинг, який продовжився у 2004 році, продемонстрував квазісинхронну перемінність блиску зображень квазара А й В з періодом близько 200 днів. Із початку сезону спостережень блиск компонента А зменшувався й досяг мінімуму приблизно через два місяці. В мінімумі блиск зображення А в R фільтрі дорівнював 18.466^m , а у фільтрі V 18.638^m . Вимірювання

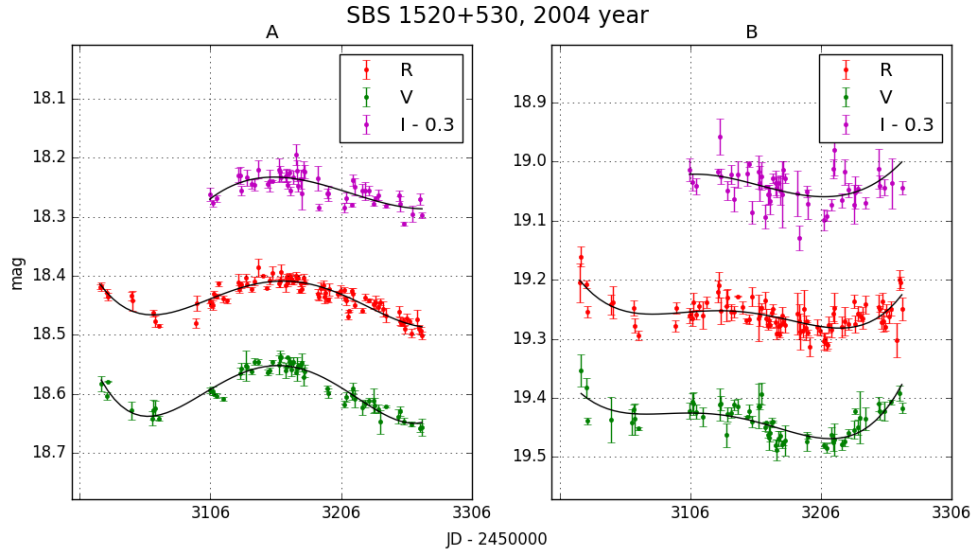


Рисунок 3.8. Криві блиску компонентів А й В SBS 1520+530 в VRI фільтрах, за даними спостережень на телескопі АДТ-22 у 2004 році.

блиску квазара SBS 1520+530 в I фільтрі в першій половині року не проводилося.

Починаючи з березня 2004 року, блиск компонента А почав зростати й за 100 днів збільшився на $\approx -0.057^m$ у фільтрі R і $\approx -0.086^m$ у фільтрі V. Зростання блиску і вихід на максимум зареєстровано також за спостереженнями у фільтрі I (див. Рисунок 3.8).

У другій половині року почалося падіння блиску зображення А. Як і в попередньому сезоні спостережень, блиск зображення квазара А у фільтрі V показав значно більшу величину змін. За час спостереження падіння блиску компонента А, що становило близько 100 днів, блиск зменшився на 0.098^m , 0.077^m , 0.053^m для VRI фільтрів відповідно.

Блиск зображення компонента В також показав синхронну перемінність у всіх фільтрах з характерними періодами зміни близько 150 днів і максимальною амплітудою у фільтрі V.

З початку спостережень SBS 1520+530 у 2005 році обидва зображення квазара показали плавне зростання блиску. Блиск компонента А в R фільтрі виріс з 18.42 зоряної величини до 18.35^m . Блиск компонента В також показав зростання з 19.35^m до 19.26^m у R фільтрі. У 2006 році блиск зобра-

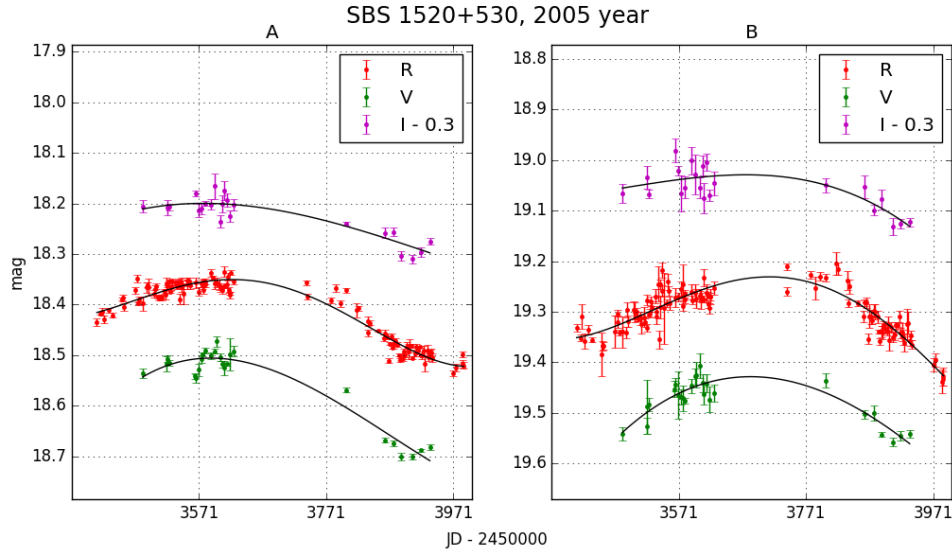


Рисунок 3.9. Криві блиску компонентів А й В SBS 1520+530 в VRI фільтрах, за даними спостережень на телескопі АДТ-22 у 2005, 2006 роках.

жень квазара падав у всіх фільтрах. Найбільш повна низка спостережень у R фільтрі продемонструвала зменшення блиску компонента А з $\approx 18.37^m$ до $\approx 18.52^m$, а компонента В з $\approx 19.23^m$ до $\approx 19.42^m$ (див. Рисунок 3.9).

Криві блиску зображень А й В у 2005-2006 роках демонструє зміщені у часі синхронні зміни блиску обох компонентів. Діапазон змін становить близько 0.13^m у фільтрі R. Зсув кривих блиску зображень одного й того ж квазара у часі викликаний ефектом часу запізнення [29]. Криві блиску в VI фільтрах демонструють аналогічну поведінку, але, як і раніше, з іншими амплітудами блиску.

У 2007 році блиск зображення А у фільтрі R показав повільне зростання з 18.53^m до $\approx 18.49^m$, а зображення В — зниження з $\approx 19.37^m$ до $\approx 19.51^m$ за 150 днів моніторингу.

Починаючи з 2008 року, спостереження гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520+530 проводилося епізодично - декілька разів на рік. У цей період часу можливі тільки якісні оцінки поведінки блиску зображень квазара.

Представлена низка спостережень перетинається з даними дворічного моніторингу Буруд [103] на 2.5 м телескопі NOT і, фактично, є його про-

довженням. Порівняння близьких у часі ділянок кривих блиску демонструє досить хороше співпадіння, хоча помилок у наших вимірюваннях за цей період трохи більше. У першу чергу це викликано тим, що телескоп АДТ-22 має меншу ніж NOT, апертуру, крім цього, в цей період спостережень на телескопі було встановлено аматорська ПЗЗ камеру SBIG ST-7, яка має невисоку квантову ефективність. Результати незалежної фотометрії зображень, отримані у 2003-2004 роках на телескопі АДТ-22, були опубліковані в роботі [107], не мають суттєвих відмінностей від представлених у цій роботі. На жаль, немає можливості порівняти наші результати з фотометрією, опублікованою у статті [105], адже в ній не представлені табличні дані.

Варто відзначити, що внутрішня збіжність даних фотометрії між послідовними датами дещо гірша, ніж у середині ночі. Ці відмінності, скоріше за все, зумовлені декількома факторами. Однією з основних причин є неізопланатизм у полі, що приводить до відмінності форми ФРТ об'єкта фотометрії й зірки порівняння. Дослідження також показали, що навіть незначні зміни фокусування телескопа призводять до зміни форми апаратної функції у полі. Таким чином, умови спостережень протягом однієї ночі практично неможливо відтворити у наступні ночі спостережень.

Залежність блиску компонентів від якості зображення (FWHM) у фільтрі R представлена на рисунку 3.10. Діапазон флуктуацій блиску за весь період спостережень становить $\approx 0.78^m$ для компонента В (згори) й близь-

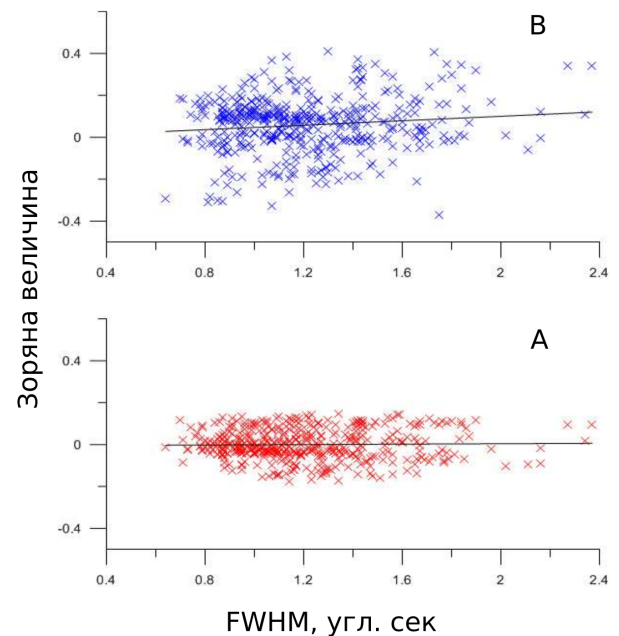


Рисунок 3.10. Залежність зміни розкидання точок кривої блиску у фільтрі розкиду R відносно якості атмосфери FWHM компонентів А й В ГЛ SBS 1520+530.

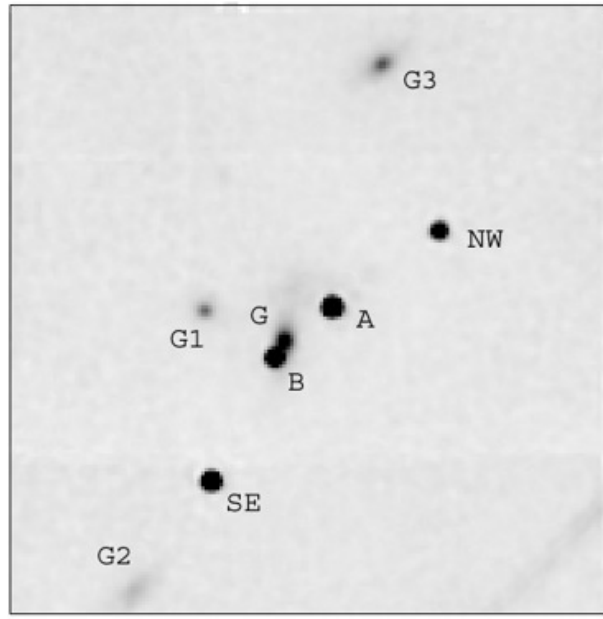


Рисунок 3.11. Зображення ГЛК SBS 1520+530, отримані на космічному телескопі ім. Хаббла з інфрачервоною камерою NICMOS.

ко $0.32''$, для компонента А (внизу). Малюнок демонструє відсутність кореляції блиску квазара від величини атмосферного замуття (FWHM).

Табличні дані фотометрії компонентів гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520+530 у VRI фільтрах наведені у додатку в кінці дисертаційного дослідження (див. Таблиці А.3, А.4, А.5).

3.1.2. Результати фотометрії зображень, отриманих на космічному телескопі ім. Хаббла Для отримання більш точних астрометричних параметрів системи SBS 1520+530, необхідних для створення моделі гравітаційно лінзованого квазара, було оброблені архівні зображення, які отримані на космічному телескопі ім. Хаббла (див. Рисунок 3.11) групою Фалко (Proposal ID №7887, PI E.E. Falco). Безпосередньо перед фотометрією над зображеннями системи SBS 1520+530 проведено процедуру приведення апаратної ФРТ до аналітичного вигляду. Процедура аналогічна тій, що описана вище. Кутове розширення отриманих телескопом зображень становить $0.07''$. У якості апаратної ФРТ була використана синтетична функція, що генерується за допомогою пакета TINYTIM [120].

Зіркоподібні компоненти системи апроксимувалися двовимірною гаусіаною з FWHM, що дорівнював кутовому розширенню, під яке відновлюва-

лося зображення ($0.1''$). Лінзуюча галактика апроксимувалася сумою двох гаусових функцій з однаковими значенням координат центра. Симетрична гаусина була використана для апроксимації ядра лінзуючої галактики, тоді як асиметрична функція Гауса була використана для апроксимації протягнутої складової. Шуканими параметрами були координати, нормуючий множник при ФРТ усіх компонентів системи, відношення напівосей і позиційний кут великої осі галактики. Результати підгонки показали, що відношення напівосей лінзуючої галактики G становить $e = 0.50 \pm 0.01$, а позиційний кут дорівнює $61^\circ \pm 5^\circ$. Для найближчої галактики $G1$ також було знайдено близькі параметри асиметрії. Різниця напівосей цієї галактики становить менше 5 процентів, що дає право вважати розподілення яскравості в ній вісесиметричним.

3.2. Мікролінзування.

Промені світла від вазара проходять крізь лінзуючу галактику, яку часто називають макролінзою. Як відомо, галактики частково складаються з компактних об'єктів, таких як планети й зірки. Кожне таке тіло представляє собою маленьку гравітаційну лінзу (мікролінзу), яка може впливати на макрозображення, генеруючи додаткові мікрозображення джерела. Ці мікрозображення знаходяться на маленькій відстані одне від одного (близько 10^{-5} кутової секунди для мікролінзи з масою Сонця) й не можуть бути розділені сучасними засобами спостереження. При цьому, мікролінзи можуть істотно вплинути на блиск лінзованого квазара. Найбільш відомий приклад такого ефекту спостерігається в ГЛ системі Q2237+0305 [68, 70]. Система лінза-галактика-спостерігач знаходиться в постійному русі. Окрім трансверсальних швидкостей спостерігача, галактики і квазара рухаються й зірки всередині самої лінзи-галактики. Це приводить до того, що різноманітні компактні об'єкти всередині лінзуючої галактики потрапляють у зону макрозображення й можуть змінювати видимий блиск зображень квазара. Таким чином, блиск квазара, підсилений макролінзою під дією мікролінз,

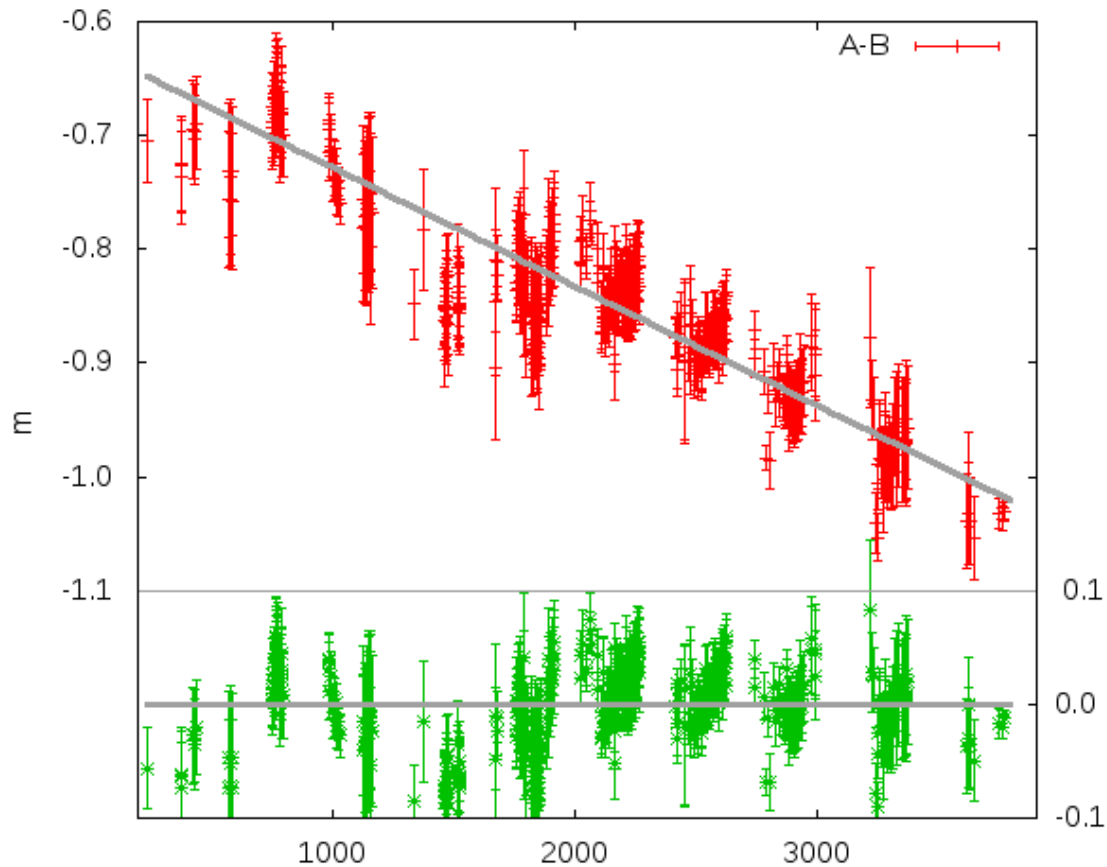


Рисунок 3.12. Різнісна крива блиску компонента А й компонента В SBS 1520+530, зсунутого на час запізнення у фільтрі R. Нижній графік демонструє різницю між кривою мікролінзування й лінійною регресією.

піддається додатковим локальним змінам усередині галактики-лінзи.

Відмінність кривих блиску лінзованих зображень квазара з урахуванням часу запізнення, дає криву мікролінзування. Як було відзначено вище, побачити, які об'єкти всередині галактики вплинули на блиск зображень неможливо, але ми можемо проаналізувати результат цих змін, вивчаючи різнісні криві блиску компонентів.

Криві блиска компонентів ГЛК, побудовані за результатами спостережень, представляють собою ряди дискретних значень з нерівномірним у часі інтервалом вибірки. Неминучі також сезонні розриви спостерігальних даних, що зумовлені близькістю годинного кута об'єкта до годинного кута Сонця. Такі проміжки між спостереженнями астрономічного об'єкта мо-

жуть досягати декількох місяців. Щоб заповнити ділянки кривих блиску, яких бракує, дані спостережень попередньо інтерполюють, припускаючи відносно повільну швидкість зміни блиску зображень квазара.

Процедура інтерполяції кривих блиску зображень квазара SBS 1520+530 складалася в наступному: для кожної величини ряду значень блиску компонента А - $m_A(t_i)$ визначалося значення функції $f_{A,B}(t_i)$, як середньозваженої різності блиску компонентів А й В у точках t_i і t_j :

$$f_{A,B}(t_i) = \frac{\sum_j [m_A(t_i) - m_B(t_j)] \cdot P(i, j)}{\sum_j P(i, j)}, \quad (3.12)$$

де ваги $P(i, j)$ вибиралися як:

$$P(i, j) = \begin{cases} \frac{h - |t_i - (t_j - dt)|}{h}; & |t_i - (t_j - dt)| \leq h; \\ 0; & |t_i - (t_j - dt)| > h. \end{cases} \quad (3.13)$$

Аналогічним чином для кожного ряду значень $m_B(t_i)$, вираховувалися значення функції $f_{B,A}(t_i)$. Крива блиску у фільтрі R має найбільшу кількість епох спостережень, тому ми аналізували різнісну криву у цьому фільтрі. Результат розрахунків представлено на рисунку 3.12. Згори наведено різнісну криву блиску $A - B$, а нижче — залишок віднімання лінійної функції регресії з різнісною кривою.

Із отриманої кривої 3.12, добре видно повільне збільшення різності блиску між лінзованими зображеннями квазара, що становить $\approx 0.036 \pm 0.001^m$ на рік. На фоні лінійного тренду кривої мікролінзування помітні й більш швидкі флуктуації блиску. Характерні періоди таких флуктуацій складають декілька місяців, а їх амплітуда біля 5 процентів. Дані флуктуації знаходяться на границі точності отриманої фотометрії, тому неможливо однозначно інтерпретувати ці зміни як фізичний прояв зміни блиску зображень квазара.

У праці [121] були проаналізовані малі флуктуації блиску SBS 1520+530, отримані під час спостережень на 2.5м телескопі NOT.

Саме такі флуктуації блиску було зареєстровано під час моніторингу гравітаційно лінзовного квазару FBQ 0951+2635 [5]. Як стверджують автори, такі величини зміни блиску можуть бути зумовлені об'єктами планетних мас.

3.3. Час запізнення.

Світло, що виходить з квазара, заломлюється під дією гравітаційного поля лінзи-галактики і приходить до нас по різноманітних траєкторіях. У випадку гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530 промені світла квазара приходять до нас по двох траєкторіях, що сприймається як два зображення. Довжина шляху й умови проходження світла крізь лінзуючу галактику у кожній траєкторії відмінна, тому проходження світлом і час шляху від квазара до спостерігача відрізняється. Цю різницю в часі називають часом запізнення чи часом затримки. [93].

Задовго до віднаходження першої гравітаційної лінзи [30] Рефсдал припустив, що по вимірянній величині часу затримки сигналу між зображенням гравітаційно-лінзованого об'єкта можна визначити сталу Хабла. [29, 82].

Визначення значення часу затримки між лінзованими зображеннями квазара є однією з основних задач моніторингу гравітаційно лінзованих квазарів.

У випадку ГЛК, час затримки між сигналами, що надходять від одного джерела, але різними траєкторіями, звичайно знаходиться в діапазоні від декількох днів до декількох років. Отже, для його виміру необхідно вести моніторинг протягом часу, який покриває цей інтервал, тобто протягом декількох років. Звичайно спостереження мають нерегулярний характер. Часто моніторинг проводиться на різноманітних телескопах з різною частотою спостережень, з великими проміжками у часі між серіями спостережень.

Тому існує декілька методів визначення часу запізнення, кожний з яких використовує свої припущення й набір параметрів апіорної інформації [6,

7]. Розгляньмо найбільш часто застосовані методи визначення часу затримки між зображеннями гравітаційно лінзованих квазарів.

Перші результати визначення часу запізнення сигналів між кривими блиску зображень квазара були отримані для ГЛК Q0957+561. Для цього використано метод крос-кореляції. Існує два методи, що засновані на крос-кореляції: Метод Дискретної Кореляційної Функції (DCF) і його варіація, метод Локально Нормалізованої Дискретної Кореляційної Функції (LNDCF). Розрахунок кореляції в обох методах засновано на використанні значень пари відліків кривих блиску [122, 123]. Ці методи не використовують інтерполяцію у проміжках між спостереженнями і є найпростішими методами оцінки часу затримки.

Сутність методів крос-кореляції така: часові відмінності (лаги) між усіма парами спостережень об'єднують у дискретні пари при заданому зміщенні:

$$DCF(\tau) = \frac{1}{P(\tau)} \sum \frac{(x_A(t_i) - \bar{a})(x_B(t_j) - \bar{b})}{\text{sqr}t(\sigma_a^2 - \sigma_A^2(t_i))(\sigma_b^2 - \sigma_B^2(t_j))}, \quad (3.14)$$

где $\bar{a}$ і $\bar{b}$ — середні значення кривих блиску $x_A(t_i)$ і $x_B(t_j)$, σ_a^2 і σ_b^2 - варіації яскравості, а $\sigma_A^2(t_i)$ і $\sigma_B^2(t_j)$ - похибки вимірювань.

$$LNDCF(\tau) = \frac{1}{P(\tau)} \sum \frac{(x_A(t_i) - \bar{a}(\tau))(x_B(t_j) - \bar{b}(\tau))}{\text{sqr}t(\sigma_a^2(\tau) - \sigma_A^2(t_i))(\sigma_b^2(\tau) - \sigma_B^2(t_j))}, \quad (3.15)$$

де $\bar{a}$, $\bar{b}$, $\sigma_A^2(t_i)$ і $\sigma_B^2(t_j)$ - середнє й варіації в проміжках, зцентрованих по τ . Час затримки відповідає значенню максимуму функцій $DFC(\tau)$ і $LNDFC(\tau)$, тобто, найбільшому значенню кореляції.

Дещо пізніше було розроблено метод *PRH*. Цей метод розрахунку часу запізнення запропоновано в 1992. Він отримав назву за першими літерами прізвищ авторів (Press, Rybicky, Hewitt) [124]. Метод заснований на теорії стохастичних процесів і Вінеровської фільтрації.

Дві криві блиску зображень квазара $x(t)_A$ й $x(t)_B$ об'єднують у єдину криву $y(t)$, попередньо задаючи значення часу затримки τ й різності блиску між компонентами α . Комбінована крива блиску $y(t) = s(t) + n(t)$,

містить точне значення кривою в точках спостережень $s(t)$ і шум $n(t)$. Таким чином, для кожних двох значень τ і α ми отримуємо серію в $2N$ точок. Різниця блиску оцінюється як середньозважене значення різності кривих блиску, ваги яких пропорціональні помилкам вимірів. Час затримки знаходиться шляхом мінімізації функціонала:

$$\chi^2 = \vec{y}^T \left(\vec{A} - \frac{\vec{A}\vec{E}\vec{E}^T\vec{A}}{\vec{E}^T\vec{A}\vec{E}} \right) \vec{y}, \quad (3.16)$$

який оцінює правильність підгонки, виходячи з гіпотези Гаусового процесу. Вектор $\vec{y}$ містить комбіновану криву блиску, а $\vec{E} = (1, 1, 1, \dots, 1)^T$ - колонка одиничного вектора. Вектор $\vec{A} \equiv \{C_{ab} + \langle \sigma_a^2 \rangle \delta_{ab}\}^{-1}$, тут $C_{ab} = \langle y(t_a)y(t_b) \rangle \equiv C(t_a - t_b) \equiv C(\tau)$, представляє собою автокореляційну функцію, t_a, t_b - дискретні відліки часу спостережень. Далі припускаємо, що $C(\tau)$ може бути виражена через структурну функцію першого порядку $V(\tau) = \langle s(t)^2 \rangle - C(\tau)$, де $s(t)$ - точно відновлена крива. Структурна функція знаходиться напряду через дані спостережень. Для кожної пари (i, j) обчислюється лаг $\tau_{i,j}$ й одне значення структурної функції $v_{i,j}$:

$$\tau_{i,j} \equiv |t_i - t_j|, v_{i,j} \equiv (y_i - y_j)^2 - e_i^2 - e_j^2, \quad (3.17)$$

де e_i, e_j - стандартне відхилення вимірів y_i, y_j , відповідно. При цьому виникає $N(N-1)/2$ значень функцій, які потім об'єднуються в серії. Значення $\tau_{i,j}$ й $v_{i,j}$ у кожній серії усереднюють. Отримані таким чином значення структурної функції апроксимують степеневою функцією:

$$V(\tau) = c_1 \tau^{c_2}. \quad (3.18)$$

Параметри c_1 і c_2 структурної функції можна визначити, використовуючи алгоритм лінійної апроксимації.

На сьогодні найбільше розповсюдження отримав метод *дисперсії спектра*. Цей метод отримання часу затримки, заснований на знаходженні мінімуму дисперсії, був запропонований Пельтом у 1994 році [27] і в подальшому був розвинутий у працях [125, 126].

Для будь-яких фіксованих значень часу затримки τ й різності блиску α можна побудувати об'єднану криву:

$$C_k(t_k) = \begin{cases} A_i & \Rightarrow t_k = t_i; \\ B_j + \alpha & \Rightarrow t_k = t_j + \tau; \end{cases} \quad (3.19)$$

та оцінити значення дисперсії $D^2(\tau, \alpha)$.

Далі вводяться статистичні ваги виміряних даних. Якщо позначити ваги для кривої А як W_i , а для кривої В як W_j , тоді квадрат різності значень об'єднаної кривої блиску повинен включати ваги:

$$W_{i,j} = \frac{W_i W_j}{W_i + W_j}. \quad (3.20)$$

Таким чином, найпростіший вираз для оцінки дисперсії може бути записаний так:

$$D_1^2 = \min_{\alpha} \frac{\sum_{k=1}^{k=N-1} W_k (C_{k+1} - C_k)^2}{2 \sum_{k=1}^{k=N-1} W_k}, \quad (3.21)$$

де $W_k = W_{i,j}$. Однак, розраховані відповідно до цього виразу значення дисперсії не враховують відмінність, за якою саме з компонентів проводяться розрахунки, тому частіше використовують вираз:

$$D_2^2 = \min_{\alpha} \frac{\sum_{k=1}^{k=N-1} W_k G_k (C_{k+1} - C_k)^2}{2 \sum_{k=1}^{k=N-1} W_k G_k}, \quad (3.22)$$

де $G_k = 1$ якщо значення C_k і C_{k+1} належать різним компонентам зображення квазара й $G_k = 0$ в інших випадках. Також часто використовують вираз, який враховує близькість у часі точок спостережень t_i, t_j :

$$D_3^2 = \min_{\alpha} \frac{\sum_{k=1}^{k=N-1} S_k W_k G_k (C_{k+1} - C_k)^2}{2 \sum_{k=1}^{k=N-1} S_k W_k G_k}, \quad (3.23)$$

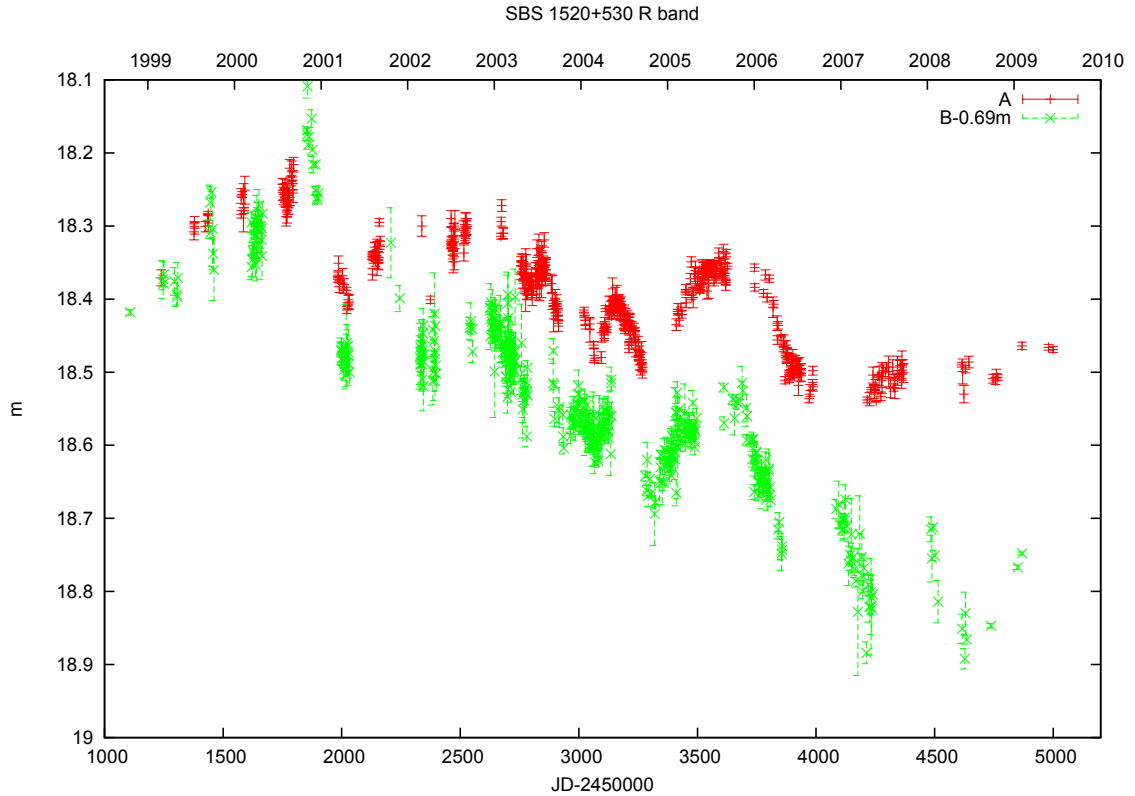


Рисунок 3.13. Криві блиску компонентів А й В ГЛ SBS 5120+530. Крива компонента В зміщена на 130 днів по вісі ОХ і на 0.69^m по вісі ОУ.

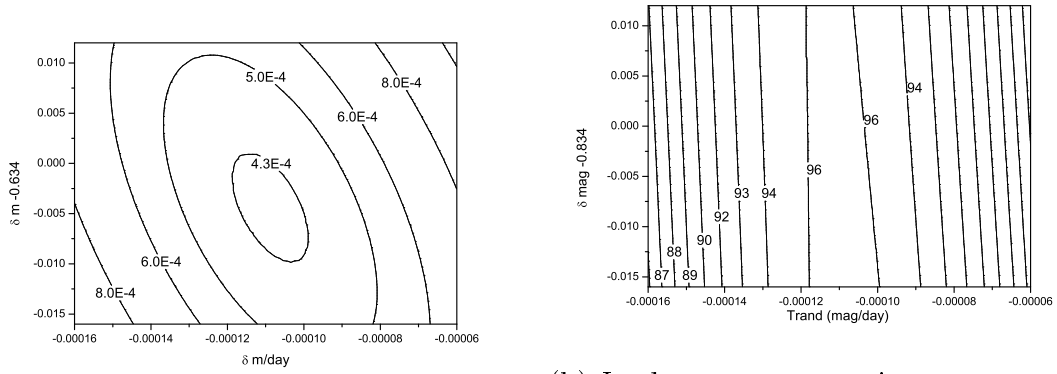
де

$$S_k = \begin{cases} 1, \longrightarrow |t_{k+1} - tk| \leq \delta \\ 0, \longrightarrow |t_{k+1} - tk| > \delta \end{cases} \quad (3.24)$$

тут δ — максимальна дистанція між двома спостереженнями, які можна вважати близькими.

Метод мінімуму дисперсії є найбільш часто використовуваним методом визначення часу запізнення сигналу між кривими блиску гравітаційно лінзованих квазарів. Тому для визначення часу запізнення сигналу між кривими блиску гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520+530 було використано цей метод.

3.3.1. Визначення часу запізнення між кривими блиску зображень ГЛК SBS 1520+530. Перші оцінки величини часу затримки для системи SBS 1520+530 були отримані у праці [103]. Різниця блиску між зображеннями квазара А і В оцінена як $\Delta m = 0.69^m$, а час затримки $\delta t = 130$ діб. Рисунок 3.13 демонструє отримані на Майданакській обсерваторії криві



(а) Ізофоти залежності значення дис- запізнення сигналу між кривими А й В персії від величини корекції різності від корекції різності між кривими бли- між кривими компонентів А й В δ^m и ску δ^m й величини відносного нахилу величини відносного нахилу кривих k . кривих k .

Рисунок 3.14. Час запізнення сигналу між зображеннями А й В ГЛС SBS 1520+530.

блиску, на яких дані фотометрії компонента В зміщені на отриману раніше [103] величину різності блиску та часу запізнювання між компонентами. Неважко помітити систематичне збільшення різності блиску між компонентами, що викликано процесом мікролінзування в системі.

Наявність мікролінзування спотворює криві блиску, що призводить до помилки визначення значення часу запізнення. Наприклад, у найпростішому випадку, лінійна добавка до однієї з кривих блиску виду $k \cdot x + b$ зсуне значення максимуму кореляції кривих на величину біля $\partial(k \cdot x + b) = k$.

Тому коректна оцінка часу запізнення сигналу повинна враховувати вплив мікролінзування на криві блиску компонентів. Як було вказано вище, дані фотометрії гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520+530 у фільтрі R є найбільш повними, тому розрахунок часу запізнення, з корекцією впливу мікролінзування були проведені саме для даних кривих блиску.

Значення часу запізнення між кривими блиску ГЛК SBS 1520+530, визначалося як величина мінімуму дисперсії D_2^2 (3.22).

У припущенні лінійної природи ділянки мікролінзування ГЛК SBS 1520+530, яку спостерігали, вільними параметрами функціонала були значення величини зміщення кривих відносно одна одної у часі δt , а також

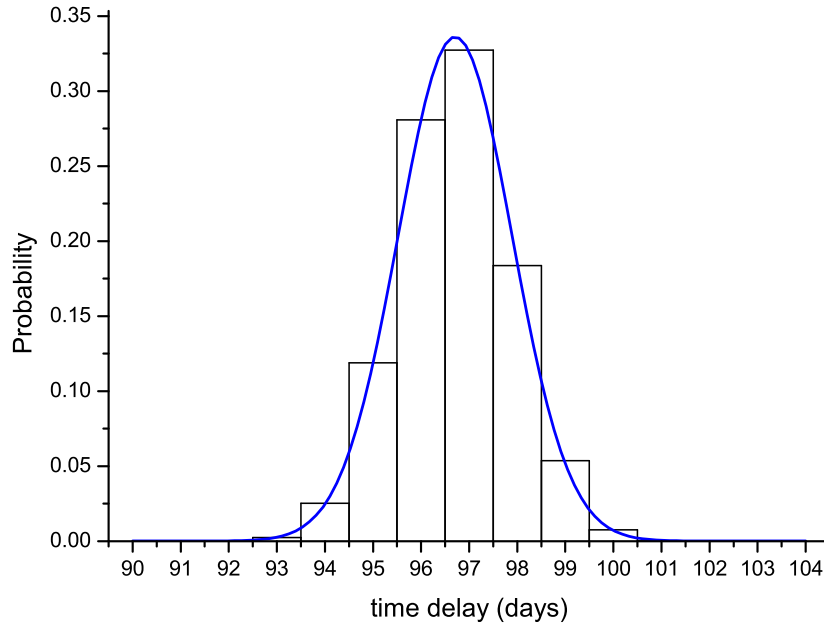


Рисунок 3.15. Гістограма розподілення ймовірності значень часу затримки між компонентами А й В ГЛК SBS 1520+530, отриманих методом мінімуму дисперсії при моделюванні методом Монте-Карло.

величина різності блиску δm і значення величини кута нахилу k кривою блиску компонента В відносно кривої блиску компонента А:

$$f(\delta t) = \delta m_{A,B} + k_{A,B} \cdot (JD - 2450000) \quad (3.25)$$

Отримана залежність мінімуму дисперсії від величини зміщення кривих блиску відносно один одного й величини тренда представлена на рисунку 3.14а.

Мінімум дисперсії відповідає величині зміщення кривих на величину $\delta m = -0.638^m$ один відносно іншого, а значення тренду становить $k \approx -0.0001^m$ на добу або $k = -0.0397^m$ на рік. Отримана величина нахилу k , практично точно співпадає зі значенням, отриманим раніше. Мінімальне значення дисперсії свідчить про найбільш оптимально скорегованим впливом мікролінзування на криві блиску в рамках лінійної моделі. На рисунку 3.14б показано залежність часу затримки від тих же величин.

Оцінка погрішності часу затримки була отримана методом Монте-

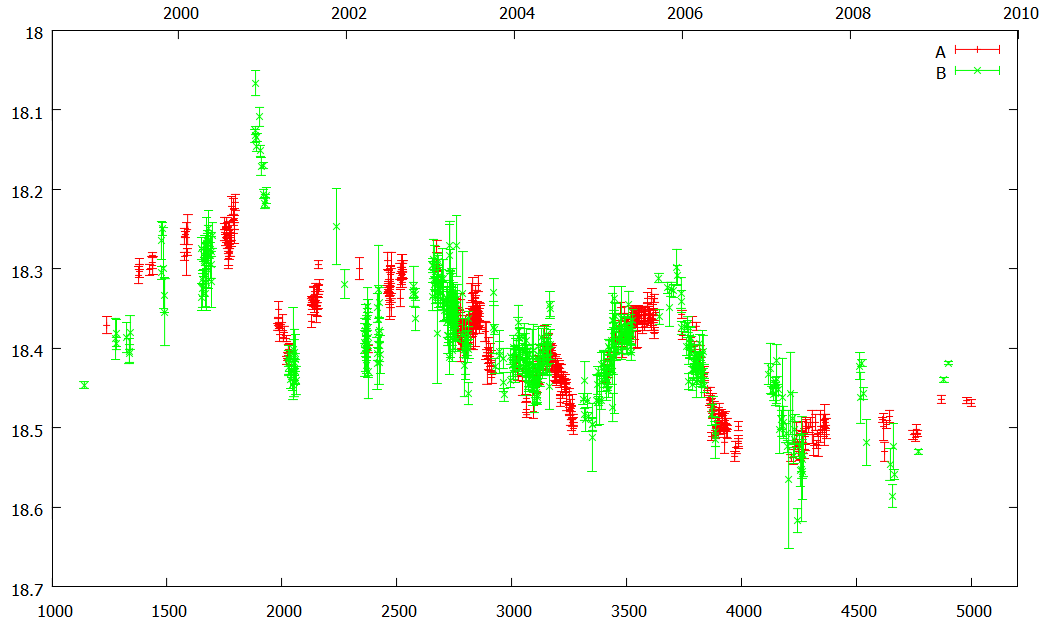


Рисунок 3.16. Криві блиску зображень квазара А й В, системи SBS 1520+530, скореговані на ефект мікролінзування (відносний нахил кривих 0.036^m на рік) і поєднані на час запізнення 96.4 діб.

Карло. Для цього були згенеровані 10000 кривих блиску компонентів А й В ГЛ SBS 1520+530 з розподіленням помилок, що відповідає реальній точності фотометрії. Для кожного набору згенерованих кривих блиску вивчаються шукані набори параметрів. Гістограма розподілення отриманих значень величини часу запізнення показана на рисунку 3.15.

Таким чином, наші розрахунки показали, що значення часу запізнення сигналу між зображеннями квазара SBS 1520+530 А й В для фільтра R, отримане зі спостережень ГЛС SBS 1520+530 на MAO у 1999-2009 роках, складає:

$$\delta t_{A,B} = 96.4 \pm 3.5 \text{ діб.} \quad (3.26)$$

На рисунку 3.16 наведено криві блиску зображень квазара А й В, при цьому крива блиску компонента В зміщена на час запізнення 96 діб й скорегована за лінійний тренд, викликаний ефектом мікролінзування.

Опубліковані раніше оцінки часу затримки, що були отримані при моделюванні ГЛ системи SBS 1520+530, дають значення близько 100-110 діб [2, 104]. Розходження в оцінці часу затримки, отримані з даних спосте-

режень і при моделюванні, можуть бути пояснені декількома факторами. По-перше, істотний вплив на модель чинить реальне розподілення речовини в лінзі-галактиці. По-друге, більш коректне врахування впливу ефекту мікролінзування може трохи змінити величину часу запізнення, отриману з аналізу кривих блиску. Зрештою, точність фотометрії всього лиш на щабель менша амплітуди зміни блиску квазара, що також погіршує точність виміру часу запізнення.

3.4. Варіації показника кольору зображень квазара системи SBS 1520+530.

Фотометрія компонентів системи у в VRI фільтрах показує значну зміну показника кольору лінзованих компонентів А й В при зміні блиску квазара. Триколірна VRI фотометрія зображень квазара була отримана для 114 епох спостереження. Графік залежності показника кольору (V-I) від зоряної величини в полосі R для компонентів А й В представлений на рисунку 3.17. Ця залежність зміни показника кольору квазара отримана після віднімання тренда, який пов'язаний з ефектом мікролінзування й, отже, має іншу природу. Середні значення показника кольору для компонентів А й В близькі й дорівнюють 0.63 ± 0.01^m і 0.70 ± 0.01^m , відповідно.

Нахили лінії регресії показника кольору кривих А й В мають значення $k_A = 0.31 \pm 0.04$ для зображень компонента А й $k_B = 0.32 \pm 0.03$ для компонента В. Відзначимо, що компонент В, розташований ближче до центру лінзуючої галактики, є дещо більш червоним, що можна пояснити більшою величиною поглинання світла в галактиці-лінзі [127].

Варіації блиску квазара, отримані зі спостережень у різних фільтрах, дають додаткову інформацію, що необхідна для побудови моделі акреційного диска. Діаграма колір-колір зображень квазара показана на рисунку 3.18. Такі ж самі флуктуації кольору зображень квазару спостерігалися у гравітаційно лінзованих системах H1413+117 [13] та у ГЛС «Хрест Ейнштейна» [8, 15]

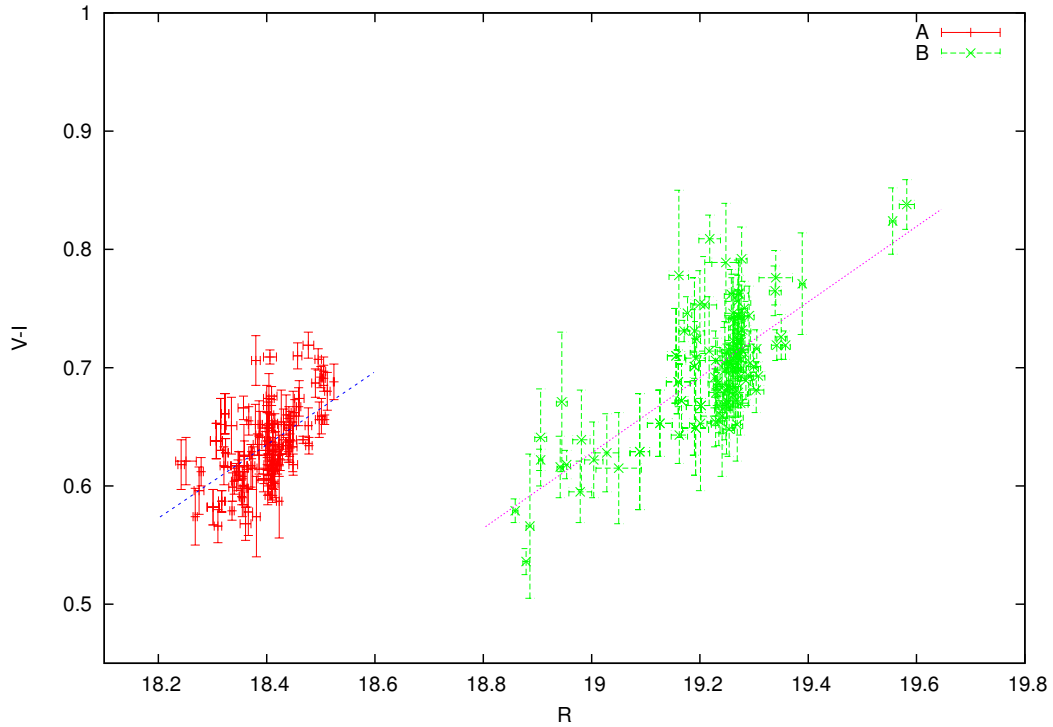


Рисунок 3.17. Криві залежності показника кольору (V-I) від зоряної величини у смузі R компонентів A і B SBS 1520+530.

Значення нахилу лінії регресії було розраховане як середнє геометричне від значень нахилу показника кольору (V-R)-(V-I) й значень нахилу показника кольору (V-I)-(V-R). Величини нахилу дорівнюють $k_A = 1.53 \pm 0.10$ і $k_B = 1.68 \pm 0.14$ для компонентів A й B відповідно. Кореляція зміни показників кольору квазара у залежності від довжини хвилі добре поєднується з моделлю випромінювання акреційного диска [118].

Цікавим є також аналіз зміни показника кольору з часом. Залежність показника кольору (V-I) від часу для компонентів A й B SBS 1520+530 представлена на рисунку 3.19. Для обох компонентів побудовано залежність показника кольору від блиску зображень у фільтрі R. На фоні флуктуацій, що явно викликані блиском самого квазара, видно тренд компонента B. Можна припустити, що природа тренда показника кольору (V-I) у часі аналогічна природі тренда кривої блиску, тобто, зумовлена процесами мікролінзування в системі SBS 1520+530. Це припущення дозволяє оцінити залежність зміни значення показника кольору від мікролінзування. Як було сказано вище, нахил кривої компонента A відносно компонента

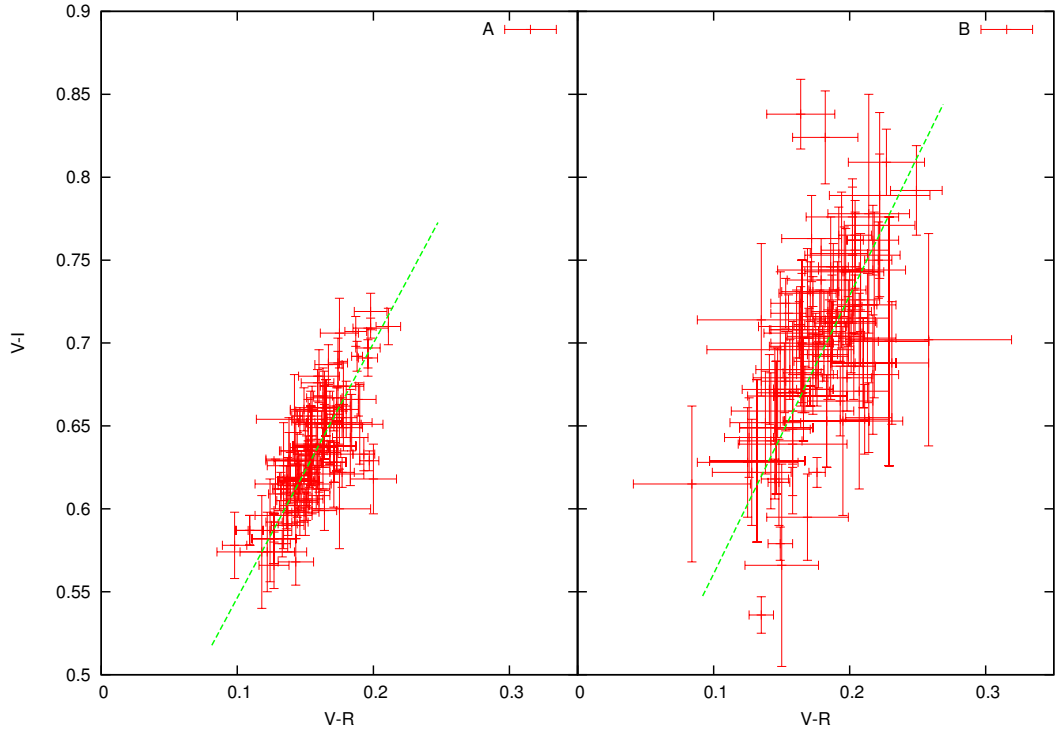


Рисунок 3.18. Криві залежності зміни показника кольору (V-I) від показника кольору (R-I) компонентів А (зліва) й В (справа) ГЛК SBS 1520+530.

В у фільтрі R становить $d_I = 0.039^m$ на рік. Зміна показника кольору (V-I) для компонента А становить -0.002^m на рік, а для компонента В $+0.008^m$ на рік, а різниця, відповідно $d_c = 0.01^m$ на рік. Таким чином, значення нахилу показника кольору, яке було викликано мікролінзуванням дорівнює $d_c/d_I = 0.26$. Зміна показника кольору внаслідок мікролінзування була передбачена у працях [58, 69] й винайдено під час спостережень гравітаційно-лінзованого квазара Q2237+0305 [15].

Спираючись тільки на вимірювання блиску зображень, ми не можемо точно вказати, який із компонентів піддається процесу мікролінзування. Але враховуючи те, що змінюється показник кольору компонента В, ми маємо змогу вважати, що саме його зображення піддається процесу мікролінзування, який ми спостерігаємо. Значна зміна показника кольору можлива тільки у випадку перетину джерелом каустики. Послаблення блиску компонента В свідчить про те, що центральна (більш блакитна) частина зображення квазара вже перетнула каустику, а протягнута (більш червона) частина ще знаходиться на каустиці. На користь цього свідчить

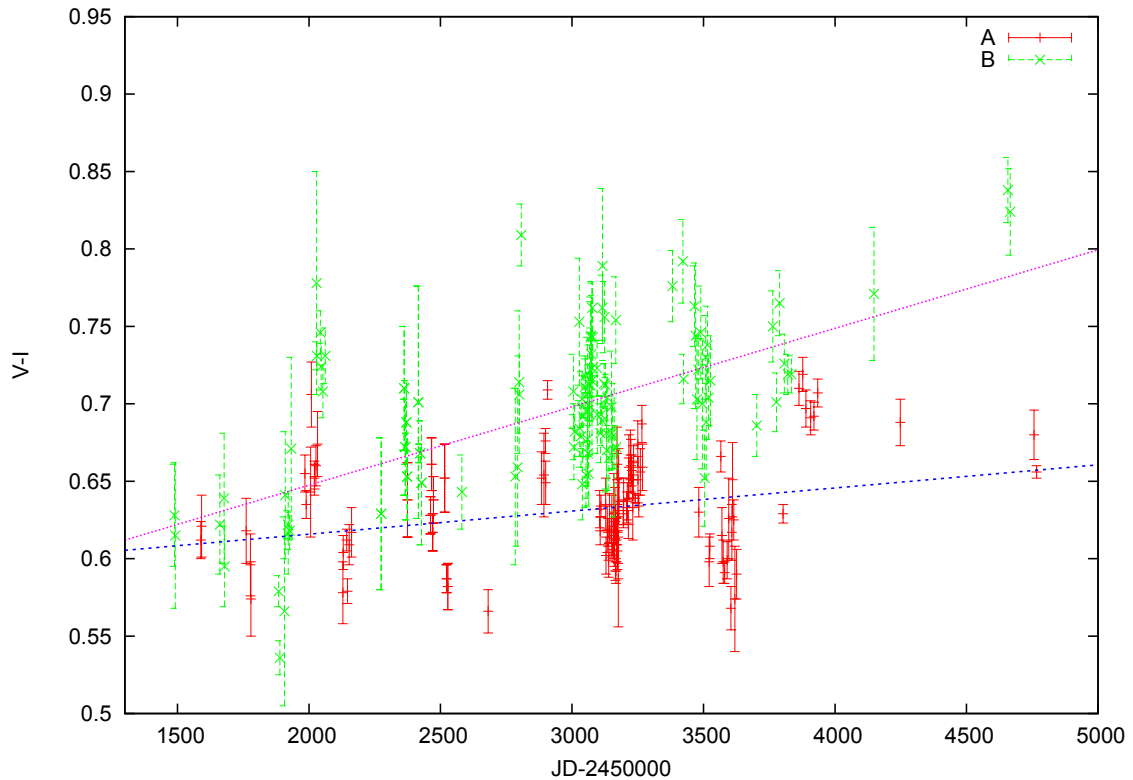


Рисунок 3.19. Залежність показника кольору ($V-I$) зображень квазара квазара SBS 1520+530 А й В від часу.

«почервоніння» зображення В з ослабленням його блиску.

Необхідно звернути увагу, що середнє значення довжини хвилі у фільтрі V (555 нм) для квазара-джерела SBS 1520+530, який має $z = 1.855$, відповідає довжині хвилі 194 нм., яку випускає джерело, а для фільтру I (814 нм) - 285 нм. Тому необхідно мати на увазі, що всі отримані в праці характеристики показника й зміни кольору зображень квазара відповідають ультрафіолетовій області спектра.

3.5. Висновки

У розділі 3 викладено підхід до вирішення завдання фотометрії неоднорідного вихідного ряду ПЗЗ зображень. Представлені результати фотометрії зображень гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520 + 530 в трьох оптичних фільтрах V, R, I.

Представлені криві блиску зображень А і В системи SBS 1520 + 530,

отримані в період спостережень протягом 1999-2009 років, які є найбільш повними з опублікованих на сьогоднішній день кривих фотометрії даного гравітаційно лінзованого квазару.

У розділі дано опис методу фотометрії, розробленого групою Харківських астрономів, спеціально для дослідження слабких, компактних джерел. Даний метод показав хороший результат на досить неоднорідному наглядовому матеріалі. Метод використовує всю доступну апріорну інформацію про досліджуваний об'єкт і дозволяє отримати криві блиску з високою внутрішньою збіжністю. Показано, що фотометрична оцінка блиску зображень квазара SBS 1520 + 530, не має видимої залежності від атмосферної якості зображень.

Криві блиску в усіх трьох V, R, I фільтрах демонструють значні флуктуації блиску компонентів *A* і *B* SBS 1520+530, які досягають 0.2^m з характерним періодом в один-два роки.

Виявлено розбіжність кривих блиску компонентів SBS 1520 + 530, пов'язане з ефектом мікролінзування. Величина змін блиску зображень квазара в системі SBS 1520 + 530 становить $\approx 0.039^m$ на рік, для фільтру R. За весь час спостережень величина зміни блиску компонента *B* відносно компонента *A* становила 0.6^m .

Корекція кривих блиску з урахуванням виявленого процесу мікролінзування дозволила більш коректно оцінити величину часу запізнення між зображеннями джерела-квазара *A* і *B*. Дані розрахунків дають оцінки величини часу затримки, що дорівнює 96.4 ± 3.5 діб.

Моніторинг у трьох оптичних смугах дозволив уперше отримати залежність зміни показника кольору лінзованого квазару SBS 1520+530 від його блиску. Середні значення показника кольору (V-I) компонентів *A* і *B* ГЛ SBS 1520+530 дорівнюють 0.63 ± 0.01^m і 0.68 ± 0.01^m , відповідно. Нахили лінії регресії показника кольору (V-I) мають значення ≈ 0.3 для зображення компонента *A* та ≈ 0.5 для компонента *B*. Компонент *B*, розташований поблизу від центру лінзуючої галактики, є трохи більш червоним,

що пояснюється поглинанням у лінзуючій галактиці.

Також отримана залежність величини показника кольору (V-I) від зміни блиску, пов'язаного з процесом мікролінзування. Зміна показника кольору компонента B дає право припустити, що під процес мікролінзування, виявленому за різністю кривих блиску, підпадає саме цей компонент. Виміряна величина нахилу лінії регресії показника кольору (V-I), пов'язаного зі змінами внаслідок мікролінзування, становить 0.26.

Усереднені за сезонами спостереження значення різності кривих блиску компонентів показують більш складну, в порівнянні з лінійним приближенням, поведінку. Характерні величини флуктуацій блиску, що становлять близько 0.05^m , знаходяться на рівні помилок фотометрії зображень квазара, що становлять у середньому 0.01^m для компонента A і 0.02^m для компонента B і тому не дозволяють використовувати їх для детального аналізу ефекту мікролінзування.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора:

[2, 3, 5–8, 13]

РОЗДІЛ 4

Моделювання гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530.

Спостережені конфігурації ГЛК залежать як від просторового розподілення маси всередині лінзи-галактики, так і від взаємного розташування квазара, лінзи та спостерігача. Враховуючи те, що в нашому розпорядженні є обмежений набір даних спостережень (видиме положення зображень квазара, положення й форма лінзуючої галактики, а також різність блиску лінзованих зображень), розв'язання зворотної задачі можна проводити тільки в рамках модельних уявлень ГЛ. Кількість невідомих параметрів моделі, що характеризують ГЛС, має знаходитися відповідно до наявного набору даних спостереження. У випадку ГЛС SBS 1520+530 моделювання зводиться до розв'язання рівняння лінзи за заданим розподіленням маси.

Усі подальші розрахунки будуть проводитися в рамках космологічної моделі Фрідмана - Леметра [128, 129] метрикою Робертсона - Вокера [130, 131], при значеннях космологічних постійних $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0.7$ й величині сталої Хаббла $H = 75 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$.

4.1. Розв'язання рівняння лінзи для ГЛС SBS 1520+530.

Рівняння лінзи пов'язує координати джерела з координатами лінзованих зображень, які бачить спостерігач. Для побудови моделі лінзи нам знадобляться вирази, описані у розділі 1. На рисунку 1.10 показана схема проходження променів світла від джерела до спостерігача поблизу гравітуючого тіла.

4.1.1. Модель ізотермічної сфери з асиметрією. Найбільш часто вживана модель опису розподілення матерії в галактиці заснована на припущенні, що зірки, які формують галактику, подібні до частинок в ідеальному

газі. Частинки пов'язані спільним гравітаційним потенціалом, через який скопичення приймає сферичну форму. Запишемо рівняння стану частинок (зірок):

$$p = \frac{\rho k_B T}{m}, \quad (4.1)$$

де p - тиск, ρ - щільність речовини, а m - маса частинок (зірок), k_B - стала Больцмана. У випадку рівноважного стану, температура T однозначно визначається через дисперсію швидкостей σ_v :

$$m\sigma_v^2 = k_B T. \quad (4.2)$$

У загальному випадку, температура може залежати від радіуса, однак, в найпростішій моделі — *моделі ізотермічної сфери*, мається на увазі, що температура постійна, як і σ_v . Запишемо рівняння гідростатичної рівноваги:

$$\frac{p'}{\rho} = -\frac{GM(r)}{r^2}, \quad (4.3)$$

при

$$M'(r) = 4\pi r^2 \rho, \quad (4.4)$$

де $M(r)$ маса всередині шару з радіусом r . Розв'язання рівняння (4.3) приводить до виразу:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2}. \quad (4.5)$$

Це розподілення маси має назву *сингулярної ізотермічної сфери*. Відзначимо, що дане розподілення вироджується при $r \rightarrow 0$. Так як $\rho(r) \sim r^{-2}$, $M(r) \sim r$, швидкість обертання зірок у гравітаційному полі ізотермічної сфери дорівнює:

$$v_{rot}(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} = 2\sigma_v, \quad (4.6)$$

тобто є константою. Поверхнєве розподілення щільності маси ізотермічної сфери визначається рівнянням:

$$\Sigma(\xi) = \frac{\sigma_v^2}{2G} \xi^{-1}. \quad (4.7)$$

Розподілення матерії при великих значеннях ξ доволі точно узгоджується з розподіленням матерії у галактиках, що спостерігаються. Параметр σ_v характеризує розподілення дисперсії швидкостей зірок уздовж променю зору.

Рівняння гравітаційного лінзування зручно розглядати в нормованих координатах. Для цього виберемо нормувальний множник, який дорівнює:

$$\xi_E = 4\pi \left(\frac{\sigma_v}{c}\right)^2 \frac{D_L D_{LS}}{D_S}, \quad (4.8)$$

тоді безрозмірні величини розподілення щільності маси й кута нахилу приймуть простий вид:

$$\kappa(\vec{x}) = \frac{1}{2\vec{x}}, \quad (4.9)$$

$$\alpha(\vec{x}) = \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|}. \quad (4.10)$$

А рівняння лінзи для ізотермічної сфери буде виглядати так:

$$\vec{y} = \vec{x} - \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|}. \quad (4.11)$$

Рівняння (4.11) має два корені за умови $|\vec{y}| < 1$, — $\vec{x}_{1,2} = |\vec{y}| \pm 1$. Тобто одне джерело породжує два зображення і один корінь, якщо $|\vec{y}| > 1$ — $\vec{x} = \vec{y} + 1$ тобто сильне лінзування не спостерігається.

Коефіцієнт посилення для лінзи μ , відповідно зображенню, розташованому на відстані $\vec{x}$, можна визначити з виразу:

$$\mu_{\vec{x}} = \frac{|\vec{x}|}{|\vec{x}| - 1}. \quad (4.12)$$

Повне посилення лінзи, сумарне по всіх зображеннях джерела, дорівнює:

$$\mu = \begin{cases} 2/|\vec{y}| & |\vec{y}| \leq 1, \\ (1 + |\vec{y}|)/|\vec{y}| & |\vec{y}| \geq 1. \end{cases} \quad (4.13)$$

Для моделі ізотермічної сфери вид логарифмічного потенціала представляє собою вираз $L(\vec{x}) = |\vec{x}|$, тому час запізнення сигналу між лінзованими зображеннями може бути визначений за допомогою виразу:

$$c\Delta t = \left[4\pi \left(\frac{\sigma_v}{c}\right)^2\right]^2 \frac{D_L D_{LS}}{D_S} (1 + z_L) 2y. \quad (4.14)$$

Ізотермічна сфера є симетричною моделлю, тому на практиці рівняння лінзи (4.11) модифікують, вводючи безрозмірний параметр асиметрії γ (*shear*) [34]. Тоді рівняння лінзи приймає вид:

$$\vec{y} = \vec{x} - \alpha(\vec{x}) = \begin{pmatrix} 1 - \gamma \cos(2\phi) & -\gamma \sin(2\phi) \\ -\gamma \sin(2\phi) & 1 + \gamma \cos(2\phi) \end{pmatrix} \vec{x} - \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|}, \quad (4.15)$$

де ϕ напрямок параметра асиметрії γ , а $\vec{y}, \vec{x}$ — нормовані на радіус кільця Ейнштейна l_E координати джерела й зображень відповідно. Якщо вибрати систему координат, в якій напрямок осей співпадає з напрямком γ (т.е. $\phi = 0$), тоді рівняння (4.15) можна переписати у вигляді:

$$\vec{y} = \vec{x} - \begin{pmatrix} -\gamma & 0 \\ 0 & \gamma \end{pmatrix} \vec{x} - \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|}. \quad (4.16)$$

У літературі таку модель лінзи називають сингулярною ізотермічною сферою із зовнішнім зсувом або $SIS + \gamma$ [34, 89]. Вимірювання температури нагрітого газу в гамма-діапазоні показують, що загальний профіль маси галактик (баріонної + прихованої) досить близький до ізотермічного [132, 133]. Зображення лінзуючої галактики SBS 1520+530, отримані на телескопі КЕСК у фільтрі К, вказують на її ранній тип морфології [106]. Для цього типу галактик характерне ізотермічне розподілення матерії [134]. Тому ця модель добре підходить для опису властивостей лінзуючої галактики ГЛС SBS 1520+530.

Як уже було сказано раніше, розміри області сильного гравітаційного лінзування у випадку лінзування галактикою віддаленого квазара становлять приблизно кутової секунди. У такій малій області можна використовувати пласку метрику без шкоди точності розрахунків моделі.

На рисунку 4.1 продемонстровано приклад конфігурації гравітаційної лінзи з ізотермічним розподіленням маси з асиметрією. Неперервними лініями показані критичні криві у площині джерела й в площині лінзи. Кругле джерело випромінювання S , центр якого знаходиться в точці y_1, y_2 площини лінзи, під впливом лінзи розщеплюється на два зображення у площині

лінзи. Пряме зображення джерела $A(x_{a1}, x_{a2})$, розташовано поза критичною кривою, а так зване інверсне зображення $B(x_{b1}, x_{b2})$ розташовано всередині критичної кривої.

Розгляньмо гравітаційну лінзу, що породжує два зображення квазара. На небесній сфері ми будемо бачити два зображення квазара й галактику. Візьмемо до уваги той факт, що типові відстані між зображеннями квазара становлять перші кутові секунди. Тому аналізовану ділянку на небесній сфері таких розмірів будемо вважати локально пласкими. Розмістимо центр мас галактики в початок декартових координат (x_1, x_2) , а напрямок вісі x_1 оберемо таким, що співпадає з напрямком (див. Рисунок 4.1). Нор-

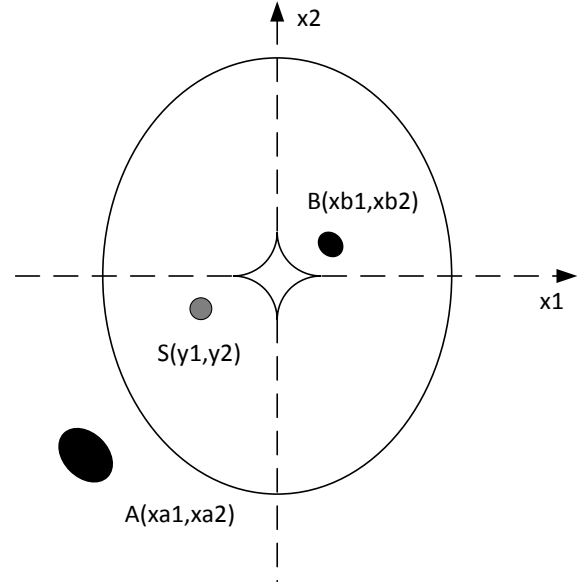


Рисунок 4.1. Приклад конфігурації гравітаційної лінзи з ізотермічним розподіленням маси й асиметрією.

муємо кутові координати положення зображень квазару $A(x_{A1}, x_{A2})$ і $B(x_{B1}, x_{B2})$ на радіус кільця Ейнштейна θ_E та запишемо рівняння лінзи:

$$\begin{cases} y_{A1} = \frac{(1 + \gamma)x_{A1}}{\theta_E} - \frac{x_{A1}}{\sqrt{x_{A1}^2 + x_{A2}^2}}, \\ y_{A2} = \frac{(1 + \gamma)x_{A2}}{\theta_E} - \frac{x_{A2}}{\sqrt{x_{A1}^2 + x_{A2}^2}}, \\ y_{B1} = \frac{(1 + \gamma)x_{B1}}{\theta_E} - \frac{x_{B1}}{\sqrt{x_{B1}^2 + x_{B2}^2}}, \\ y_{B2} = \frac{(1 + \gamma)x_{B2}}{\theta_E} - \frac{x_{B2}}{\sqrt{x_{B1}^2 + x_{B2}^2}}. \end{cases} \quad (4.17)$$

Координати джерела для компонентів A, B - y_{A1}, y_{A2} і y_{B1}, y_{B2} збігаю-

ться, тому систему рівнянь (4.17) можна перетворити у вигляді:

$$\begin{cases} y_{A1} - y_{B1} = \left(\frac{(1+\gamma)x_{A1}}{\theta_E} - \frac{x_{A1}}{\sqrt{x_{A1}^2 + x_{A2}^2}} \right) - \left(\frac{(1+\gamma)x_{B1}}{\theta_E} - \frac{x_{B1}}{\sqrt{x_{B1}^2 + x_{B2}^2}} \right) = 0, \\ y_{A2} - y_{B2} = \left(\frac{(1+\gamma)x_{A2}}{\theta_E} - \frac{x_{A2}}{\sqrt{x_{A1}^2 + x_{A2}^2}} \right) - \left(\frac{(1+\gamma)x_{B2}}{\theta_E} - \frac{x_{B2}}{\sqrt{x_{B1}^2 + x_{B2}^2}} \right) = 0. \end{cases} \quad (4.18)$$

Таким чином, отримуємо систему з двох рівнянь з двома невідомими γ, l . Координати джерела можна отримати, підставив у вирази лінзи вираховані значення асиметрії й радіуса кільця Ейнштейна.

Посилення зображень квазара є Якобіаном перетворення координат $\vec{x}$ у координати $\vec{y}$:

$$\mu = \left[\frac{\partial y_1}{\partial x_1} \cdot \frac{\partial y_2}{\partial x_2} - \frac{\partial y_2}{\partial x_1} \cdot \frac{\partial y_1}{\partial x_2} \right]^{-1}. \quad (4.19)$$

Підставимо рівняння лінзи для сингулярної ізотермічної сфери зі зовнішнім зсувом у вираз (4.19). Врахуємо те, що величина радіуса кільця Ейнштейна завжди позитивна і отримаємо рівняння коефіцієнта посилення для моделі $SIS + \gamma$:

$$\mu_{SIS+\gamma} = \left[\left(\frac{1+\gamma}{\theta_E} + \frac{x_1^2}{(x_1^2 + x_2^2)^{3/2}} - \frac{1}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2}} \right) \cdot \left(\frac{1-\gamma}{\theta_E} + \frac{x_2^2}{(x_1^2 + x_2^2)^{3/2}} - \frac{1}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2}} \right) - \frac{x_1^2 \cdot x_2^2}{(x_1^2 + x_2^2)^3} \right]^{-1}. \quad (4.20)$$

Ми не маємо можливості виміряти істинний блиск лінзуючого квазару. Тим не менше, ми маємо можливість оцінити значення величини відношення блиску компонентів A , и B і таким чином отримати додатковий спостерігальний параметр для моделі лінзи:

$$d\mu = 2.5 \cdot \log_{10} \left(-\frac{\mu_A}{\mu_B} \right). \quad (4.21)$$

Знак мінус у виразі відношення блиску враховує той факт, що посилення внутрішнього (тобто того, що знаходиться всередині кільця Ейнштейна) зображення має від'ємне значення.

Світло, що надходить до нас від лінзуючого квазара, проходить крізь різноманітні області лінзуючої галактики. Через це блиск зображень може

бути спотворений як поглинанням речовини, що наявна у галактиці, так й ефектами мікролінзування. Тому при моделюванні лінзи коефіцієнт посилення як правило, не використовують, або використовують з великими обмеженнями.

Таблиця 4.2. Координати компонентів ГЛС SBS 1520+530, отримані з аналізу зображень космічного телескопа ім. Хаббла

	A	B	G
x_1''	-0.811 ± 0.003	0.365 ± 0.003	0.0
x_2''	-0.877 ± 0.003	0.162 ± 0.003	0.0

У процесі побудови моделі ГЛ системи SBS 1520+530 були використані координати зображень квазара й параметри лінзуючої галактики, визначені за вимірюваннями кадрів, що були отримані на космічному телескопі ім. Хаббла (Proposal ID №7887, PI E.E. Falco, див. Розділ 3).

У таблиці 4.2 наведені значення координат компонентів відносно оптичного центру лінзуючої галактики G . Координатні вісі направлені уздовж і перпендикулярно напрямку асиметрії γ .

Рівняння лінзи для ізотермічної сфери зі зовнішнім зсувом (4.17) представляють собою систему рівнянь зі чотирма невідомими параметрами. Це істинні координати (нелінзованого) джерела, радіус кільця Ейнштейна й величина асиметрії.

З аналізу зображень гравітаційно лінзованого квазара можна визначити чотири параметри – координати центрів двох зображень. Таким чином, можна на пряму отримати значення шуканих параметрів системи, підставляючи значення координат у рівняння (4.18):

$$\begin{cases} -1.176 \cdot \frac{1 + \gamma}{\theta_E} + \frac{1.593}{\theta_E} = 0, \\ -1.039 \cdot \frac{1 - \gamma}{\theta_E} + \frac{1.140}{\theta_E} = 0. \end{cases} \quad (4.22)$$

Розв'язання системи рівнянь (4.22) дає значення величини асиметрії

(shear) і розмір радіуса кільця Ейнштейна лінзуючої галактики:

$$\begin{aligned}\gamma &= 0.105, \\ \theta_E &= 0.816'',\end{aligned}\tag{4.23}$$

Підставляючи знайдені значення в рівняння лінзи (4.17), можна визначити істинні координати джерела. Кутові координати джерела відносно центра галактики дорівнюють:

$$\begin{aligned}y_1 &= -0.420, \\ y_2 &= -0.228.\end{aligned}\tag{4.24}$$

Нагадаємо, що радіус кільця Ейнштейна лінзи характеризує повну (в тому числі й приховану) масу лінзуючої галактики й пов'язаний з нею виразом (1.19). При цьому відстані можуть бути визначені з виразу:

$$D(z_1, z_2) = \frac{c}{H_0 (1 + z_2)} \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{\sqrt{(1+z)^2 (1 + \Omega_M z) - z(2+z)\Omega_\Lambda}} dz. \tag{4.25}$$

З урахуванням раніше заданих значень космологічних параметрів $\Omega_M = 0.3$, а $\Omega_\Lambda = 0.7$, $H = 75 \text{ км} \cdot \text{Мпк}^{-1} \text{ с}^{-1}$ і червоних зміщень квазара й лінзуючої галактики системи SBS 1520+530 $z_s = 1.855$, $z_l = 0.716$, відстані за кутовим радіусом від спостерігача до лінзи D_L , від спостерігача до джерела D_S і від лінзи до джерела D_{LS} відповідно, дорівнюють:

$$\begin{aligned}D_L &= 1389 \text{ Мпк}, \\ D_S &= 1624 \text{ Мпк}, \\ D_{LS} &= 789 \text{ Мпк}, \\ \tilde{D} &= \frac{D_{LS}}{D_L D_S} = 349 \text{ Мпк}^{-1}.\end{aligned}\tag{4.26}$$

Один парсек $1 \text{ пк} = 3.085677581 \cdot 10^{22} \text{ м}$. Підставивши у вираз (4.20) отримані значення, маємо:

$$R_S = \frac{\theta_E^2}{\tilde{D}} = 6.8996 \cdot 10^{14} \text{ м}, \tag{4.27}$$

тут величина θ_E виражена в радіанах $\theta_E/206264.8 = 3.955 \cdot 10^{-5}$ рад, а $\tilde{D}$ в метрах. Повна маса галактики всередині області, обмеженої радіусом кільця Ейнштейна, визначається з виразу:

$$R_S = \frac{2 \cdot M \cdot G}{c^2}, \quad (4.28)$$

де G - гравітаційна стала, яка дорівнює $6.67234 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{кг}^{-1}$ [135], c - швидкість світла у вакуумі. Звідси маса галактики-лінзи дорівнює:

$$M = \frac{c^2 \cdot R_S}{2 \cdot G} = \frac{2.998 \cdot 10^9 \cdot 6.8996 \cdot 10^{14}}{2 \cdot 6.67234 \cdot 10^{-11}} = 4.647 \cdot 10^{41} \text{ кг} = 2.34 \cdot 10^{11} M_\odot. \quad (4.29)$$

Маса нашої галактики становить $\approx 7 \cdot 10^{11} M_\odot$ [136], однак варто врахувати, що знайдена маса обмежена радіусом $\theta_E = 0.816$ кутової секунди. Такий кутовий розмір відповідає радіусу у площині лінзи ≈ 5.5 кпс, тому можна припустити, що лінзуюча галактика системи SBS 1520+530 близька, або більша, до нашої галактики за масою [3].

З формули (4.8) легко визначити значення дисперсії швидкостей у лінзуючій галактиці:

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{D_S}{D_{LS}} \frac{\theta_E \cdot c^2}{4 \cdot \pi}} \approx 240 \text{ км/сек}. \quad (4.30)$$

Коефіцієнти посилення зображень квазара можна врахувати, застосовуючи формулу (4.20), а різність блиску (4.22):

$$\Delta m = 1.46^m. \quad (4.31)$$

Спостережна різність блиску компонентів ГЛ SBS 1520+350 з початку циклу спостереження змінилася з 0.7^m , до $\approx 1^m$. Можна припустити, що в недалекому минулому (декілька десятків років тому) компонент В збільшив свій блиск під дією процесу мікролінзування. У наш час процес мікролінзування компонента В завершується й різність блиску двох зображень квазара наблиається до розрахункового значення.

4.2. Оцінка величини сталої Хаббла.

Видимі спостерігачем множинні зображення одного й того ж квазара є наслідком того факту, що світло від квазара до спостерігача надходить різними траєкторіями. Таким чином, спостережені зміни блиску квазара можуть реєструватися спостерігачем асинхронно. На час проходження світла через гравітаційну лінзу, згідно з загальною теорією відносності, також впливає сила гравітаційного поля [13]. Якщо траєкторії променів проходять на різній відстані від центра лінзи, де потенціал тяжіння максимальний, то час проходження світла по цих траєкторіях буде різнитися. Такі відмінності у часі, які називають часом запізнення, можуть досягати декількох сотень діб. Як показав Рефсдал у 1964 році [29], відмінність у часі реєстрації сигналу може бути використана для визначення потенціалу тяжіння гравітаційної лінзи, а також визначення значення сталої Хаббла.

У ході моніторингу гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520+530 було визначено час запізнення квазара А й В, який становив (див. вираз (3.26)) — 96.4 діб. У якості моделі розподілення потенціалу лінзи галактики SBS 1520+530 скористаємося моделлю ізотермічної сфери зі зовнішнім зсувом (SIS+ γ), для якої раніше були отримані значення параметрів: радіус кільця Ейнштейна $l = 0.816$ і параметр асиметрії $\gamma = 0.105$ [3].

Припустимо, що центр мас галактики збігається з спостереженим центром яскравості лінзи-галактики. У праці [137] були отримані формули, що дозволяють отримати значення часу запізнення сигналу між двома зображеннями на небесній сфері для лінзуючих галактик з ізотермічним розподіленням речовини. В моделях ізотермічного потенціалу тяжіння з урахуванням параметра асиметрії γ час запізнення між двома зображеннями квазара А, В, відповідно [137], можна визначити з виразу:

$$\delta t_{A,B} = \frac{D}{2c}(1 + z_L) \left((r_A^2 - r_B^2) + \gamma [r_A^2 \cos 2(\phi_A - \phi_\gamma) - r_B^2 \cos 2(\phi_B - \phi_\gamma)] \right), \quad (4.32)$$

де $r_{A,B}$ і $\phi_{A,B}$ полярні координати зображень квазара А, В відносно цен-

тра галактики, а γ, ϕ_γ - модуль і напрямок параметра асиметрії. Наведена відстань D розраховується за формулою:

$$D = \frac{D_L D_S}{D_{LS}} \frac{1}{H}. \quad (4.33)$$

Кутові відстані зображень квазара, визначені за даними, що отримані на космічному телескопі Хаббла, наведено в таблиці 4.2. Напрямок вісі абсцис був обраний такий, що буде співпадати з напрямком асиметрії, тому $\phi_\gamma = 0$. Беручи до уваги значення координат компонентів системи SBS 1520+530 з таблиці 4.2, отримаємо наступні значення параметрів:

$$r_A = \sqrt{(-0.811/rs)^2 + (-0.877/rs)^2} = 0.579 \cdot 10^{-5} \text{ рад.},$$

$$r_B = \sqrt{(0.362/rs)^2 + (0.163/rs)^2} = 0.192 \cdot 10^{-5} \text{ рад.},$$

$$\phi_A = \arctan(-0.877 / -0.811) = \pi + 0.8245 \text{ рад.},$$

$$\phi_B = \arctan(0.163/0.362) = 0.4231 \text{ рад.}$$

Підставляючи отримані величини у формулу (4.32), отримаємо значення часу запізнення з точністю до сталої Хаббла:

$$\delta t_{A,B} = 0.1796 \cdot 10^{-10} \frac{1}{H}. \quad (4.34)$$

Отримане зі спостережень значення часу запізнення між зображеннями квазара дорівнює $\delta t(obs) = 96.4$ діб (3.26). Підставимо це значення у вираз (4.34) і розв'яжемо його відносно перемінної H :

$$H = \frac{0.1796 \cdot 10^{-10}}{\delta t_{A,B}} = 0.2157 \cdot 10^{-17} \cdot \frac{Mpc}{1000} = 66.5 \frac{\text{км} \cdot \text{с}}{\text{Мпк}}. \quad (4.35)$$

Варто відзначити, що, виходячи зі значень часу запізнення, опублікованих раніше - 130 діб, значення сталої Хаббла повинне становити біля $50 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, що помітно відрізняється від значень, отриманих іншими астрофізичними методами. Наприклад, у праці [138], присвяченій визначенню сталої Хаббла за спостереженнями цефеїд та зверхнових на космічному телескопі Хаббла, наводиться значення $72.5 \pm 1.2 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. У той час аналіз мікрохвильового випромінювання (СМВ) за даними космічної місії Planck дає оцінку сталій Хаббла $67.8 \pm 0.9 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ [139].

Виходячи з цього, можна зробити висновок, що отримана у цій праці оцінка величини часу запізнення й, отже, значення сталої Хаббла виглядає досить реалістично.

Зазначимо, що може існувати невизначеність у визначенні сталої Хаббла, пов'язана з визначенням напрямку асиметрії. Відповідно [137], час запізнення з урахуванням такої невизначеності, може знаходитися в діапазоні:

$$T_{A,B}^- \leq \delta t_{A,B} \leq T_{A,B}^+, \quad (4.36)$$

де

$$T_{A,B}^\pm = \frac{D}{2c}(1 + z_L) \left((r_A^2 - r_B^2) \pm \gamma [r_A^4 + r_B^4 - 2r_A^2 r_B^2 \cos 2(\phi_A - \phi_B)]^{1/2} \right). \quad (4.37)$$

Підставляючи значення часу запізнення у вираз (4.37), отримаємо діапазон значень постійної Хаббла, пов'язаний із невизначеністю напрямку асиметрії γ :

$$H = 66.5_{-6.0}^{+8.4} \frac{\text{км} \cdot \text{с}}{\text{Мпк}}. \quad (4.38)$$

Побудова моделі гравітаційно лінзованої системи дозволяє узгодити фізичні параметри, такі як повна маса й закон її розподілення в лінзі-галактиці, зі спостерігальними даними. У той же час моделювання процесу мікролінзування дає інформацію як про фізичну природу зіркового населення в лінзуючій галактиці, так і про розмір самого лінзуючого квазара.

Крива блиску подій мікролінзування містить інформацію про три незалежні параметри системи: трансверсальну швидкість квазара й лінзи відносно спостерігача, розміри квазара й маси мікролінз [5].

При аналізі впливу на блиск макрозображень полів тяжіння точкових об'єктів-мікролінз використовується процедура лінеаризації регулярної частини рівняння лінзи, внаслідок чого фокусуюча дія макролінзи поблизу обраного макрозображення може бути описана всього лише двома локальними параметрами: поверхневою щільністю κ й асиметрією γ .

Запишемо вираз для матриці посилення в точці з координатами $r_1(x_1, x_2)$:

$$\mu = \begin{vmatrix} 1 + \frac{\partial \alpha_{x_1}}{\partial x_1} & \frac{\partial \alpha_{x_1}}{\partial x_2} \\ \frac{\partial \alpha_{x_2}}{\partial x_1} & 1 + \frac{\partial \alpha_{x_2}}{\partial x_2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{vmatrix}. \quad (4.39)$$

Можна показати, що локальні параметри нормованої поверхневої щільності мас κ й асиметрії γ можуть бути виражені через кут нахилу лінзою як:

$$\kappa = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha_{x_1}}{\partial x_1} + \frac{\partial \alpha_{x_2}}{\partial x_2} \right), \quad (4.40)$$

$$\gamma_1 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha_{x_1}}{\partial x_1} - \frac{\partial \alpha_{x_2}}{\partial x_2} \right), \quad (4.41)$$

$$\gamma_2 = -\left(\frac{\partial \alpha_{x_1}}{\partial x_2} \right) = -\left(\frac{\partial \alpha_{x_2}}{\partial x_1} \right), \quad (4.42)$$

$$\gamma = \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}. \quad (4.43)$$

Коли ми знаємо локальні параметри, вирази (4.39) дають можливість вирахувати посилення блиску зображень:

$$\det \mu = (1 - \kappa)^2 - \gamma^2. \quad (4.44)$$

Визначимо тепер параметри κ й γ для областей розташування зображень ГЛ SBS 1520+530. Кути нахилу з (4.16) дорівнюють:

$$\alpha_1 = -\frac{\gamma}{x_1} + \frac{x_1}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2}}, \alpha_2 = -\frac{\gamma}{x_2} + \frac{x_2}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2}}. \quad (4.45)$$

Підставимо вирази для кутів α_1, α_2 в рівняння (4.40) - (4.43). Використовуючи вираховані раніше параметри — радіус кільця Ейнштейна $l_E = 0.816$ й значення асиметрії $\gamma = 0.105$, отримаємо локальні значення параметрів κ, γ для зображень A і B , що дорівнюють:

$$\begin{aligned} \kappa A &= 0.341, \gamma A = 0.349, \\ \kappa B &= 1.021, \gamma B = 1.094. \end{aligned} \quad (4.46)$$

Дані значення локальної поверхневої щільності й локальної величини асиметрії будуть використані в подальшому для побудови локальних карт посилення в областях макрозображень і для аналізу мікролінзування в системі SBS 1520+530.

4.2.1. Трансверсальна швидкість. Оцінка трансверсальної швидкості джерела відносно лінзуючої галактики визначається виразом [75]:

$$\vec{v}_e = \vec{V}_o - \vec{V}_l + \vec{V}_s = \frac{\vec{v}_O}{1 + z_L} \frac{D_{LS}}{D_{OL}} - \frac{\vec{v}_L}{1 + z_L} \frac{D_{OS}}{D_{OL}} + \frac{\vec{v}_S}{1 + z_S}, \quad (4.47)$$

де $\vec{v}_O$ - швидкість спостерігача, $\vec{v}_L$ - швидкість лінзи, а $\vec{v}_S$ - швидкість джерела-квазара.

Трансверсальна швидкість спостерігача v_O визначається як проекція вектора швидкості лінзи на вектор руху Сонячної системи відносно реліктового випромінювання CMB (Cosmic Microwave Background) [140]:

$$\vec{v}_O = \vec{v}_{CMB} - (\vec{v}_{CMB} \cdot \vec{z}_{GLS}) \vec{z}_{GLS}. \quad (4.48)$$

Галактичні координати гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530 дорівнюють $l = 86^\circ$, $b = 52^\circ$, а координати CMB $l = 264^\circ$, $b = 48^\circ$ [141]. Швидкість Сонця в координатах CMB становить $v_{CMB} = 370 \text{ км/сек}$ [141], отже, проекція швидкості спостерігача відносно гравітаційно лінзи SBS 1520+530 дорівнює $|\vec{v}_O| = 364 \text{ км/сек}$. Звідси значення першого додаткового виразу першого (4.47) буде дорівнювати:

$$\frac{\vec{v}_O}{1 + z_L} \frac{D_{LS}}{D_{OL}} = \frac{364 \text{ км/сек}}{1 + 0.716} \frac{789 \text{ Мпк}}{1389 \text{ Мпк}} = 120.5 \text{ км/сек}. \quad (4.49)$$

Для оцінки пекулярних швидкостей $\sigma_{pec}(z_S)$ об'єктів на космологічних відстанях були використані результати обчислень, опубліковані у праці [142]. Значення пекулярної швидкості джерела-квазара на $z = 1.855$ становить:

$$\frac{|\vec{v}_S|}{1 + z_S} = \frac{218.9 \text{ км/сек}}{1 + 1.855} = 96.3 \text{ км/сек}. \quad (4.50)$$

Трансверсальну швидкість $\vec{v}_L$ компактних об'єктів у лінзуючій галактиці можна розділити на два компоненти [75]: швидкість самої галактики-

лінзи $\sigma_{pec}(z_L)$ й орбітальну швидкість мікролінз відносно центру мас галактики σ_* . У загальному виді складова швидкості в лінзуючій галактиці виглядає наступним чином:

$$\vec{v}_L = \vec{v}_{pec}(z_L) + 2 \cdot \vec{v}_{stars}(z_L) = \frac{\sigma_{pec}(z_L)}{1 + z_L} \frac{D_{OS}}{D_{OL}} + 2 \cdot \frac{\sigma_*}{1 + z_L} \frac{D_{OS}}{D_{OL}}. \quad (4.51)$$

Оцінка швидкості центру лінзи-галактики, так же як і у випадку джерела, визначимо, скориставшись опублікованими даними у праці [142]: $\sigma_{pec}(z_L) = 275.1 \text{ км/сек}$. Модель ізотермічної сфери дає величину швидкостей всередині галактики SBS1520+530 $\sigma_{star} = 241 \text{ км/сек см}$. (4.30). Враховуючи вище сказане, лінзова складова швидкості дорівнює:

$$\vec{v}_{pec}(z_L) = \frac{275.1 \text{ км/сек}}{1 + 0.716} \frac{1624 \text{ Мпк}}{1389 \text{ Мпк}} = 187.4 \text{ км/сек}, \quad (4.52)$$

$$\vec{v}_{stars}(z_L) = \frac{241 \text{ км/сек}}{1 + 0.716} \frac{1624 \text{ Мпк}}{1389 \text{ Мпк}} = 159.6 \text{ км/сек}. \quad (4.53)$$

Ми отримали оцінки значень усіх складових трансверсальної швидкості. Однак нам невідомий напрямок векторів швидкостей, тому в якості значення повної поперекової швидкості руху квазара розумно взяти значення кореня з суми квадратів складових (4.47):

$$|\vec{V}| = \sqrt{|\vec{v}_O|^2 + |\vec{v}_{pec}(z_L)|^2 + 2 \cdot |\vec{v}_{stars}(z_L)|^2 + |\vec{v}_S|^2} = 331.5 \text{ км/сек}. \quad (4.54)$$

4.2.2. Розмір і маса джерела-квазара. Модель стандартного акреційного диска задає зв'язок між світністю, радіусом і масою чорної діри [118]. Спробуємо оцінити масу й, відповідно, розмір випромінюючої області гравітаційно-лінзованого квазара SBS 152+530 у припущенні статистично середнього квазара, який віддалений від нас на відстань $z = 1.855$.

Розглянемо модель стандартного акреційного диску. Залежність випромінювання абсолютно чорного тіла від довжини хвилі λ задається у вигляді функції Планка:

$$E(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left[\exp \left(\frac{hc}{\lambda k T_{eff}} \right) - 1 \right]^{-1}, \quad (4.55)$$

де h — стала Планка, k — стала Больцмана, а c швидкість світла у вакуумі. T_{eff} є функцією розподілення температури по радіусу квазара $T_q(r)$:

$$T_q(r) = 2.049 \cdot T_0 \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \left(1 - \sqrt{\frac{r_0}{r}} \right) \right]^{1/4}, \quad (4.56)$$

де r_0 — внутрішній радіус акреційного диска, r — радіус диска, а T_0 — максимальна температура диска, яка відповідає відстані $r/r_0 = 1.36$ від центру чорної діри.

Для чорної діри, що не обертається, параметр r_0 пов'язаний з масою виразом:

$$r_0 = \frac{6G \cdot M_{BH}}{c^2}, \quad (4.57)$$

де M_{BH} — маса чорної діри, G гравітаційна стала, c швидкість світла.

Функція випромінення акреційного диска має вид:

$$E(\lambda, T_q(r)) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left\{ \exp \left[0.488 \frac{hc}{\lambda k T_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{3/4} \left(1 - \sqrt{\frac{r_0}{r}} \right)^{-1/4} \right] - 1 \right\}^{-1}. \quad (4.58)$$

У праці [143] були проаналізовані спектри для декількох тисяч квазарів. На основі цього аналізу визначено середнє значення максимальної температури акреційного диска $T_0 = 37500K$. Тому, знаючи світність квазара $E(\lambda)$, можна оцінити масу, й, відповідно, його розмір у заданому діапазоні довжин хвиль.

У праці були використані дані Слоановського каталогу квазарів [144], в якому представлені дані фотометрії більш ніж 10000 квазарів з широкими емісійними лініями (BAL), до класу яких і належить квазар-джерело в системі SBS 1520+530 [38].

У цій праці побудовано гістограму розподілення абсолютної зоряної величини блиску квазарів у фільтрі SDSS-і, в діапазоні червоних зміщень від $z = 1.8$ до $z = 1.9$, що відповідають відстані до джерела. Ця вибірка містить 525 BAL квазарів.

Гістограма розподілень значень абсолютної зоряної величини вибірки квазарів показана на рисунку 4.2, де видно, що розподілення абсолютного

блиску квазарів близьке до нормального. Апроксимація гістограми Гауса дає середнє значення абсолютної зоряної величини для цієї вибірки у фільтрі SDSS-і $m_i = 26.14 \pm 0.46$.

Для визначення повної світності квазара скористаємося значенням абсолютної зоряної величини квазара у фільтрі SDSS-і. Для цього використаємо модель випромінювання квазара й визначимо відношення повної світності відносно світності у цьому фільтрі. Нагадаємо, що віддалення джерела на відстань $z = 1.855$ зумовлює зміщення середньої довжини хвилі й ширини пропуску фільтру на величину:

$$F(\lambda_{q=1.855}) = F\left(\frac{\lambda_0}{1+z_q}\right) = F(0.3503\lambda_0). \quad (4.59)$$

Фільтр SDSS-і має ефективне середнє значення довжини хвилі $i_\lambda = 6261\text{\AA}$, що відповідає довжині хвилі $i_\lambda = 2193\text{\AA}$ для $z = 1.855$.

Далі скористаємося добре вивченим розподіленням випромінювання Сонця для визначення інтенсивності випромінювання квазара. Реакція системи SDSS-і фільтру наведена у праці [145]. Використовуючи залежність поверхневої яскравості Сонця й знаючи реакцію фільтру $F(\lambda)$, можна визначити поверхневу яскравість:

$$E_F(\lambda) = \int_0^\infty E(\lambda) \cdot F(\lambda) d\lambda. \quad (4.60)$$

Залежність інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла від довжини хвилі λ задається у вигляді функції Планка (4.55). Ефективна температура Сонця дорівнює $T_{eff} = 5778\text{ K}$ [146]. Вирахуємо світність Сонця, інтегруючи за довжиною хвиль і поверхні:

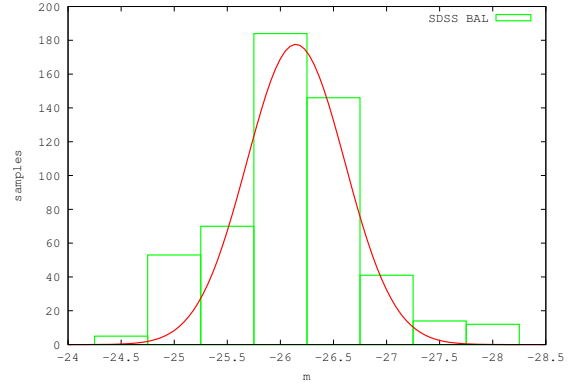


Рисунок 4.2. Апроксимація гістограми значень абсолютної зоряної величини квазарів із широкими емісійними лініями, розташованими на відстані від $z = 1.8$ до $z = 1.9$.

$$L(\lambda) = 4\pi \int_{r=0}^{r=r_{Sun}} \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E(\lambda) \cdot F(\lambda) d\lambda r \cdot dr. \quad (4.61)$$

Розрахунки показують, що світність Сонця у фільтрі SDSS- і дорівнює $L_{i,Sun} = 4.1 \cdot 10^{32} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Відомо, що абсолютна зіркова величина Сонця у фільтрі SDSS-і дорівнює $M_{i,Sun} = 4.48^m$. Звідси світність квазара у фільтрі SDSS-і буде мати значення:

$$L_{i,q} = L_{i,Sun} \cdot 10^{0.4(M_{i,Sun} - M_{i,q})} = 7.28_{-0.57}^{+0.38} \cdot 10^{44} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}. \quad (4.62)$$

Розподілення температури по радіусу квазара залежить від відстані до центра акреційного диска. Введемо безрозмірну відстань $\mu = r/r_0$ й побудуємо розподілення температури по диску квазара, використовуючи вираз (4.56). На рисунку 4.3 показана залежність температури від параметра μ .

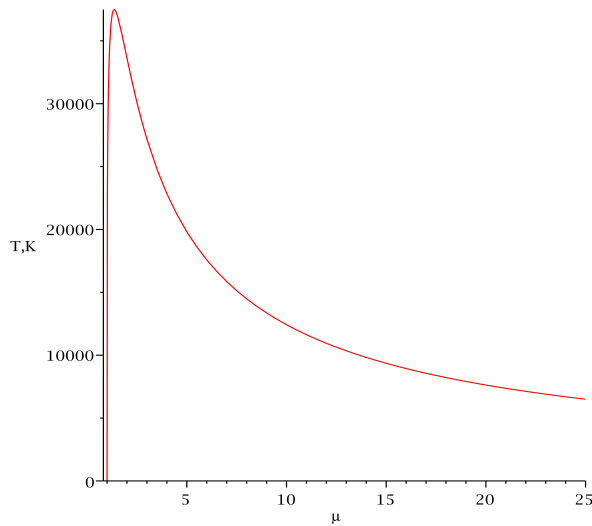


Рисунок 4.3. Розподілення температури по диску квазара.

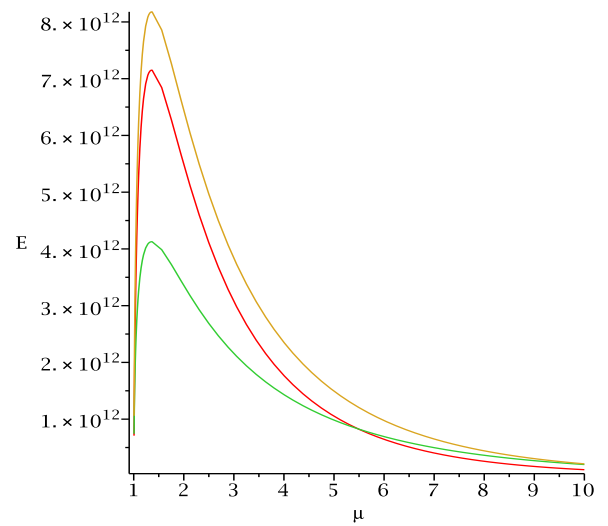


Рисунок 4.4. Залежність інтенсивності випромінювання від радіуса квазара у VRI фільтрах.

Якщо знати величину світність квазара й реакцію системи у фільтрі SDSS- і можна, використовуючи модельне розподілення інтенсивності ви-

промінювання, отримати розподілення повної світності квазара за довжиною хвиль.

Підставляючи значення смуги пропуску фільтрів, можна визначити світність у цьому фільтрі. Потім, використовуючи вираз (4.58), отримати значення внутрішнього радіуса акреційного диска квазара. У нашому випадку розмір внутрішнього радіуса акреційного диска становить:

$$r_0 = 1.7_{-0.8}^{+0.4} \cdot 10^{15} \text{ см.} \quad (4.63)$$

Використовуючи вираз (4.62) можна оцінити масу чорної діри:

$$r_0 = 1.8_{-0.9}^{+0.4} \cdot 10^9 M_{Sol}. \quad (4.64)$$

Знаючи значення величини внутрішнього радіуса акреційного диска r_0 , можна визначити ефективний розмір квазара r_F у відповідному оптичному фільтрі в діапазоні довжин хвиль. Будемо вважати розміром квазара такий радіус, з якого надходить половина потоку випромінювання в даному діапазоні довжин хвиль:

$$\int_{r=r_0}^{r=r_F} E(\lambda, T(r)) F(\lambda) = \frac{1}{2} \int_{r=r_0}^{r=\infty} E(\lambda, T(r)) F(\lambda). \quad (4.65)$$

Скориставшись параметрами реакції фільтрів і підставляючи значення внутрішнього радіуса акреційного диска r_0 у вираз (4.58), отримаємо оцінки величини ефективного радіуса квазара. Для набору Бесселевих VRI фільтрів значення середнього у вибірці ефективного радіуса становить:

$$\begin{aligned} r_V &= 2.4 \cdot r_0 = 3.9 \cdot 10^{15} \text{ см,} \\ r_R &= 2.5 \cdot r_0 = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ см,} \\ r_I &= 2.9 \cdot r_0 = 4.8 \cdot 10^{15} \text{ см.} \end{aligned} \quad (4.66)$$

У праці [147] наведені значення світності ГЛ SBS 1520+530, розраховані з аналізу ширини емісійних ліній C_{IV} квазара. Світність джерела згідно з [147] дорівнює $L_q = 4.4 \cdot 10^{45} \text{ ерг сек}^{-1}$. На основі цього значення світності

квазара SBS 1520+530 у праці [148] були отримані оцінки розміру випромінюючої області SBS 1520+530 на довжині хвилі $\lambda_{rest} = 2500\text{\AA}$, виходячи з моделі тонкого диску.

$$r_{\lambda_{rest}} = 2.0_{-0.4}^{+0.5} \cdot 10^{15} \text{ см.} \quad (4.67)$$

Значення $r_{\lambda_{rest}}$, отримані з припущення середньостатистичного квазара, дають дещо більшу величину радіуса області випромінювання. Однак варто відзначити, що в цілому маємо доволі гарну відповідність ефективного розміру квазара, отриманого у цій праці й оціненого іншими методами.

4.3. Побудова карти каустик поблизу макрозображень квазару.

Моделювання проходження світла поблизу гравітуючих об'єктів використовується для оцінки фізичних параметрів як самої лінзи-галактики, так і джерела-квазара. У цій праці застосовано метод, що заснований на статистичних характеристиках кривих блиску мікролінзування. Для вибраної моделі розподілення речовини в лінзі-галактиці й кожного лінзованого зображення квазара генерувалися каустичні картини.

Побудова карти каустик засноване на розв'язанні двовимірного рівняння лінзи, яке ставить у відповідність пласкість джерела й пласкість зображення (1.21). Кут нахилу $\alpha(\vec{x})$ поблизу вибраного макрозображення залежить від розподілення повної маси в лінзі-галактиці. Модель баріонної складової, пов'язаної з компактними об'єктами на кшталт зірок і планет, задається сумою точкових мас, так званих лінз Шварцшильда. Модель розподіленої складової маси, в яку можуть входити газова, пилова, нейтринна чи невідома поки темна матерія, задається параметром поверхневої щільності:

$$\vec{a} = \vec{a}(\vec{x})_s + \vec{a}(\vec{x})_* = \sigma_s \vec{x} + \sum_{i=0}^{N_*} m_i \frac{(\vec{x} - \vec{x}_i)}{|\vec{x} - \vec{x}_i|^2}, \quad (4.68)$$

де σ_s - поверхнева щільність гладкої матерії, а $a(\vec{x})_*$ представляє вплив мікролінз суми точкових об'єктів з масами m_i . Траєкторії променів, що

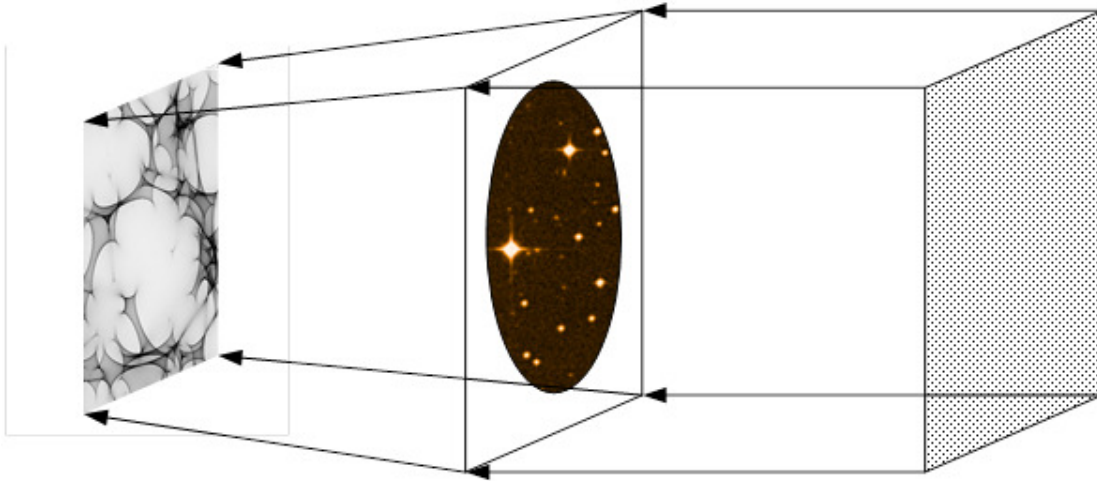


Рисунок 4.5. Викривлення потоку паралельних променів гравітаційним полем точкових джерел.

виходять із площини спостерігача і проходять крізь гравітаційну лінзу до площини джерела, формують при перетині лінзи її карту каустик (див. Рисунок 4.5).

Цей метод відомий під назвою «метод зворотної трасировки променів» був уперше застосований для моделювання гравітаційно лінзованих квазарів у працях [75, 89] і з тих пір використовується повсюди [58, 59].

Великий обсяг розрахунків, необхідний для отримання карти посилення, накладає обмеження на можливості моделювання процесу мікролінзування. Обсяг розрахунків залежить від кількості променів, пропущених через пласкість лінзи та від числа мікролінз, що викривляють траєкторію променів. На сьогоднішній день розроблено декілька алгоритмів оптимізації розрахунку каустичної картини [149, 150]. У праці [151] продемонстровано ефективність використання паралельних розрахункових систем для розрахунку карт каустик.

Вираз для кута відхилення суми компактних об'єктів легко розпаралелюється на декілька паралельних потоків T і може бути представлено у вигляді:

$$\vec{a}(\vec{x})_* = \sum_{t=1}^T \sum_{i=0}^{N_t} m_i \frac{(\vec{x} - \vec{x}_i)}{|\vec{x} - \vec{x}_i|^2}. \quad (4.69)$$

Кількість променів N_r , необхідна для генерації карти посилення, залежить від лінійного розміру N_x, N_y , коефіцієнта посилення μ й необхідної точності розрахунку N_{av} (середня кількість променів на одиницю площі):

$$N_r = N_x \cdot N_y \cdot \frac{\mu}{N_{av}}. \quad (4.70)$$

Коефіцієнт посилення залежить від значення локальних параметрів κ — нормованої поверхневої щільності речовини й γ — параметра асиметрії поблизу області макрозображення. Може бути вирахований за допомогою виразу:

$$\mu = |(1 - \kappa)^2 - \gamma^2|^{-1}. \quad (4.71)$$

Таким чином при заданні параметрів поверхневої щільності й коефіцієнта асиметрії визначається кількість і маса зірок, що необхідні для формування заданої поверхневої щільності з виразу:

$$N_* = \kappa \cdot N_x \cdot N_x \cdot \frac{\mu}{l_E}, \quad (4.72)$$

де l_E - радіус кільця Ейнштейна мікролінзи.

Метод зворотної трасировки променів уже давно використовується розробниками відеоігор. Сучасні відеокарти мають велику кількість процесорів (від сотень до кількох тисяч в одній відеокарті), спроектованих спеціально для розв'язання подібного типу задач. У 2006 році один із найбільших виробників відеокарт Nvidia випустив набір інструментів (SDK) для створення додатків, що використовують розрахункові ресурси її відеокарт і з тих пір всіляко підтримує й удосконалює свій інструментарій. Проста інтеграція компілятора, що використовує ресурси відеокарти у середовище розробки Microsoft Visual Studio, для систем на основі операційної системи Windows і Nsight Eclipse, для систем на основі операційної системи Linux, дала можливість поєднувати розрахунки на центральному процесорі (CPU) й на графічних процесорах (GPU) [10].

У роботі був реалізований алгоритм генерації каустичної картини у середовищі програмування Visual Studio 2010 з використанням технології програмування відеокарт nvidia CUDA. Перевагою програмування в середовищі CUDA є простота адаптації програми, попередньо надрукованої на мові програмування C++. Тестування точності розрахунків програми проводилося шляхом порівняння результатів, отриманих при розрахунках на CPU и GPU та показало ідентичний результат розрахунків.

Використання ресурсів графічного процесора дає можливість прискорити розрахунки карти посилення на два щаблі, і, таким чином розширити діапазон і точність розрахунків параметрів моделі гравітаційно лінзованої системи.

Для аналізу подій мікролінзування в системі SBS 1520+530 будувалися каустичні карти розміром $N_x = 4096, N_y = 4096$ пікселів. Середня кількість променів, що надходила на один піксель, дорівнювала $A_{av} = 100$. Це значення було вибрано емпірично з тих міркувань, щоб на будь-який піксель на кінцевій каустичній картині приходило більше десяти променів.

Лінійні розміри області L_x, L_y у площині лінзи, з якої промені приходять у площину джерела розміру N_x, N_y , залежать від параметра поверхневої

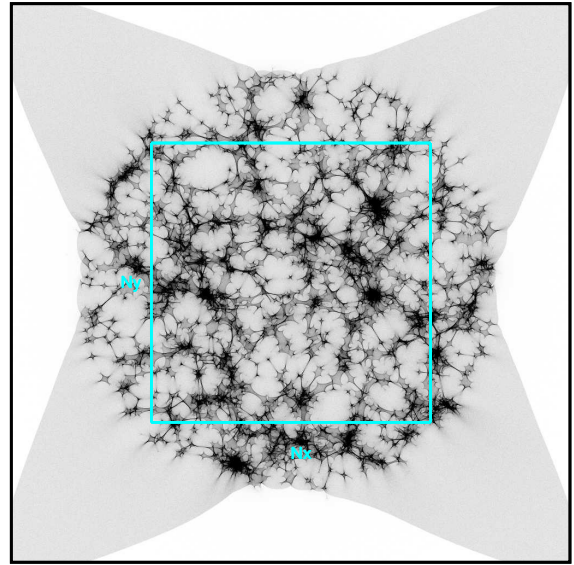


Рисунок 4.6. Показана область розрахунку траєкторії променів. Для створення каустичної картини в області, виділеної блакитним квадратом розміром $N \times N$, необхідно провести вирахування траєкторій променів в області більшого розміру (чорний квадрат) див. вираз (4.73).

щільності κ й асиметрії γ та визначаються з виразу:

$$\begin{aligned} L_x &= (1 - \kappa + \gamma)\mu N_x, \\ L_y &= (1 - \kappa + \gamma)\mu N_y. \end{aligned} \tag{4.73}$$

Розрахункова область галактики, що містить мікролінзи, має бути вписана в окружність радіусом $R = \max(L_x, L_y)/2 \cdot \sqrt{2}$, щоб уникнути невірному розрахунку коефіцієнта асиметрії. Більше того, при розрахунку каустичної картини необхідно враховувати крайові ефекти. Емпіричним шляхом було з'ясовано, що розмір каустики пропорційний розміру радіуса кільця Ейнштейна мікролінз. Тому остаточний розмір області, з якої виходили промені в напрямку джерела, включає надбавку $5 \cdot l_E$ пікселів.

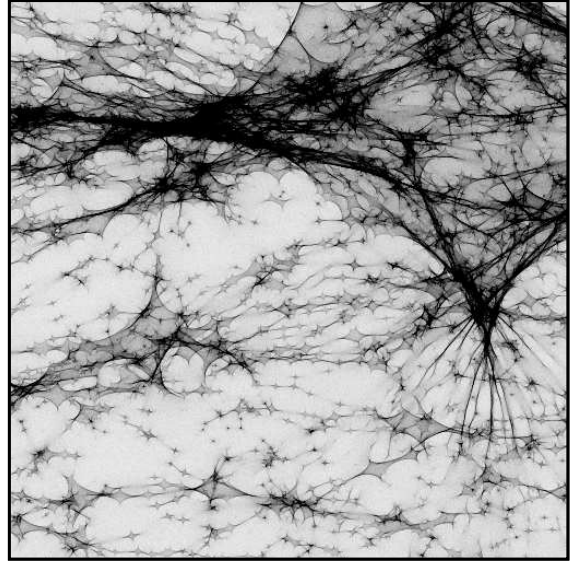


Рисунок 4.7. Фрагмент карти посилення зі степеневим розподілення мас мікролінз.

Для аналізу кривих блиску ГЛС SBS 1520+530 були отримані карти посилення з різними параметрами радіуса кільця Ейнштейна мікролінз. Такий підхід зумовлений такими міркуваннями: :

По-перше, тривалість кривих блиску, що моделюються, повинна бути досить великою для визначення параметрів кривої мікролінзування. При цьому, на карті посилення має бути можливість побудови безлічі некорельованих кривих блиску.

По-друге, кількість каустик на карті посилення повинна бути досить великим, щоб випадкові локальні зміни коефіцієнта посилення не впливали на загальну статистику карти посилення.

По-третє, розмір джерела на карті посилення має становити як мінімум декілька відливків.

Для типової карти посилення розміром 4096 на 4096 пікселів й радіусі кільця Ейнштейна 100 пікселів моделювалися мікролінзи з масами 0.1 мас Сонця. Розмір кільця Ейнштейна мікролінзи ГЛ системи SBS 1520+530 відповідає лінійному розміру у площині джерела 1.3^{16} сантиметрів. При розмірі джерела $2 \cdot 10^{15}$ сантиметрів на такій карті посилення ефективна ширина джерела буде дорівнювати 15 пікселів. Якщо прийняти трансверсальну швидкість джерела у площині лінзи рівної 800 км/с, тоді довжина треку кривої мікролінзування, що генеруються, за час спостереження 10 років буде дорівнювати приблизно 180 пікселів.

Для кожного зображення квазара SBS 1520+530 А й В і радіуса кільця Ейнштейна були згенеровані по три карти посилення (4.68). Значення радіуса кільця Ейнштейна були обрані в діапазоні від 30 до 300 пікселів $l_E = 300, 200, 100, 50, 30$, щоб перекрити діапазон мас мікролінз від 0.001 до 5 мас Сонця.

Для моделювання мікролінз з найменшою масою 0.001 мас Сонця вибиралися карти з лінійним розміром радіуса кільця Ейнштейна $l_E = 30$ пікселів. При цьому, довжина трека, зумовленого швидкістю проходження джерела по каустичній картині в системі SBS 1520+530 за 10 років (див. Розділ 4.2.1.), дорівнює 242 пікселів, а розмір джерела (див. розділ 4.2.2.) становить приблизно 46 пікселів.

Для мікролінз з найбільшою модельною масою в 5.0 мас Сонця, використовувалися каустичні карти з лінійним розміром радіуса кільця Ейнштейна $l_E = 300$ пікселів. При цьому, модельна довжина треку складала приблизно 35 пікселів, а розмір джерела 6.5 пікселів.

Середня кількість променів, для яких проводилися розрахунки траєкторій, становила біля $3.5 \cdot 10^9$. Кількість зірок, що формують каустичну картину, залежить від радіуса кільця Ейнштейна й змінювалося від 50000 для $l_E = 30$ до 400 для $l_E = 300$.

Щоб перевірити вплив розподіленої в просторі матерії, що входить до складу лінзи-галактики, були побудовані серії карт посилення з фракцією

розподіленої, що становить 25, 50, 75 процентів від повної маси. Розміри кільця Ейнштейна мікролінз були вибрані такими, що дорівнюють $l_E = 200, 100, 50$ пікселів.

Добре відомо, що розподілення мас зірок, що становлять населення галактики, підкорюється степеневому закону. Солпітер у 1955 році емпіричним шляхом визначив показник ступеня функції розподілення мас зірок як $M/M_{Sun} = -2.35$ [152].

Кількість зірок, що відповідає такому розподіленню, при розмірі кільця Ейнштейна компактного об'єкта сонячної маси, рівному 100 пікселів у діапазоні мас від 10 до 0.001 мас Сонця, становить приблизно $8 \cdot 10^5$, для області галактики поблизу компонента A та $2 \cdot 10^5$ для компонента B .

При цьому, час розрахунку однієї каустичної картини зі стандартними параметрами становило приблизно 9 годин для A і 5 годин для B .

Формування кривої блиску мікролінзування відбувається під час руху джерела по каустичній картині. Використовуючи згенеровану карту посилення гравітаційної лінзи $M(x, y)$ й розподілення поверхневої яскравості по джерелу, задане функцією $f(x_s, y_s)$, можна розрахувати коефіцієнт посилення джерела в будь-якій точці:

$$A(x, y) = \frac{\int M(x - x_s, y - y_s) \cdot f(x_s, y_s) dx_s, dy_s}{\int f(x_s, y_s) dx_s, dy_s}. \quad (4.74)$$

Вираз (4.74) представляє собою згортку каустичної картини з розподіленням яскравості по джерелу.

Згідно з теоремою про згортку, операція згортання еквівалентна операції множення у Фур'є-площині. Інструментарій, що входить у бібліотеку розрахунків для відеокарт NVIDIA і технології CUDA, дозволяє проводити операцію згортки, використовуючи швидке перетворення Фур'є майже миттєво. Для наявного у розпорядженні обладнання згортка картки посилення розміром 4096x4096 пікселів і зображення джерела з заданим розподіленням інтенсивності виконується за час менший однієї секунди.

Порівняння спостережних кривих мікролінзування з модельним кривими зручно проводити у зіркових величинах, тому значення, пропорційні

інтенсивності, з карти посилення після процедури згортки з джерелом були переведені у зіркові величини:

$$\mu(x, y) = -2.5 \cdot \log_{10} \left(\frac{A(x, y)}{A_{av}} \right), \quad (4.75)$$

де A_{av} середня кількість променів, що приходяться на піксель в зображенні каустичної картини.

4.4. Аналіз модельних кривих блиску SBS 1520+530.

Найбільш обґрунтованим методом отримання параметрів ГЛ системи є підхід, за якого аналізують статистичні характеристики кривих блиску лінійованих зображень. Статистичний підхід аналізу кривих блиску був застосований для аналізу кривих мікролінзування ГЛ систем Q0957+561 [153] і Q2237+0305 [37]. Автори використовували дещо відмінні підходи для отримання статистичної інформації, але в обох працях вихідними були модельні криві блиску, розраховані за картами посилення.

Отримані зі спостережень криві блиску двох зображень квазара ГЛ системи SBS 1520+530 можуть дати інформацію тільки про різнісну криву мікролінзування. На даний момент не існує способу розділення події мікролінзування для кожного зображення квазара, тому в подальшому будемо аналізувати різнісну криву мікролінзування $R_m(t_i)$, отриману зі спостережальних даних і порівнювати її з модельною різністю кривої мікролінзування. Для скорочення будемо називати різнісну криву просто кривою мікролінзування, але варто розуміти, що мова йде про криву блиску мікролінзування, на яку впливають події мікролінзування, що відбуваються в області, розташованій поблизу обох зображень квазара:

$$R_m(t_i) = R_A(t_i) - R_B(t_i). \quad (4.76)$$

4.4.1. Критерій подібності кривих мікролінзування. У якості параметра подібності модельних й спостережальних кривих мікролінзування було

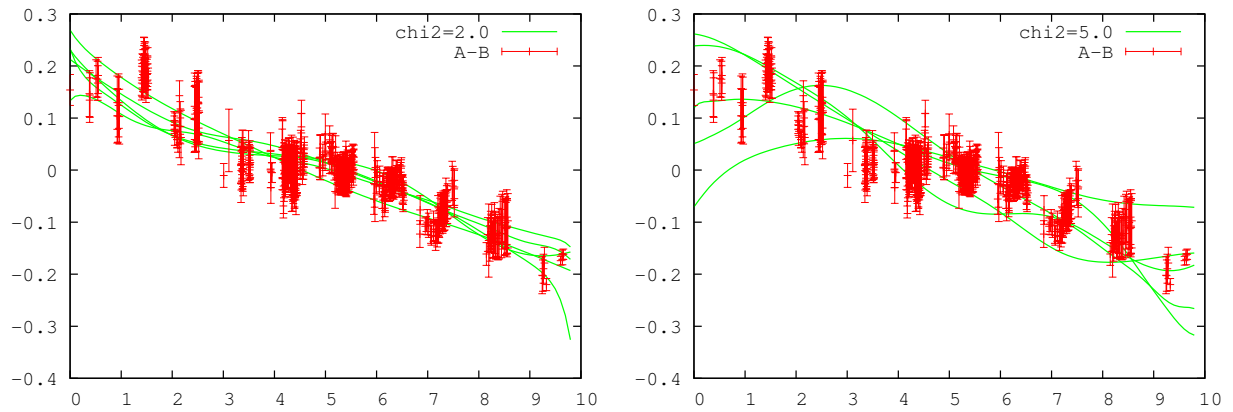


Рисунок 4.8. Набір модельних кривих блиску при $\chi^2 = 2.0$ і $\chi^2 = 5.0$ в порівняно зі спостереженими даними.

вибрано значення величини χ^2 , представлене у наступному вигляді:

$$\chi^2 = \frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^n \frac{(R_m(t_i) - \mu(t_i, \vec{p}))^2}{\sigma_{err(t_i)}^2}, \quad (4.77)$$

де $R_m(t_i)$ — крива мікролінзування, отримана за даними спостережень, $\mu(t_i, \vec{p})$ — реалізація модельної кривої мікролінзування, розрахована за набором параметрів $\vec{p}$, n — кількість точок в аналізованій кривій блиску, а $\sigma_{err(t_i)}^2$ — характеризує похибки вимірювань спостережних кривих блиску.

Вірогідність того, що для даного набору параметрів $\vec{p}$, випадковим чином обрана модельна крива мікролінзування буде доволі близькою до кривої що спостерігається, визначалася виразом:

$$P(\chi^2 < \chi_0^2) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N(\chi^2 < \chi_0^2)}{N}, \quad (4.78)$$

де $N(\chi^2 < \chi_0^2)$ — кількість вдалив реалізацій, а N — їх спільна кількість.

На рисунку 4.8 продемонстровані ряди модельних кривих порівняно зі спостережною кривою блиску при значеннях параметра подібності $\chi^2 = 2.0$ і $\chi^2 = 5.0$. Значення параметра подібності кривих мікролінзування було прийнято $\chi_0^2 = 3$, виходячи з умови, що модельні криві мікролінзування й спостережені дані відрізнялися один від одного не більше ніж на не більш чим на $3\sigma_{err(t_i)}^2$.

4.4.2. *Форма й розмір джерела.* Впливу розміру й форми джерела на криві блиску мікролінзування присвячена велика кількість праць [154–157]. Однак, багато авторів, наприклад [156], приходять до висновку, що форма джерела не так важлива як його розмір. Можлива складна просторова структура випромінючої області квазара має суттєвий вплив тільки у випадку значних флуктуацій кривої блиску мікролінзування. Такі флуктуації блиску спостерігаються, в основному, в квадрупольних гравітаційно лінзованих системах, наприклад Q2237+0305 [15].

Як було показано вище, флуктуації блиску, пов'язані з ефектом мікролінзування в гравітаційно лінзованій системі SBS 1520+530, мають малі амплітуди зміни блиску у порівнянні з помилками вимірів і не перевищують 0.05^m на рік. Тому в цій праці при моделюванні використовувалася відносно проста модель джерела-квазара. Припускається, що розподілення яскравості по області квазара, що випромінює світло, підкорюється нормальному закону й задане відповідною двомірною функцією Гауса:

$$R = \text{Exp}\left(-\frac{\vec{x}^2}{2 \cdot \sigma^2}\right). \quad (4.79)$$

У якості розміру джерела був використаний параметр FWHM (Full Width at Half Maximum), ширина на половині від максимуму інтенсивності, який, для гаусового джерела може бути вирахований через дисперсію й дорівнює $\approx 2.35 \cdot \sigma$.

Моделювання було проведено для набору джерела з модельними значеннями розміру $2 \cdot 10^{15}, 4 \cdot 10^{15}, 8 \cdot 10^{15}, 1.6 \cdot 10^{16}, 3.2 \cdot 10^{16}, 6.4 \cdot 10^{16}$ см. Для отримання карти посилення, для кожної карти каустик виконувалася процедура згортки з джерелом відповідного розміру для отримання карти посилення. На рисунку 4.9 наведені приклади згортки каустичної картини області компонента А з джерелами гаусової форми розмірами $2 \cdot 10^{15}$ см і $1.6 \cdot 10^{16}$ см.

По цих рисунках видно, що характерні зміни блиску за рахунок мікролінзування для джерела великого розміру відбуваються більш плавно, ніж для малого джерела. При цьому, амплітуди зміни блиску істотно більші

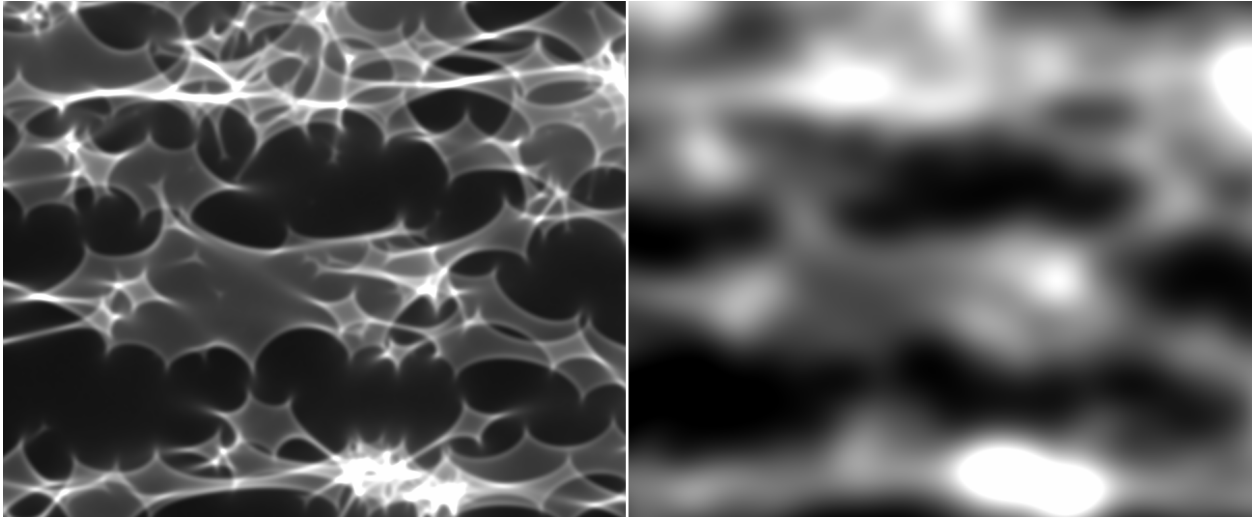


Рисунок 4.9. Згортка карти посилення поблизу компонента А з гаусовим джерелом, з розмірами $2 \cdot 10^{15}$ см. (зліва) й $1.6 \cdot 10^{16}$ см. (справа).

при малому розмірі джерела. Як відзначають автори [158], цей ефект добре помітно на гістограмах, побудованих по всіх точках карти посилення.

Спостережні дані зображень квазара SBS 1520+530 показують плавну зміну блиску внаслідок мікролінзування протягом довгого періоду часу (див. розділ 3). Однак, на кривій блиску мікролінзування можна помітити й відносно швидкі (близько 3 місяців) флуктуації інтенсивності. Якщо припустити, що дані флуктуації не пов'язані з даними фотометрії й погрішністю визначення часу запізнення, то ймовірно ми спостерігаємо більш тонкі ефекти. Різні часові масштаби флуктуацій яскравості, пов'язані з процесом мікролінзування, можна пояснити більш складною формою джерела-квазара [159, 160], а також наявністю деякого розподілення функції мас компактної речовини в лінзуючій галактиці, подібно до того, що ми спостерігаємо в нашій Галактиці [152]. Ці обидва фактори мають під собою фізичні спостережні докази, але потребують отримання більш точних спостережних даних і тому не розглядалися в цій роботі.

4.4.3. Результати чисельного моделювання процесу мікролінзування.

Отримані зі спостережень криві мікролінзування квазара порівнювалися з модельними кривими блиску. Як було вказано раніше, модельні криві були задані наступними параметрами: трансверсальна швидкість, розмір і

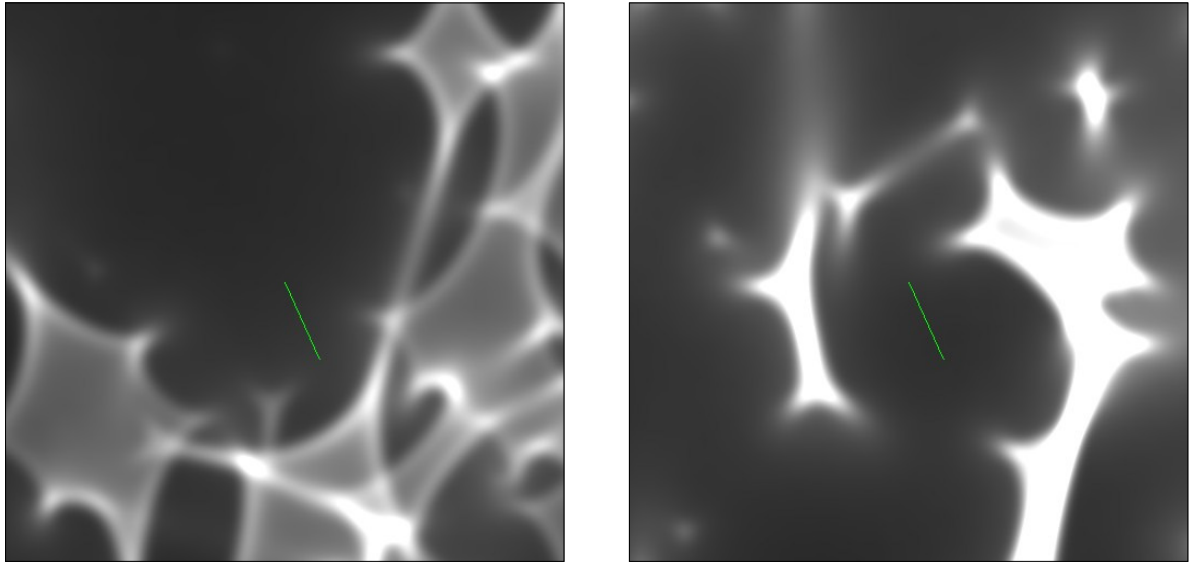


Рисунок 4.10. Приклад випадкового треку на карті посилення в області зображень компонентів А й В.

форма джерела, маса мікролінз.

Необхідно відзначити, що в рамках цієї моделі існує прямий зв'язок величини трансверсальної швидкості й маси мікролінз. Під час моделювання треків кривої мікролінзування довжина шляху, який проходить джерело, визначається трансверсальною швидкістю, а масштаб каустичної картини задається розміром кільця Ейнштейна мікролінзи, тобто залежить від маси мікролінз. Таким чином, параметри швидкості й маси є виродженими й мають залежність $v \equiv \sqrt{m}$. Зміна маси мікролінз у 10 разів аналогічна зміні трансверсальної швидкості в $\sqrt{10} = 3.16$ раз. Тому можна задати трансверсальну швидкість джерела й маси мікролінз одним параметром. При цьому треба мати на увазі, що оцінки маси баріонної складової лінзуючої галактики вірні з точністю до невизначеності трансверсальної швидкості.

Оцінки трансверсальної швидкості для SBS 1520+530 були отримані в розділі 4.2.1. Моделювання проводилося для мас мікролінз, що дорівнюють 10^{-3} , 10^{-2} , 0.1, 1.0, 5.0 мас Сонця.

Нагадаємо, що створення кривих блиску подій мікролінзування виконувалося за допомогою наступної процедури: для кожного ансамблю мікролінз заданої маси були розраховані по три карти посилення для ком-

понентів А й В, що дає по 9 комбінацій різних треків. Кожна карта посилення піддавалася процедурі згортки з чисельною моделлю джерела. У випадковій точці карти посилення задавалося випадковий напрямок руху джерела. Довжина треку визначалася з міркувань масштаба (розмір кільця Ейнштейна мікролінзи) та шляху, який могло пройти джерело за час спостереження. Приклад такого треку представлено на рисунку 4.10.

Діапазон мас, для яких проводилися розрахунки, становить більше чотирьох порядків. Це приводить до того, що при однаковому масштабі (лінійному розмірі кільця Ейнштейна) для великих мас (близько маси Сонця) довжина трека, що моделюється, як і розмір джерела, буде на два о=порядки нижчий, ніж для мікролінз малих мас. Тому карти посилення для різних мас мікролінз, що моделюються, будувалися з різними масштабами. Для мікролінз з масою Сонця розмір радіуса кільця Ейнштейна становив 200 пікселів, тоді як для мас мікролінз з масами 10^{-4} маси Сонця масштаб карти посилення (радіус кільця Ейнштейна) становив 20 пікселів. Таким чином, довжина модельних треків і розмір джерела змінювалися всього в 10 разів.

Модельні випадкові треки проходження джерела по карті посилення поблизу компонента А віднімалися з випадкових треків, отриманих по карті посилення поблизу компонента В. Таким чином формувалася модельна крива мікролінзування. Потім модельна різнісна крива блиску порівнювалася з даними, отриманими зі спостережень SBS 1520+530 та вираховувався критерій подібності кривих χ^2 . На рисунку 4.11 показано зміну блиску під дією мікролінзування компонентів А й В уздовж треків, зображених на 4.10. З цього рисунку помітно, що поведінка кривих блиску мікролінзування кожного компонента може значно відрізнитися від (А-В) добре узгоджується зі спостережними даними. Для кожної пари карт посилення компонентів А й В будувалося близько 10^7 треків.

Результат розрахунку розподілення критерію подібності кривих у залежності від мас мікролінз при розмірі джерела $2 \cdot 10^{15}$ см. наведено на

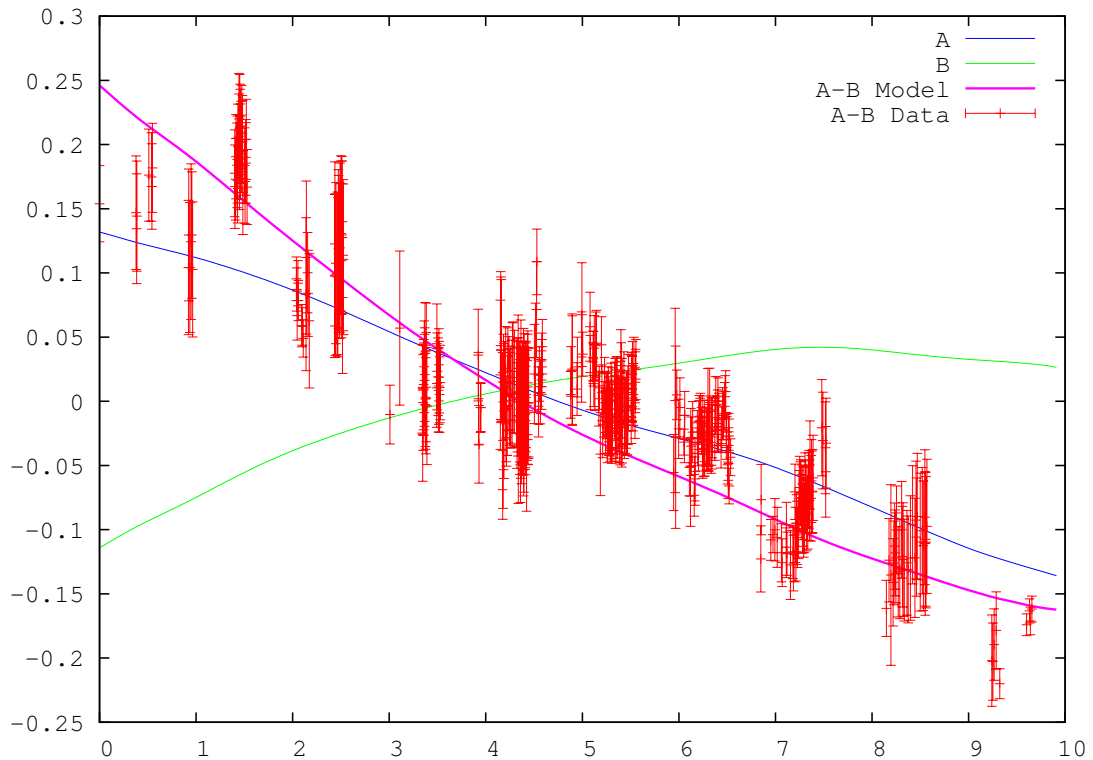


Рисунок 4.11. Спостережна різнісна крива блиску мікролінзування компонентів A і B SBS 1520+530 у порівнянні з модельними кривими.

рисунку 4.12. На рисунку помітно, що максимум розподілення критерію подібності для об'єктів 0.1 і 1.0 мас Сонця знаходиться на рівні $\chi^2 \approx 2$. Для об'єктів з масою ≈ 5 мас Сонця також спостерігається максимум при $\chi^2 \approx 2$, але після невеликого плато починає збільшуватися. Також можна відзначити вірогідність спостереженого процесу мікролінзування в системі SBS 1520+530 масами меншими 0.01 маси Сонця близька до нуля. Моделювання показує, що максимум вірогідності мікролінзування відбувається на масах, близьких до маси Сонця.

Щоб зрозуміти процеси, що відбуваються, можна провести аналогію зі звичайними хвилями у водоймі. Така аналогія підтверджується тим фактом, що каустичні картини легко побачити на дні басейна в сонячний день. Неважко помітити, високі хвилі (посилення блиску) мають і більший лінійний розмір (час події). Тоді як мілкі брижі на воді мають малі лінійні розміри й висоту хвиль. Нагадаємо, що подія мікролінзування, що спостерігається в системі SBS 1520+530, має амплітуду зміни блиску біля

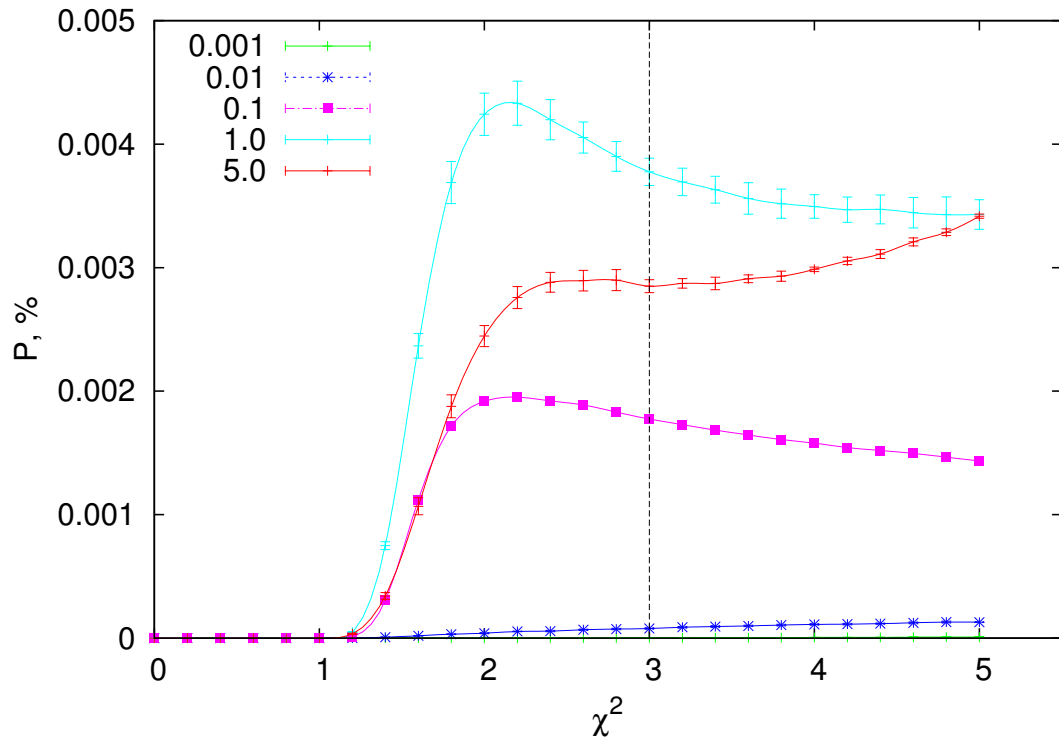


Рисунок 4.12. Розподілення величини критерію подібності кривих мікролінзування в залежності від маси мікролінз.

0.3 зоряної величини та час процесу спостереження більше 10 років.

Істотний вплив на вірогідність спостереженої події мікролінзування спричинює також розмір джерела. Характеристикою розміру джерела можна вважати його відношення з характерним розміром каустик. Велике джерело, що має розмір каустик і більше, згладжує неоднорідності каустичної картини, роблячи зміни амплітуди більш плавними і одночасно зменшує абсолютне значення зміни блиску в процесі мікролінзування. Малий розмір джерела в порівнянні з характерним розміром каустик практично не згладжує каустичну картину і в цьому випадку на кривій блиску будуть переважати характерні особливості, пов'язані з компактними масами речовини лінзуючої галактики.

Для оцінки впливу розміру квазара на вірогідність мікролінзування в ГЛ системі SBS 1520+530 було проведено моделювання з різними розмірами джерела-квазара. Для кожної вихідної каустичної картини в області компонентів зображення джерела А й В формувалися карти посилення для

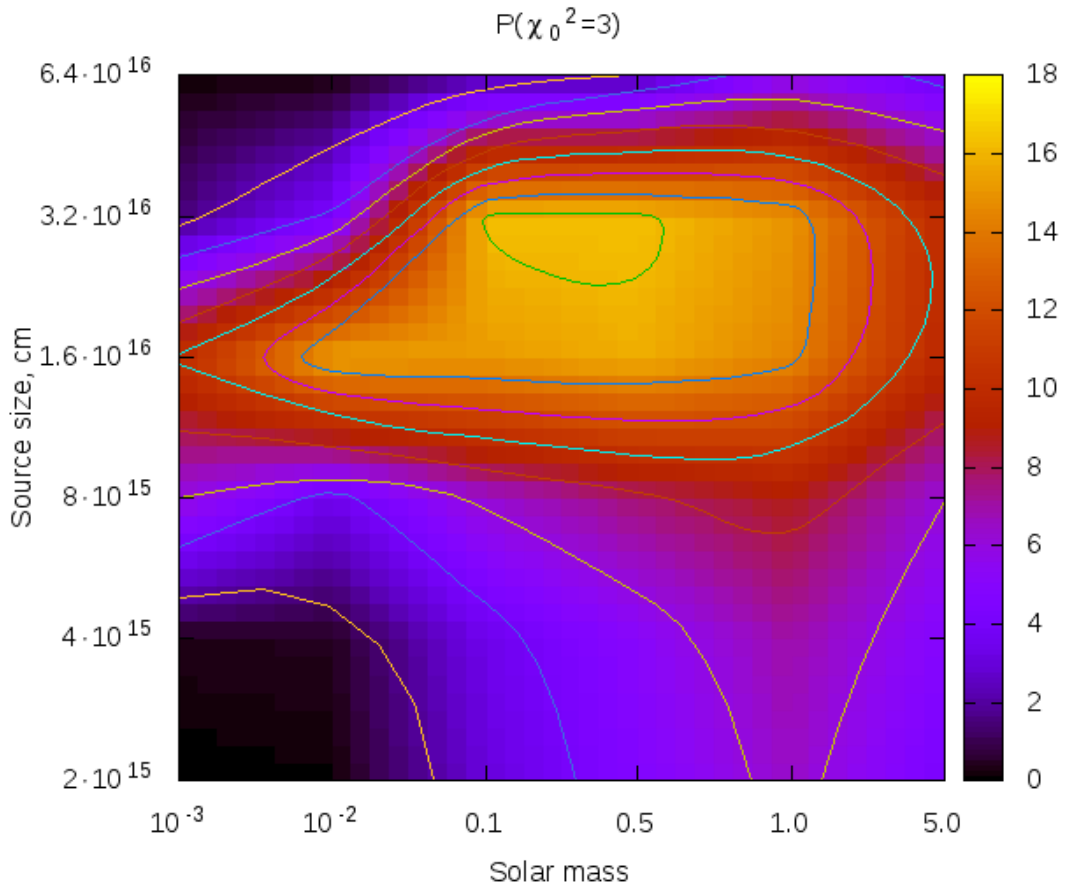


Рисунок 4.13. Залежність величини вірогідності мікролінзування від розміру джерела й маси мікролінз.

шести розмірів джерела в діапазоні $2 \cdot 10^{15} \leq R_s \leq 6.4 \cdot 10^{16}$ см. і визначалася вірогідність формування спостереженої кривої мікролінзування для кожної з карт посилення.

На рисунку 4.13 наведено графік розподілення ймовірності $P(R_s, M_\odot)$ (див. вираз 4.77) спостереженого в системі SBS 1520+530 процесу мікролінзування в залежності від розміру джерела й маси мікролінз. Максимальне значення $P(R_s, M_\odot)$ відповідає масам компактної складової лінзуючої галактики, що знаходяться в діапазоні 0.1 – 0.5 маси Сонця й розміру джерела $R_s \approx 3 \cdot 10^{16}$ см.

Такий результат добре узгоджується з незалежними оцінками середньої маси для компактної складової нашої Галактики [161]. Відзначимо, що початковий аналіз й оцінка маси компактних тіл, що складають лінзи-

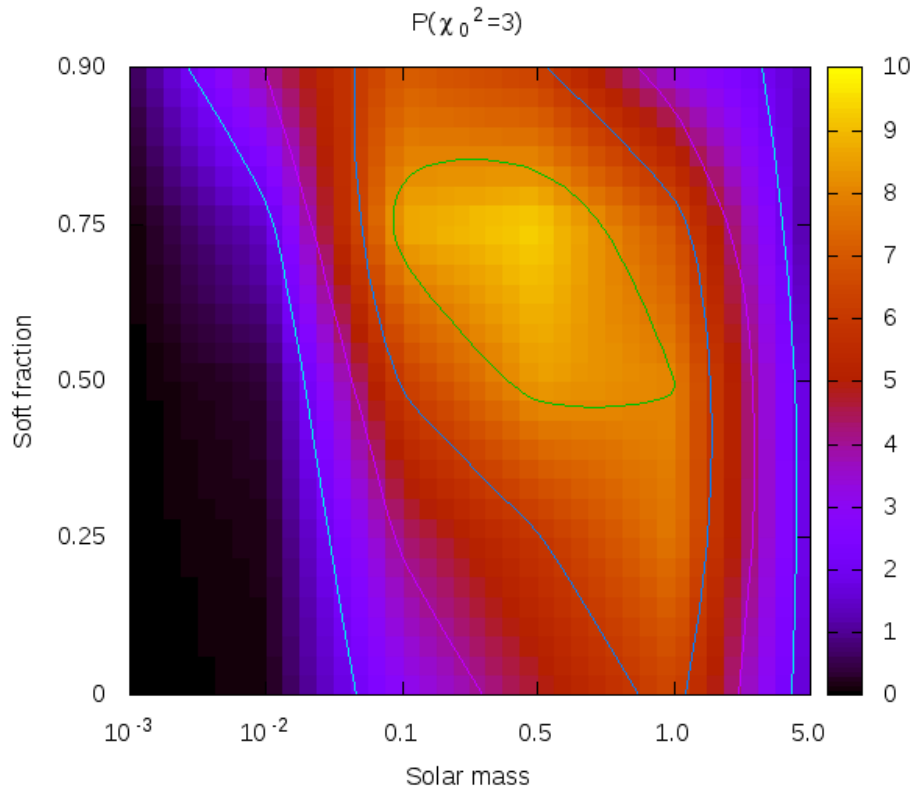


Рисунок 4.14. Залежність величини χ^2 від кількості розподіленої матерії й маси мікролінз.

галактики в системі Q2237+0305 у праці [37] становив 0.04 маси Сонця. Однак подальші дослідження, що аналізували ті ж дані, дали оцінку середньої маси мікролінз біля 0.5 від Сонячної [162]. Аналогічний статистичний метод аналізу подій мікролінзування, використовуваний для аналізу гравітаційно лінзованого квазара Q0957+561, дав оцінку середньої маси мікролінз біля 0.2 Сонячної [163]. У праці [164] була зібрана й проаналізована статистика оцінок мас мікролінз і розмірів випромінюючої області квазара. Згідно з результатами цієї праці середня маса компактної складової галактики-лінзи SBS 1520+530 становить 0.3 маси Сонця.

Практично у всіх роботах, що аналізують події мікролінзування гравітаційно лінзованих квазарів, оцінка розміру випромінюючої області квазара дає величину значно більшу, ніж розміри, які отримані з аналізу ширини емісійних ліній [148]. У цій же праці наведена оцінка розміру квазара гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530, яка становить $5 \cdot 10^{15}$ см. Дана

оцінка розміру квазара була отримана з аналізу кривої мікролінзування за досить короткий період спостережень 2001-2002 років [103]. У праці [163] була дана оцінка розміру квазара ГЛ системи Q0957+561, який становить 10^{16} см. Як видно з рисунку 4.13, розрахунок розміру квазара ГЛ системи SBS 1520+530, проведений у цій праці, дає значення $3 \cdot 10^{16}$ см. що дещо більше, ніж у праці [148], однак, це значення засновано на іншому спостереженому матеріалі й визначалося іншими критеріями моделювання.

Цікаво простежити вплив кількості розподіленої матерії (в тому числі й невидимої) в лінзі-галактиці на вірогідність спостереженого нами в системі SBS 1520+530 процесу мікролінзування. Для цього було проведено розрахунки й отримані значення $P(R_s, m_\odot, \sigma_s)$ на картах посилення з різною долею згладженої σ_s і зоряної σ_* складової лінзи-галактики. Рисунок 4.14 демонструє вірогідність мікролінзування в залежності від долі розподіленої речовини й мас мікролінз при розмірі джерела $R_s = 2 \cdot 10^{15}$ см. На рисунку видно, що максимальне значення вірогідності відповідає масам мікролінз в діапазоні $m_\odot = 0.1 - 0.5$ мас Сонця, що перекрасно узгоджується з даними, отриманими раніше. Також неважко помітити, що найбільш імовірна кількість гладкої складової матерії, яка може включати й темну матерію, становить біля $\sigma_s = 75\%$. Таке значення дуже близьке до загальноприйнятої величини темної матерії в гало нашої Галактики [87, 165].

Додавання в процес моделювання фракції дифузної складової матерії має незначний вплив на оцінку середньої маси мікролінз, однак може мати вплив на значення величини розміру джерела-квазара. Розрахунки показують, що гладка фракція речовини в лінзі-галактиці згладжує каустичну картину. Великий розмір джерела також згладжує карту посилення, тому ці два параметри за певних умов вироджуються. Можна припустити, що значно більший розмір випромінюючої області квазара, отриманий при аналізі мікролінзування, пов'язаний із неправильним урахуванням впливу розподіленої складової маси лінзи-галактики.

Наведені в цій праці розрахунки розміру квазара, середньої маси ба-

ріонної і кількості дифузної матерії прекрасно узгоджуються з даними, отриманими іншими астрофізичними методами.

4.5. Висновки

Розділ 4 присвячено моделюванню й аналізу гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530.

Кількісний аналіз подій мікролінзування був проведений для невеликої кількості відомих квазарів. Це пояснюється тим фактом, що тривалий моніторинг ГЛ є доволі складною та ресурсозатратною задачею. На сьогоднішній день події мікролінзування гравітаційно лінзованих квазарів зареєстровані тільки у декількох ГЛ системах.

У цьому розділі була побудована макромодель гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530. Отримані оцінки значення повної маси лінзуючої галактики, що становить $\approx 7^{+11} M_{\odot}$.

На основі отриманої у ході моніторингу нової оцінки часу запізнення між компонентами А й В гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530, було розраховано значення сталої Хаббла, що дорівнює $66.5 \frac{\text{км} \cdot \text{с}}{\text{Мпк}}$.

Проведено чисельне моделювання подій мікролінзування що спостерігається в системі SBS 1520+530. За результатами моделювання, було оцінено розмір випромінюючої області квазару, який становить $3 \cdot 10^{16}$ см, а також отримана оцінка найбільш ймовірної маси тіл, що беруть участь у процесі мікролінзування в системі SBS 1520+530, яка становить близько 0.3 маси Сонця.

У розділі, також, були отримані оцінки долі згладженої матерії в лінзуючій галактиці SBS 1520+530. Результати моделювання показують, що найбільш ймовірна кількість згладженої частини речовини в лінзуючій галактиці близька до 70 процентів від повної маси.

Дані моделювання розміру квазара й маси мікролінз добре узгоджуються з відомими величинами, отриманими іншими астрофізичними методами.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора:
[3, 5, 6, 10, 13]

ВИСНОВКИ

Основні оригінальні результати дисертації представлені в розділах 2, 3, 4.

У розділі 2 наведено опис даних спостережень ГЛС SBS 1520+530. Викладено результати дослідження характеристик світлоприймальної апаратури й телескопа АДТ-22 Майданакської астрофізичної лабораторії (Узбекистан).

Дано короткий опис системи автоматичного гідирування встановленої у серпні 2006 р. на телескоп АДТ-22, в розробці якої автор брав активну участь. Автогід був розроблений і встановлений на телескоп АДТ-22 командою Харківських астрономів у рамках робіт із гранту УНТЦ [11]. Автогід компенсує невеликі помилки ведення годинникового механізму, гнуття труби і вилки телескопа, а також ефекти атмосферної рефракції під час експозиції. гідирування проводиться з частотою $1 \div 0.1 \text{ Hz}$ по зірці до 13 зоряної величини, яка знаходиться поблизу досліджуваного об'єкта.

Представлені в даній роботі матеріали моніторингу гравітаційно-лінзованого квазара SBS 1520 + 530, охоплюють період з 1999 по 2009 роки, що включають більш ніж 2500 зображень в фільтрі R, отримані протягом 420 ночей спостережень, а також, більше 650 кадрів в фільтрі V за 150 ночей спостережень і 530 зображень фільтрі I, за 115 ночей спостережень.

В ході моніторингу гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520 + 530 на телескопі АДТ-22, в якості приймача випромінювання, застосовувалися три різних ПЗЗ камери ST-7, Site005 і SNUCAM. Застосовувані ПЗЗ приймачі мали різні фізичні розміри пікселів, різну квантову ефективність, робочу температуру ПЗЗ матриці т.д. В процесі використання ПЗС відбувалася деградація поверхні ПЗЗ чіпа, порушення герметичності і т.д. Моніторинг проводився в різних оптичних системах (довгий і короткий фокуси телескопа), а також із використанням або без використання оптичного коректора поля.

У розділі наведено методику попередньої обробки ПЗЗ зображень і по-

казані результати її застосування для зображень гравітаційно лінзованого SBS 1520 + 530.

Різномірний наглядний матеріал, обумовлений змінюваними умовами спостережень, призвели до необхідності вирішення завдання зведення спостережних даних в єдиний ряд, придатний для подальшого аналізу та інтерпретації.

У розділі 3 викладено підхід до вирішення завдання фотометрії неоднорідного вихідного ряду ПЗЗ зображень. Представлені результати фотометрії зображень гравітаційно лінзованого квазара SBS 1520 + 530 в трьох оптичних фільтрах V, R, I.

Представлені криві блиску зображень A і B системи SBS 1520 + 530, отримані в період спостережень протягом 1999-2009 років, які є найбільш повними з опублікованих на сьогоднішній день кривих фотометрії даного гравітаційно лінзованого квазару.

У розділі дано опис методу фотометрії, розробленого групою Харківських астрономів, спеціально для дослідження слабких, компактних джерел. Даний метод показав хороший результат на досить неоднорідному наглядному матеріалі. Метод використовує всю доступну апріорну інформацію про досліджуваний об'єкт і дозволяє отримати криві блиску з високою внутрішньою збіжністю. Показано, що фотометрична оцінка блиску зображень квазара SBS 1520 + 530, не має видимої залежності від атмосферної якості зображень.

Криві блиску в усіх трьох V, R, I фільтрах демонструють значні флуктуації блиску компонентів A и B SBS 1520+530, які досягають 0.2^m з характерним періодом в один-два роки.

Виявлено розбіжність кривих блиску компонентів SBS 1520 + 530, пов'язане з ефектом мікролінзування. Величина змін блиску зображень квазара в системі SBS 1520 + 530 становить $\approx 0.039^m$ на рік, для фільтру R. За весь період спостережень величина зміни блиску компонента B відносно компонента A становила 0.6^m .

Корекція кривих блиску з урахуванням виявленого процесу мікролінзування дозволила більш коректно оцінити величину часу запізнення між зображеннями джерела-квазара A і B . Дані розрахунків дають оцінки величини часу затримки, що дорівнює 96.4 ± 3.5 діб.

Моніторинг у трьох оптичних смугах дозволив уперше отримати залежність зміни показника кольору лінзуючого квазара SBS 1520+530 і його блиску. Середні значення показника кольору (V-I) компонентів A і B ГЛ SBS 1520+530 дорівнюють 0.63 ± 0.01^m і 0.68 ± 0.01^m , відповідно. Нахили лінії регресії показника кольору (V-I) мають значення ≈ 0.3 для зображення компонента A й ≈ 0.5 для компонента B . Компонент B , розташований ближче до центру лінзуючої галактики, є трохи більш червоним, що пояснюється поглинанням у лінзуючій галактиці.

Також отримана залежність величини показника кольору (V-I) від зміни блиску, пов'язаного з процесом мікролінзування. Зміна показника кольору компонента B дає право припустити, що під процес мікролінзування, винайденому за різністю кривих блиску, підпадає саме цей компонент. Виміряна величина нахилу лінії регресії показника кольору (V-I), пов'язаного зі змінами внаслідок мікролінзування, становить 0.26.

Усереднені за сезонами спостереження значення різності кривих блиску компонентів показують більш складну в порівнянні з лінійним приближенням поведінку. Характерні величини флуктуацій блиску, що становлять близько 0.05^m , знаходяться на рівні помилок фотометрії зображень квазара, що становлять у середньому 0.01^m , для компонента A і 0.02^m , для компонента B і тому не дозволяють використовувати їх для детального аналізу ефекту мікролінзування.

Розділ 4 присвячено моделюванню й аналізу гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530.

Кількісний аналіз подій мікролінзування був проведений для невеликої кількості відомих квазарів. Це пояснюється тим фактом, що тривалий моніторинг ГЛ є доволі складною й ресурсозатратною задачею. На сього-

днішній день події мікролінзування гравітаційно лінзованих квазарів зареєстровані тільки в декількох ГЛ системах.

У цьому розділі була побудована макромодель гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530. Отримані оцінки значення повної маси лінзуючої галактики, що становить $\approx 7^{+1} M_{\odot}$.

На основі отриманої в ході моніторингу нової оцінки часу запізнення між компонентами А й В гравітаційно лінзованої системи SBS 1520+530 було розраховано значення сталої Хаббла, що дорівнює $66.5 \frac{\text{км} \cdot \text{с}}{\text{Мпк}}$.

Проведено чисельне моделювання події мікролінзування спостереженого в системі SBS 1520+530. За результати моделювання, було оцінено розмір випромінюючої області квазара, який становить $3 \cdot 10^{16}$ см, а також отримана оцінка найбільш ймовірної маси тіл, що беруть участь у процесі мікролінзування в системі SBS 1520+530, яка становить близько 0.3 маси Сонця.

У розділі були отримані оцінки долі згладженої матерії в лінзуючій галактиці SBS 1520+530. Результати моделювання показують, що найбільш вірогідна кількість згладженої частини речовини в лінзуючій галактиці близька до 70 процентів від повної маси.

Дані моделювання розміру квазара й маси мікролінз добре узгоджуються з відомими величинами, отриманими іншими астрофізичними методами.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] V. Dudinov, P. Bliokh, B. Paczynski, H. N. Omma, R. Schild, W. Colley, V. Vakulik, A. Zheleznyak, A. **Sergeyev**, B. Artamonov, S. Nuritdinov, and S. Ehgamberdiev, “A program of international cooperative investigation of gravitational lens systems”, *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel Supplement*, vol. 3, pp. 170–173, 2000,
В цій роботі автор брав участь у отриманні спостережного матеріалу та обговоренні отриманих результатів.
- [2] A. Zheleznyak, A. **Sergeev**, and V. Konichek, “Optical monitoring of gravitationally lensed quasar sbs 1520+530”, *Вісник Київського національного університету*, vol. 39-40, pp. 81–85, 2003,
Для цієї роботи автор проводив спостереження на телескопі АДТ-22, проводив попередню обробку спостережного матеріалу та брав участь обговоренні отриманих результатів.
- [3] А. Железняк, А. **Сергеев**, and О. Бурхонов, “Результаты оптических наблюдений гравитационной линзы sbs 1520+530 на майданаской обсерватории”, *Астрономический Журнал*, vol. 80, pp. 756–766, 9 2003,
У цій роботі брав участь у спостереженні гравітаційно линзованого квазару, проводив фотометричну обробку спостережного матеріалу, проводив моделювання та аналізі отриманих результатів.
- [4] Е. А. Koptelova, В. Р. Artamonov, V. V. Bruevich, О. А. Burkhnov, and А. V. **Sergeev**, “Variability of the gravitational lens um 673 in 2003 2005”, *Astronomy Reports*, vol. 52, pp. 270–277, 2008,
У рамках цієї роботи автор брав участь у постановці завдання та спостереженнях. Також автором було проведена попередня обробка і виконано аналіз отриманих результатів.
- [5] V. N. Shalyapin, L. J. Goicoechea, Е. Koptelova, В. Р. Artamonov, А. V. **Sergeyev**, А. Р. Zheleznyak, Т. А. Akhunov, О. А. Burkhnov, S. N.

Nuritdinov, and A. Ullán, “Microlensing variability in fbq 0951+2635: short-time-scale events or a long-time-scale fluctuation?”, *MNRAS*, vol. 397, pp. 1982–1989, 2009,

Для цієї роботи автором було частково отримано данні спостережень, їх обробка та фотометричний аналіз. Автор брав активну участь в обговоренні результатів і побудові кривих блиску.

- [6] V. G. Vakulik, V. M. Shulga, R. E. Schild, V. S. Tsvetkova, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, B. P. Artamonov, A. Y. Kochetov, G. V. Smirnov, A. V. **Sergeyev**, V. V. Konichek, I. Y. Sinelnikov, V. V. Bruevich, T. Akhunov, and O. Burkhonov, “Time delays in pg 1115+080: new estimates”, *MNRAS*, vol. 400, pp. L90–L93, 2009,

Для цієї роботи автор отримав данні спостережень, зробив їх попередню обробку за допомогою розробленого їм спеціалізованого програмного забезпечення, а також брав участь у написанні статті.

- [7] V. S. Tsvetkova, V. G. Vakulik, V. M. Shulga, R. E. Schild, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, B. P. Artamonov, A. Y. Kochetov, G. V. Smirnov, A. V. **Sergeyev**, V. V. Konichek, I. Y. Sinelnikov, A. P. Zheleznyak, V. V. Bruevich, R. Gaisin, T. Akhunov, and O. Burkhonov, “Pg1115+080: variations of the a_2/a_1 flux ratio and new values of the time delays”, *MNRAS*, vol. 406, pp. 2764–2776, 2010,

В основу цієї роботи лягли отриманні автором результати спостережень гравітаційно лінзованого квазару. Також автором було частково проведена обробка та побудова кривих блиску зображень квазару.

- [8] V. N. Dudinov, G. V. Smirnov, V. G. Vakulik, A. V. **Sergeev**, and A. E. Kochetov, “Gravitational lens system q2237+0305 in 2001-2008: observations on mt. maidanak”, *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 2, pp. 115–124, 2011,

Автор брав участь у постановці задачі, розробці плану спостережень та брав активну участь у проведенні спостережень на теле-

скопі АДТ-22. Також автор брав участь у написанні цієї статті та обговорені результатів аналізу.

- [9] E. Koptelova, W. P. Chen, T. Chiueh, B. P. Artamonov, V. L. Oknyanskij, S. N. Nuritdinov, O. Burkhonov, T. Akhunov, V. V. Bruevich, O. V. Ezhkova, A. S. Gusev, A. V. **Sergeyev**, S. A. Ehgamberdiev, and M. A. Ibragimov, “Time delay between images of the lensed quasar um673”, *A&A*, vol. 544, A51, A51, 2012,

Автор брав участь у отриманні нового спостережного матеріалу, обчислюванні результатів аналізу та розробці програмного забезпечення.

- [10] E. Y. Bannikova, V. G. Vakulik, and A. V. **Sergeev**, “N-body simulation of a clumpy torus: application to active galactic nuclei”, *MNRAS*, vol. 424, pp. 820–829, 2012,

Автором було виконано розробка програмного забезпечення, та аналіз результатів обчислювання. Автор брав активну участь у постановці задачі й обговорені результатів моделювання.

- [11] A. **Sergeev**, O. Burkhonov, V. Dudinov, A. Zheleznyak, Y. Krugly, I. Molotov, V. Shulga, V. Ehgamberdiev S. A. Konichek, and A. Kochetov, “The modernization of azt-22 telescope of maidanak high-altitude observatory: testing results”, *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 1, pp. 20–25, 2014,

Автор брав участь у розробці гідуючого пристрою, установці його на телескопі та проводив тестування. Автор брав активну участь у постановці завдання та написанні статті.

- [12] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, and L. J. Goicoechea, “Discovery of the optically bright, wide separation double quasar sdss j1442+4055”, *MNRAS*, vol. 456, pp. 1948–1954, 2016,

Автору належать: постановка завдання, отримання спостережень, аналіз отриманих результатів та їх аналіз.

- [13] T. A. Akhunov, O. Wertz, A. Elyiv, R. Gaisin, B. P. Artamonov, V. N. Dudinov, S. N. Nuritdinov, C. Delvaux, A. V. **Sergeyev**, A. S. Gusev, V. V. Bruevich, O. Burkhonov, A. P. Zheleznyak, O. Ezhkova, and J. Surdej, “Adaptive psf fitting - a highly performing photometric method and light curves of the gls h1413+117: time delays and micro-lensing effects”, *MNRAS*, vol. 465, pp. 3607–3621, 2017,
В основу цієї статті лягли отримані автором матеріали спостережень. Автор брав участь у попередньої обробці, обговоренні результатів та написанні статті.
- [14] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. V. Konichek, O. Burkhonov, and I. E. Sinelnikov, “Optical monitoring of gravitationally-lensed quasar sbs1520+530”, *Radio Astronomy at 70: From Karl Jansky to microjansky. JENAM-2003 Symposium*, 2003.
- [15] V. G. Vakulik, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, O. A. Burkhonov, V. S. Tsvetkova, A. V. **Sergeev**, A. P. Zheleznyak, V. V. Konichek, I. Sinelnikov, and G. V. Smirnov, “Photometric activity in the q2237+ 0305 gravitational lens”, *Вісник Київського національного університету*, vol. 39-40, pp. 19–25, 2003.
- [16] A. P. Zheleznyak, A. V. **Sergeyev**, V. V. Konichek, and I. E. Sinelnikov, “Long-time scale variability and microlensing sign of sbs 1520 + 530”, *Proceedings of VII International Conference Relativistic Astrophysics, Gravitation and Cosmology*, 2005, pp. 7–8.
- [17] A. **Sergeyev**, “Photometric monitoring of sbs 1520+530: long-term variability and microlensing”, *25 Years After the Discovery: Some Current Topics on Lensed QSOs*, L. J. Goicoechea, Ed., 2005, p. 6.
- [18] А. В. **Сергеев**, “Наблюдения гравитационно линзированных квазаров на майданакской обсерватории”, *Актуальные проблемы внегалактической астрономии XXI*, 2005.

- [19] A. **Sergeyev**, “The results of monitoring of glq sbs 1520+530”, *Problems of Gravitational Lensing*, 2007. [Online]. Available: <http://www.sai.msu.ru/news/2007/04/06/linze.html>.
- [20] А. В. **Сергеев**, А. П. Железняк, Т. Акхунов, О. Бурхонов, and Б. В., “Определение и анализ параметров глс sbs 1520+530 по результатам наблюдений 2000-2006 годах”, *Proceedings of International Conference Relativistic Astrophysics, Gravitation and Cosmology*, 2009.
- [21] V. M. Shulga, V. S. Tsvetkova, A. A. Minakov, V. N. Dudinov, V. G. Vakulik, A. Y. Kochetov, G. V. Smirnov, and A. V. **Sergeyev**, “Strong gravitational lensing as a key to detect dark matter: the results of monitoring pg1115+080 and q2237+0305”, *Proceedings of the 10th G. Gamow’s Odessa Astronomical Conference-Summer School Astronomy and Beyond: Cosmomicrophysics, Cosmology and Gravitation, Astrophysics, Radio Astronomy and Astrobiology*, 2010, pp. 57–64.
- [22] A. **Sergeyev**, “Glq observations at maidanak observatory”, *3th Maidanak Users Meeting*, 2012.
- [23] E. Koptelova, W. P. Chen, T. Chiueh, B. P. Artamonov, V. L. Oknyanskij, S. N. Nuritdinov, O. Burkhonov, T. Akhunov, V. V. Bruevich, O. V. Ezhkova, A. S. Gusev, A. V. **Sergeyev**, S. A. Ehgamberdiev, and M. A. Ibragimov, “Time delay between images of the lensed quasar um673”, vol. 25, 2012, pp. 169–171.
- [24] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, and L. J. Goicechea, “Discovery of the optically bright, wide separation double quasar sdss j1442+4055”, *Astronomy and Space Physics in Kyiv University*, 2016, p. 21.
- [25] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, L. J. Goicechea, and O. Burkhonov, “The search gravitationally lensed quasars: the technique and first results.”, *Proceedings of the 16th G. Gamow’s Odessa Astronomical Conference-Summer School Astronomy and Beyond: Cos-*

momicrophysics, Cosmology and Gravitation, Astrophysics, Radio Astronomy and Astrobiology, 2016, pp. 11–12.

- [26] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, and L. J. Goicechea, “Gravitationally lensed quasars search program: new double imaged quasar sdss j1617+3827”, *Astronomy and Space Physics in Kyiv University*, 2017, p. 39.
- [27] J. Pelt, W. Hoff, R. Kayser, S. Refsdal, and T. Schramm, “Time delay controversy on qso 0957+561 not yet decided”, *A&A*, vol. 286, 1994.
- [28] F. W. Dyson, A. S. Eddington, and C. Davidson, “A determination of the deflection of light by the sun’s gravitational field, from observations made at the total eclipse of may 29, 1919”, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, vol. 220, pp. 291–333, 1920.
- [29] S. Refsdal, “On the possibility of determining hubble’s parameter and the masses of galaxies from the gravitational lens effect”, *MNRAS*, vol. 128, p. 307, 1964.
- [30] D. Walsh, R. F. Carswell, and R. J. Weymann, “0957 + 561 a, b - twin quasistellar objects or gravitational lens”, *NATURE*, vol. 279, pp. 381–384, 1979.
- [31] C. S. Kochanek, “The implications of lenses for galaxy structure”, *APJ*, vol. 373, pp. 354–368, 1991.
- [32] C. S. Kochanek, C. R. Keeton, and B. A. McLeod, “The importance of einstein rings”, *APJ*, vol. 547, pp. 50–59, 2001.
- [33] J. A. Muñoz, E. E. Falco, C. S. Kochanek, J. Lehár, B. A. McLeod, C. D. Impey, H.-W. Rix, and C. Y. Peng, “The castles project”, *AP&SS*, vol. 263, pp. 51–54, 1998.
- [34] J. Wambsganss and B. Paczynski, “Parameter degeneracy in models of the quadruple lens system q2237+0305”, *AJ*, vol. 108, pp. 1156–1162, 1994.

- [35] A. Eigenbrod, F. Courbin, C. Vuissoz, G. Meylan, P. Saha, and S. Dye, “Cosmograil: the cosmological monitoring of gravitational lenses. i. how to sample the light curves of gravitationally lensed quasars to measure accurate time delays”, *A&A*, vol. 436, pp. 25–35, 2005.
- [36] K. Chang and S. Refsdal, “Flux variations of qso 0957+561 a, b and image splitting by stars near the light path”, *NATURE*, vol. 282, pp. 561–564, 1979.
- [37] C. S. Kochanek, “Quantitative interpretation of quasar microlensing light curves”, *APJ*, vol. 605, pp. 58–77, 2004.
- [38] V. H. Chavushyan, V. V. Vlasyuk, J. A. Stepanian, and L. K. Erastova, “Sbs 1520+530: a new gravitationally lensed system at $z=1.855$.”, *A&A*, vol. 318, pp. L67–L70, 1997.
- [39] J. Soldner, “On the deflection of a light ray from its rectilinear motion, by the attraction of a celestial body at which it nearly passes by”, *Berliner Astronomisches Jahrbuch*, vol. 4, pp. 161–172, 1804.
- [40] A. Einstein, “Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field”, *Science*, vol. 84, pp. 506–507, 1936.
- [41] —, “Zur allgemeinen relativitätstheorie (nachtrag)”, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 799-801., 1915.
- [42] O. J. Lodge, “Gravitation and light”, *NATURE*, vol. 104, p. 354, 1919.
- [43] A. S. Eddington, *Space, time and gravitation. an outline of the general relativity theory*. 1920.
- [44] O. Chwolson, “Über eine mögliche form fiktiver doppelsterne”, *Astronomische Nachrichten*, vol. 221, p. 329, 1924.
- [45] F. Zwicky, “On the masses of nebulae and of clusters of nebulae”, *APJ*, vol. 86, p. 217, 1937.

- [46] Ю. Г. Климов, “Покрывающиеся галактики и экспериментальная проверка общей теории относительности”, *Астрономический журнал*, vol. 40, pp. 874–881, 5 1963.
- [47] S. Liebes, “Gravitational lenses”, *Physical Review*, vol. 133, pp. 835–844, 1964.
- [48] S. Refsdal, “The gravitational lens effect”, *MNRAS*, vol. 128, p. 295, 1964.
- [49] P. Young, J. E. Gunn, J. Kristian, J. B. Oke, and J. A. Westphal, “The double quasar q0957 + 561 a, b - a gravitational lens image formed by a galaxy at $z = 0.39$ ”, *APJ*, vol. 241, pp. 507–520, 1980.
- [50] C. Vanderriest, J. Schneider, G. Herpe, M. Chevreton, M. Moles, and G. Wlerick, “The value of the time delay $\Delta t(a, b)$ for the ‘double’ quasar 0957+561 from optical photometric monitoring”, *A&A*, vol. 215, pp. 1–13, 1989.
- [51] P. L. Schechter, C. D. Bailyn, R. Barr, *et al.*, “The quadruple gravitational lens pg 1115+080: time delays and models”, *APJ*, vol. 475, pp. L85–L88, 1997.
- [52] J. N. Hewitt, E. L. Turner, D. P. Schneider, B. F. Burke, and G. I. Langston, “Unusual radio source mg1131+0456 - a possible einstein ring”, *NATURE*, vol. 333, pp. 537–540, 1988.
- [53] R. Lynds and V. Petrosian, “Giant luminous arcs in galaxy clusters”, *Bulletin of the American Astronomical Society*, ser. BAAS, vol. 18, 1986, p. 1014.
- [54] G. Soucail, B. Fort, Y. Mellier, and J. P. Picat, “A blue ring-like structure, in the center of the a 370 cluster of galaxies”, *A&A*, vol. 172, pp. L14–L16, 1987.
- [55] P. Young, “Q0957+561 - effects of random stars on the gravitational lens”, *APJ*, vol. 244, pp. 756–767, 1981.

- [56] B. Paczynski, “Gravitational microlensing of the galactic bulge stars”, APJ, vol. 371, pp. L63–L67, 1991.
- [57] B. Paczynski, “Gravitational microlensing by the globular cluster stars”, ACTA ASTRON., vol. 44, pp. 235–239, 1994.
- [58] J. Wambsganss, B. Paczynski, and N. Katz, “A microlensing model for qso 2237 + 0305”, APJ, vol. 352, pp. 407–412, 1990.
- [59] J. Wambsganss, B. Paczynski, and P. Schneider, “Interpretation of the microlensing event in qso 2237 + 0305”, APJ, vol. 358, pp. L33–L36, 1990.
- [60] J. R. Gott III, “Are heavy halos made of low mass stars - a gravitational lens test”, APJ, vol. 243, pp. 140–146, 1981.
- [61] А. Эйнштейн, “О принципе относительности и его следствиях”, *Собрник научных трудов*, vol. 1, pp. 7–35, 1965.
- [62] C. Alcock, C. W. Akerlof, R. A. Allsman, T. S. Axelrod, D. P. Bennett, S. Chan, K. H. Cook, K. C. Freeman, K. Griest, S. L. Marshall, H.-S. Park, S. Perlmutter, B. A. Peterson, M. R. Pratt, P. J. Quinn, A. W. Rodgers, C. W. Stubbs, and W. Sutherland, “Possible gravitational microlensing of a star in the large magellanic cloud”, NATURE, vol. 365, pp. 621–623, 1993.
- [63] E. Aubourg, P. Bareyre, S. Bréhin, *et al.*, “Evidence for gravitational microlensing by dark objects in the galactic halo”, NATURE, vol. 365, pp. 623–625, 1993.
- [64] A. Udalski, M. Szymanski, J. Kaluzny, M. Kubiak, W. Krzeminski, M. Mateo, G. W. Preston, and B. Paczynski, “The optical gravitational lensing experiment. discovery of the first candidate microlensing event in the direction of the galactic bulge”, ACTA ASTRON., vol. 43, pp. 289–294, 1993.

- [65] R. Ansari, M. Auriere, P. Baillon, A. Bouquet, G. Coupinot, C. Coutures, C. Ghesquiere, Y. Giraud-Heraud, P. Gondolo, J. Hecquet, J. Kaplan, Y. Le Du, A. L. Melchior, M. Moniez, J. P. Picat, and G. Soucail, “Agape: a search for dark matter towards m 31 by microlensing effects on unresolved stars.”, *A&A*, vol. 324, pp. 843–856, 1997.
- [66] F. Abe, W. Allen, T. Banks, *et al.*, “The moa project.”, *Variables Stars and the Astrophysical Returns of the Microlensing Surveys*, R. Ferlet, J.-P. Maillard, and B. Raban, Eds., 1997, p. 75.
- [67] The PLANET Collaboration: M. Albrow, J. .-. Beaulieu, P. Birch, J. A. R. Caldwell, J. Greenhill, K. Hill, S. Kane, R. Martin, J. Menzies, R. M. Naber, J. .-. Pel, K. Pollard, P. D. Sackett, K. C. Sahu, P. Vreeswijk, R. Watson, A. Williams, and M. Zwaan, “The planet collaboration: probing lensing anomalies”, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 1996.
- [68] M. J. Irwin, R. L. Webster, P. C. Hewett, R. T. Corrigan, and R. I. Jedrzejewski, “Photometric variations in the q2237 + 0305 system - first detection of a microlensing event”, *AJ*, vol. 98, pp. 1989–1994, 1989.
- [69] R. T. Corrigan, M. J. Irwin, J. Arnaud, G. G. Fahlman, J. M. Fletcher, P. C. Hewett, J. N. Hewitt, O. Le Fevre, R. McClure, C. J. Pritchett, D. P. Schneider, E. L. Turner, R. L. Webster, and H. K. C. Yee, “Initial light curve of q2237 + 0305”, *AJ*, vol. 102, pp. 34–40, 1991.
- [70] R. L. Webster, A. M. N. Ferguson, R. T. Corrigan, and M. J. Irwin, “Interpreting the light curve of q2237 + 0305”, *AJ*, vol. 102, pp. 1939–1945, 1991.
- [71] D. Nadeau, H. K. C. Yee, W. J. Forrest, J. D. Garnett, Z. Ninkov, and J. L. Pipher, “Infrared and visible photometry of the gravitational lens systems 2237 + 030”, *APJ*, vol. 376, pp. 430–438, 1991.

- [72] M.-C. Angonin, C. Vanderriest, M. Remy, and J. Surdej, “First spectroscopic evidence of microlensing on a bal quasar? the case of h 1413 + 117”, *A&A*, vol. 233, pp. L5–L8, 1990.
- [73] B. Altieri and E. Giraud, “Microlensing in the ”cloverleaf” quasar h 1413+117 ?”, *The Messenger*, vol. 64, pp. 63–65, 1991.
- [74] R. E. Schild and R. C. Smith, “Microlensing in the q0957 + 561 gravitational mirage”, *AJ*, vol. 101, pp. 813–817, 1991.
- [75] R. Kayser, S. Refsdal, and R. Stabell, “Astrophysical applications of gravitational micro-lensing”, *A&A*, vol. 166, pp. 36–52, 1986.
- [76] R. J. Nemiroff, “Agn broad emission line amplification from gravitational microlensing”, *APJ*, vol. 335, pp. 593–605, 1988.
- [77] P. Schneider and J. Wambsganss, “Are the broad emission lines of quasars affected by gravitational microlensing?”, *A&A*, vol. 237, pp. 42–53, 1990.
- [78] K. P. Rauch and R. D. Blandford, “Microlensing and the structure of active galactic nucleus accretion disks”, *APJ*, vol. 381, pp. L39–L42, 1991.
- [79] A. V. Filippenko, “Evidence for mg ii 2798 a profile differences in the gravitationally lensed qso 2237 + 0305a, b1”, *APJ*, vol. 338, pp. L49–L52, 1989.
- [80] G. Chartas, M. Eracleous, E. Agol, and S. C. Gallagher, “Chandra observations of the cloverleaf quasar h1413+117: a unique laboratory for microlensing studies of a lobal quasar”, *APJ*, vol. 606, pp. 78–84, 2004.
- [81] G. T. Richards, C. R. Keeton, B. Pindor, J. F. Hennawi, P. B. Hall, E. L. Turner, N. Inada, M. Oguri, S.-I. Ichikawa, R. H. Becker, M. D. Gregg, R. L. White, J. S. B. Wyithe, D. P. Schneider, D. E. Johnston, J. A. Frieman, and J. Brinkmann, “Microlensing of the broad emission line

- region in the quadruple lens sdss j1004+4112”, *APJ*, vol. 610, pp. 679–685, 2004.
- [82] S. Refsdal, “On the possibility of testing cosmological theories from the gravitational lens effect”, *MNRAS*, vol. 132, p. 101, 1966.
 - [83] J. H. Oort, “The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems”, *BULL. ASTRON. INST. NETHERLANDS*, vol. 6, p. 249, 1932.
 - [84] F. Zwicky, “Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln”, *Helvetica Physica Acta*, vol. 6, pp. 110–127, 1933.
 - [85] S. Smith, “The mass of the virgo cluster”, *APJ*, vol. 83, p. 23, 1936.
 - [86] B. Carr, “Baryonic dark matter”, *ARA&A*, vol. 32, pp. 531–590, 1994.
 - [87] V. C. Rubin, W. K. J. Ford, and N. . Thonnard, “Rotational properties of 21 sc galaxies with a large range of luminosities and radii, from ngc 4605 / $r = 4\text{kpc}$ / to ugc 2885 / $r = 122\text{kpc}$ /”, *APJ*, vol. 238, pp. 471–487, 1980.
 - [88] А. Д. Чернин, “Темная энергия и всемирное антитяготение”, *Успехи физических наук*, vol. 178, no. 3, pp. 267–300, 2008. [Online]. Available: <http://ufn.ru/ru/articles/2008/3/>.
 - [89] P. Schneider, J. Ehlers, and E. E. Falco, *Gravitational Lenses*. 1992, p. 112.
 - [90] R. Kayser, P. Helbig, and T. Schramm, “A general and practical method for calculating cosmological distances.”, *A&A*, vol. 318, pp. 680–686, 1997.
 - [91] D. W. Hogg, “Distance measures in cosmology”, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 1999.
 - [92] П. В. Блюх and А. А. Минаков, *Гравитационные линзы*. Научова Думка, 1989, p. 236.

- [93] R. D. Blandford and C. S. Kochanek, “Gravitational lenses”, *Dark Matter in the Universe*, J. N. Bahcall, T. Piran, and S. Weinberg, Eds., 1987, p. 133.
- [94] B. P. Artamonov, V. V. Bruevich, A. S. Gusev, O. V. Ezhkova, M. A. Ibrahimov, S. P. Ilyasov, S. A. Potanin, Y. A. Tillaev, and S. A. Ehgamberdiev, “Seeing and atmospheric extinction at mt. maidanak observatory from observations with the 1.5-m azt-22 telescope”, *Astronomy Reports*, vol. 54, pp. 1019–1031, 2010.
- [95] S. A. Ehgamberdiev, A. K. Baijumanov, S. P. Ilyasov, M. Sarazin, Y. A. Tillayev, A. A. Tokovinin, and A. Ziad, “The astroclimate of maidanak observatory in uzbekistan”, *A&AS*, vol. 145, pp. 293–304, 2000.
- [96] A. N. Sorensen, “Test report on the site st-005a camera for the mt. maidanak observatory”, *IJAF*, 2000.
- [97] E. L. Lehmann and C. G., *Theory of Point Estimation*. Springer Verlag, 1998.
- [98] P. Massey and G. H. Jacoby, “Ccd data: the good, the bad, and the ugly”, *Astronomical CCD Observing and Reduction Techniques*, S. B. Howell, Ed., ser. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 23, 1992, p. 240.
- [99] E. B. Newell, “Who should wear the pants in astronomical image processing”, *Image Processing in Astronomy*, G. Sedmak, M. Capaccioli, and R. J. Allen, Eds., 1979, p. 487.
- [100] R. Andrae, “Error estimation in astronomy: a guide”, *ArXiv e-prints*, 2010.
- [101] W. J. Merline and S. B. Howell, “A realistic model for point-sources imaged on array detectors: the model and initial results”, *Experimental Astronomy*, vol. 6, pp. 163–210, 1995.

- [102] D. Crampton, P. L. Schechter, and J.-L. Beuzit, “Detection of the galaxy lensing the doubly imaged quasar sbs 1520+530”, *AJ*, vol. 115, pp. 1383–1387, 1998.
- [103] I. Burud, J. Hjorth, F. Courbin, J. G. Cohen, P. Magain, A. O. Jaunsen, A. A. Kaas, C. Faure, and G. Letawe, “Time delay and lens redshift for the doubly imaged bal quasar sbs 1520+530”, *A&A*, vol. 391, pp. 481–486, 2002.
- [104] C. Faure, F. Courbin, J. P. Kneib, D. Alloin, M. Bolzonella, and I. Burud, “The lensing system towards the doubly imaged quasar sbs 1520+530”, *A&A*, vol. 386, pp. 69–76, 2002.
- [105] I. M. Khamitov, I. F. Bikmaev, Z. Aslan, N. A. Sakhibullin, V. V. Vlasyuk, A. P. Zheleznyak, and A. F. Zakharov, “Analysis of optical light curves for the components of the gravitationally lensed quasar sbs 1520+530 based on observations with the 1.5-m rtt-150 telescope in 2001-2005”, *Astronomy Letters*, vol. 32, pp. 514–519, 2006.
- [106] M. W. Auger, C. D. Fassnacht, K. C. Wong, D. Thompson, K. Matthews, and B. T. Soifer, “Lens galaxy properties of sbs 1520+530: insights from keck spectroscopy and ao imaging”, *APJ*, vol. 673, 778-786, pp. 778–786, 2008.
- [107] E. R. Gaynullina, R. W. Schmidt, T. Akhunov, O. Burkhonov, S. Gottlöber, K. Mirtadjieva, S. N. Nuritdinov, I. Tadjibaev, J. Wambsganss, and L. Wisotzki, “Microlensing in the double quasar sbs 1520+530”, *A&A*, vol. 440, pp. 53–58, 2005.
- [108] H. K. C. Yee, “High-resolution imaging of the gravitational lens system candidate 2237+030”, *AJ*, vol. 95, pp. 1331–1339, 1988.
- [109] R. Ostensen, S. Refsdal, R. Stabell, *et al.*, “Monitoring of the einstein cross with the nordic optical telescope.”, *A&A*, vol. 309, pp. 59–64, 1996.
- [110] C. Alard, “Analysis of the ogle microlensing candidates using the image subtraction method”, *A&A*, vol. 343, pp. 10–18, 1999.

- [111] EROS Collaboration, F. Derue, C. Afonso, *et al.*, “Observation of microlensing towards the galactic spiral arms. eros ii. 2 year survey”, *A&A*, vol. 351, pp. 87–96, 1999.
- [112] P. R. Woźniak, C. Alard, A. Udalski, M. Szymański, M. Kubiak, G. Pietrzyński, and K. Zebruń, “The optical gravitational lensing experiment monitoring of qso 2237+0305”, *APJ*, vol. 529, pp. 88–92, 2000.
- [113] P. Magain, F. Courbin, and S. Sohy, “Deconvolution with correct sampling”, *APJ*, vol. 494, pp. 472–477, 1998.
- [114] F. Courbin, P. Magain, M. Kirkove, and S. Sohy, “A method for spatial deconvolution of spectra”, *APJ*, vol. 529, pp. 1136–1144, 2000.
- [115] А. Н. Тихонов, “О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации”, *Доклады Академии наук СССР*, vol. 151, pp. 501–504, 3 1963.
- [116] Е. Вентцель, *Теория вероятностей*. Государственное издательство физико-математической литературы, 1958, p. 464.
- [117] V. G. Vakulik, R. E. Schild, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, V. S. Tsvetkova, A. P. Zheleznyak, V. V. Konichek, I. Y. Sinelnikov, O. A. Burkhonov, B. P. Artamonov, and V. V. Bruevich, “Color effects associated with the 1999 microlensing brightness peaks in gravitationally lensed quasar q2237+0305”, *A&A*, vol. 420, pp. 447–457, 2004.
- [118] N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, “Black holes in binary systems. observational appearance.”, *A&A*, vol. 24, pp. 337–355, 1973.
- [119] E. Agol, B. Jones, and O. Blaes, “Keck mid-infrared imaging of qso 2237+0305”, *APJ*, vol. 545, pp. 657–663, 2000.
- [120] J. E. Krist and R. N. Hook, “Nicmos psf variations and tiny tim simulations”, *The 1997 HST Calibration Workshop with a New Generation of*

- Instruments*, S. Casertano, R. Jedrzejewski, T. Keyes, and M. Stevens, Eds., 1997, p. 192.
- [121] D. Paraficz, J. Hjorth, I. Burud, P. Jakobsson, and A. Eliasdottir, “Microlensing variability in time-delay quasars”, *A&A*, vol. 455, pp. L1–L4, 2006.
 - [122] R. A. Edelson and J. H. Krolik, “The discrete correlation function - a new method for analyzing unevenly sampled variability data”, *APJ*, vol. 333, pp. 646–659, 1988.
 - [123] J. Lehar, J. N. Hewitt, B. F. Burke, and D. H. Roberts, “The radio time delay in the double quasar 0957 + 561”, *APJ*, vol. 384, pp. 453–466, 1992.
 - [124] W. H. Press, G. B. Rybicki, and J. N. Hewitt, “The time delay of gravitational lens 0957 + 561. i - methodology and analysis of optical photometric data. ii - analysis of radio data and combined optical-radio analysis”, *APJ*, vol. 385, pp. 404–420, 1992.
 - [125] J. Pelt, R. Kayser, S. Refsdal, and T. Schramm, “The light curve and the time delay of qso 0957+561.”, *A&A*, vol. 305, p. 97, 1996.
 - [126] J. Pelt, J. Hjorth, S. Refsdal, R. Schild, and R. Stabell, “Estimation of multiple time delays in complex gravitational lens systems”, *A&A*, vol. 337, pp. 681–684, 1998.
 - [127] G. H. Rieke and M. J. Lebofsky, “The interstellar extinction law from 1 to 13 microns”, *APJ*, vol. 288, pp. 618–621, 1985.
 - [128] A. Friedmann, “Über die krümmung des raumes”, *Zeitschrift für Physik*, vol. 10, pp. 377–386, 1922.
 - [129] G. Lemaître, “Expansion of the universe, a homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae”, *MNRAS*, vol. 91, pp. 483–490, 1931.

- [130] H. P. Robertson, “Kinematics and world-structure”, *APJ*, vol. 82, p. 284, 1935.
- [131] A. Walker, “On milne’s theory of world-structure”, *Proceedings London Mathematical Society*, vol. 42, pp. 90–127, 1937.
- [132] D. A. Buote and P. J. Humphrey, “Dark matter in elliptical galaxies”, *Astrophysics and Space Science Library*, D.-W. Kim and S. Pellegrini, Eds., ser. Astrophysics and Space Science Library, vol. 378, 2012, p. 235.
- [133] E. Churazov, S. Tremaine, W. Forman, O. Gerhard, P. Das, A. Vikhlinin, C. Jones, H. Böhringer, and K. Gebhardt, “Comparison of approximately isothermal gravitational potentials of elliptical galaxies based on x-ray and optical data”, *MNRAS*, vol. 404, pp. 1165–1185, 2010.
- [134] L. V. E. Koopmans, T. Treu, A. S. Bolton, S. Burles, and L. A. Moustakas, “The sloan lens acs survey. iii. the structure and formation of early-type galaxies and their evolution since $z \sim 1$ ”, *APJ*, vol. 649, pp. 599–615, 2006.
- [135] H. V. Parks and J. E. Faller, “Simple pendulum determination of the gravitational constant”, *Physical Review Letters*, vol. 105, no. 11, 110801, p. 110 801, 2010.
- [136] O. Y. Gnedin, W. R. Brown, M. J. Geller, and S. J. Kenyon, “The mass profile of the galaxy to 80 kpc”, *APJ*, vol. 720, pp. L108–L112, 2010.
- [137] H. J. Witt, S. Mao, and C. R. Keeton, “Analytic time delays and h_0 estimates for gravitational lenses”, *APJ*, vol. 544, pp. 98–103, 2000.
- [138] A. G. Riess, L. M. Macri, S. L. Hoffmann, D. Scolnic, S. Casertano, A. V. Filippenko, B. E. Tucker, M. J. Reid, D. O. Jones, J. M. Silverman, R. Chornock, P. Challis, W. Yuan, P. J. Brown, and R. J. Foley, “A 2.4% determination of the local value of the hubble constant”, *APJ*, vol. 826, 56, p. 56, 2016.

- [139] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, and et al., “Planck 2015 results. xiii. cosmological parameters”, *A&A*, vol. 594, A13, A13, 2016.
- [140] G. Hinshaw, J. L. Weiland, R. S. Hill, *et al.*, “Five-year wilkinson microwave anisotropy probe observations: data processing, sky maps, and basic results”, *APJS*, vol. 180, pp. 225–245, 2009.
- [141] A. Kogut, C. Lineweaver, G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Banday, N. W. Boggess, E. S. Cheng, G. de Amici, D. J. Fixsen, G. Hinshaw, P. D. Jackson, M. Janssen, P. Keegstra, K. Loewenstein, P. Lubin, J. C. Mather, L. Tenorio, R. Weiss, D. T. Wilkinson, and E. L. Wright, “Dipole anisotropy in the coBE differential microwave radiometers first-year sky maps”, *APJ*, vol. 419, p. 1, 1993.
- [142] A. M. Mosquera and C. S. Kochanek, “The microlensing properties of a sample of 87 lensed quasars”, *APJ*, vol. 738, 96, p. 96, 2011.
- [143] P. J. Francis, P. C. Hewett, C. B. Foltz, F. H. Chaffee, R. J. Weymann, and S. L. Morris, “A high signal-to-noise ratio composite quasar spectrum”, *APJ*, vol. 373, pp. 465–470, 1991.
- [144] R. R. Gibson, L. Jiang, W. N. Brandt, P. B. Hall, Y. Shen, J. Wu, S. F. Anderson, D. P. Schneider, D. Vanden Berk, S. C. Gallagher, X. Fan, and D. G. York, “A catalog of broad absorption line quasars in sloan digital sky survey data release 5”, *APJ*, vol. 692, pp. 758–777, 2009.
- [145] D. P. Schneider, J. E. Gunn, and J. G. Hoessel, “Ccd photometry of abell clusters. i - magnitudes and redshifts for 84 brightest cluster galaxies”, *APJ*, vol. 264, pp. 337–355, 1983.
- [146] W. D. R. (2013). Sun fact sheet, [Online]. Available: <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/sunfact.html>.

- [147] C. Y. Peng, C. D. Impey, H.-W. Rix, C. S. Kochanek, C. R. Keeton, E. E. Falco, J. Lehar, and B. A. McLeod, “Probing the coevolution of supermassive black holes and galaxies using gravitationally lensed quasar hosts”, *APJ*, vol. 649, pp. 616–634, 2006.
- [148] C. W. Morgan, C. S. Kochanek, N. D. Morgan, and E. E. Falco, “The quasar accretion disk size-black hole mass relation”, *APJ*, vol. 712, pp. 1129–1136, 2010.
- [149] J. Wambsganss, “Gravitational lensing: numerical simulations with a hierarchical tree code.”, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol. 109, pp. 353–372, 1999.
- [150] E. Mediavilla, J. A. Muñoz, P. Lopez, T. Mediavilla, C. Abajas, C. Gonzalez-Morcillo, and R. Gil-Merino, “A fast and very accurate approach to the computation of microlensing magnification patterns based on inverse polygon mapping”, *APJ*, vol. 653, pp. 942–953, 2006.
- [151] N. F. Bate, C. J. Fluke, B. R. Barsdell, H. Garsden, and G. F. Lewis, “Computational advances in gravitational microlensing: a comparison of cpu, gpu, and parallel, large data codes”, *NEW A*, vol. 15, pp. 726–734, 2010.
- [152] E. E. Salpeter, “The luminosity function and stellar evolution.”, *APJ*, vol. 121, p. 161, 1955.
- [153] R. Schmidt and J. Wambsganss, “Limits on machos from microlensing in the double quasar q0957+561”, *A&A*, vol. 335, pp. 379–387, 1998.
- [154] S. Refsdal and R. Stabell, “Gravitational microlensing of large sources including shear term effects.”, *A&A*, vol. 325, pp. 877–880, 1997.
- [155] S. Mineshige and A. Yonehara, “Gravitational microlens mapping of a quasar accretion disk”, *PASJ*, vol. 51, pp. 497–504, 1999.

- [156] M. J. Mortonson, P. L. Schechter, and J. Wambsganss, “Size is everything: universal features of quasar microlensing with extended sources”, *APJ*, vol. 628, pp. 594–603, 2005.
- [157] C. Fian, E. Mediavilla, A. Hanslmeier, A. Oscoz, M. Serra-Ricart, J. A. Muñoz, and J. Jiménez-Vicente, “Size of the accretion disk in the gravitationally lensed quasar sdss j1004+4112 from the statistics of microlensing magnifications”, *APJ*, vol. 830, 149, p. 149, 2016.
- [158] P. L. Schechter and J. Wambsganss, “Quasar microlensing at high magnification and the role of dark matter: enhanced fluctuations and suppressed saddle points”, *APJ*, vol. 580, pp. 685–695, 2002.
- [159] M. Elvis, “A structure for quasars”, *APJ*, vol. 545, pp. 63–76, 2000.
- [160] R. Schild and V. Vakulik, “Microlensing of a ring model for quasar structure”, *AJ*, vol. 126, pp. 689–695, 2003.
- [161] G. Chabrier, “Galactic stellar and substellar initial mass function”, *PASP*, vol. 115, pp. 763–795, 2003.
- [162] S. Poindexter and C. S. Kochanek, “The transverse peculiar velocity of the q2237+0305 lens galaxy and the mean mass of its stars”, *APJ*, vol. 712, pp. 658–667, 2010.
- [163] L. J. Hainline, C. W. Morgan, J. N. Beach, C. S. Kochanek, H. C. Harris, T. Tillemann, R. Fadely, E. E. Falco, and T. X. Le, “A new microlensing event in the doubly imaged quasar q 0957+561”, *APJ*, vol. 744, 104, p. 104, 2012.
- [164] J. Jiménez-Vicente, E. Mediavilla, C. S. Kochanek, and J. A. Muñoz, “Dark matter mass fraction in lens galaxies: new estimates from microlensing”, *APJ*, vol. 799, 149, p. 149, 2015.
- [165] F. Nesti and P. Salucci, “The dark matter halo of the milky way, ad 2013”, *J. COSMOLOGY ASTROPART. PHYS.*, vol. 7, 016, p. 016, 2013.

ДОДАТОК

Список публікацій здобувача за темою дисертації.

Матеріали дисертації викладені у 13 статтях у наукових фахових журналах і додатково висвітлені у 12 матеріалах міжнародних наукових конференцій:

В наукових фахових виданнях:

- [1] V. Dudinov, P. Bliokh, B. Paczynski, H. N. Omma, R. Schild, W. Colley, V. Vakulik, A. Zheleznyak, A. **Sergeyev**, B. Artamonov, S. Nuritdinov, and S. Ehgamberdiev, “A program of international cooperative investigation of gravitational lens systems”, *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel Supplement*, vol. 3, pp. 170–173, 2000,
В цій роботі автор брав участь у отриманні спостережного матеріалу та обговорені отриманих результатів.
- [2] A. Zheleznyak, A. **Sergeev**, and V. Konichek, “Optical monitoring of gravitationally lensed quasar sbs 1520+530”, *Вісник Київського національного університету*, vol. 39-40, pp. 81–85, 2003,
Для цієї роботи автор проводив спостереження на телескопі АДТ-22, проводив попередню обробку спостережного матеріалу та брав участь обговорені отриманих результатів.
- [3] А. Железняк, А. **Сергеев**, and О. Бурхонов, “Результаты оптических наблюдений гравитационной линзы sbs 1520+530 на майданской обсерватории”, *Астрономический Журнал*, vol. 80, pp. 756–766, 9 2003,
У цій роботі брав участь у спостереженні гравітаційно линзованого квазару, проводив фотометричну обробку спостережного матеріалу, проводив моделювання та аналізі отриманих результатів.

- [4] E. A. Koptelova, B. P. Artamonov, V. V. Bruevich, O. A. Burkhonov, and A. V. **Sergeev**, “Variability of the gravitational lens um 673 in 2003–2005”, *Astronomy Reports*, vol. 52, pp. 270–277, 2008,

У рамках цієї роботи автор брав участь у постановці завдання та спостереженнях. Також автором було проведена попередня обробка і виконано аналіз отриманих результатів.

- [5] V. N. Shalyapin, L. J. Goicoechea, E. Koptelova, B. P. Artamonov, A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, T. A. Akhunov, O. A. Burkhonov, S. N. Nuritdinov, and A. Ullán, “Microlensing variability in fbq 0951+2635: short-time-scale events or a long-time-scale fluctuation?”, *MNRAS*, vol. 397, pp. 1982–1989, 2009,

Для цієї роботи автором було частково отримано данні спостережень, їх обробка та фотометричний аналіз. Автор брав активну участь в обговоренні результатів і побудові кривих блиску.

- [6] V. G. Vakulik, V. M. Shulga, R. E. Schild, V. S. Tsvetkova, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, B. P. Artamonov, A. Y. Kochetov, G. V. Smirnov, A. V. **Sergeyev**, V. V. Konichek, I. Y. Sinelnikov, V. V. Bruevich, T. Akhunov, and O. Burkhonov, “Time delays in pg 1115+080: new estimates”, *MNRAS*, vol. 400, pp. L90–L93, 2009,

Для цієї роботи автор отримав данні спостережень, зробив їх попередню обробку за допомогою розробленого їм спеціалізованого програмного забезпечення, а також брав участь у написанні статті.

- [7] V. S. Tsvetkova, V. G. Vakulik, V. M. Shulga, R. E. Schild, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, B. P. Artamonov, A. Y. Kochetov, G. V. Smirnov, A. V. **Sergeyev**, V. V. Konichek, I. Y. Sinelnikov, A. P. Zheleznyak, V. V. Bruevich, R. Gaisin, T. Akhunov, and O. Burkhonov, “Pg1115+080: variations of the a2/a1 flux ratio and new values of the time delays”, *MNRAS*, vol. 406, pp. 2764–2776, 2010,

В основу цієї роботи лягли отриманні автором результати спостере-

жень гравітаційно лінзованого квазару. Також автором було частково проведена обробка та побудова кривих блиску зображень квазару.

- [8] V. N. Dudinov, G. V. Smirnov, V. G. Vakulik, A. V. **Sergeev**, and A. E. Kochetov, “Gravitational lens system q2237+0305 in 2001-2008: observations on mt. maidanak”, *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 2, pp. 115–124, 2011,

Автор брав участь у постановці задачі, розробці плану спостережень та брав активну участь у проведенні спостережень на телескопі АДТ-22. Також автор брав участь у написанні цієї статті та обговоренні результатів аналізу.

- [9] E. Koptelova, W. P. Chen, T. Chiueh, B. P. Artamonov, V. L. Oknyanskij, S. N. Nuritdinov, O. Burkhonov, T. Akhunov, V. V. Bruevich, O. V. Ezhkova, A. S. Gusev, A. V. **Sergeyev**, S. A. Ehgamberdiev, and M. A. Ibragimov, “Time delay between images of the lensed quasar um673”, *A&A*, vol. 544, A51, A51, 2012,

Автор брав участь у отриманні нового спостережного матеріалу, обчислюванні результатів аналізу та розробці програмного забезпечення.

- [10] E. Y. Bannikova, V. G. Vakulik, and A. V. **Sergeev**, “N-body simulation of a clumpy torus: application to active galactic nuclei”, *MNRAS*, vol. 424, pp. 820–829, 2012,

Автором було виконано розробка програмного забезпечення, та аналіз результатів обчислювання. Автор брав активну участь у постановці задачі й обговоренні результатів моделювання.

- [11] A. **Sergeev**, O. Burkhonov, V. Dudinov, A. Zheleznyak, Y. Krugly, I. Molotov, V. Shulga, V. Ehgamberdiev S. A. Konichek, and A. Kochetov, “The modernization of azt-22 telescope of maidanak high-altitude observatory: testing results”, *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 1, pp. 20–25, 2014,

Автор брав участь у розробці гідуючого пристрою, установці його

на телескопі та проводив тестування. Автор брав активну участь у постановці завдання та написанні статті.

- [12] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, and L. J. Goicoechea, “Discovery of the optically bright, wide separation double quasar sdss j1442+4055”, MNRAS, vol. 456, pp. 1948–1954, 2016,
Автору належать: постановка завдання, отримання спостережень, аналіз отриманих результатів та їх аналіз.
- [13] T. A. Akhunov, O. Wertz, A. Elyiv, R. Gaisin, B. P. Artamonov, V. N. Dudinov, S. N. Nuritdinov, C. Delvaux, A. V. **Sergeyev**, A. S. Gusev, V. V. Bruevich, O. Burkhonov, A. P. Zheleznyak, O. Ezhkova, and J. Surdej, “Adaptive psf fitting - a highly performing photometric method and light curves of the gls h1413+117: time delays and micro-lensing effects”, MNRAS, vol. 465, pp. 3607–3621, 2017,
В основу цієї статті лягли отримані автором матеріали спостережень. Автор брав участь у попередньої обробці, обговорені результатів та написанні статті.

У матеріалах та тезах конференцій:

- [14] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. V. Konichek, O. Burkhonov, and I. E. Sinelnikov, “Optical monitoring of gravitationally-lensed quasar sbs1520+530”, *Radio Astronomy at 70: From Karl Jansky to microjansky. JENAM-2003 Symposium*, 2003.
- [15] V. G. Vakulik, V. N. Dudinov, A. A. Minakov, S. N. Nuritdinov, O. A. Burkhonov, V. S. Tsvetkova, A. V. **Sergeev**, A. P. Zheleznyak, V. V. Konichek, I. Sinelnikov, and G. V. Smirnov, “Photometric activity in the q2237+ 0305 gravitational lens”, *Вісник Київського національного університету*, vol. 39-40, pp. 19–25, 2003.

- [16] A. P. Zheleznyak, A. V. **Sergeyev**, V. V. Konichek, and I. E. Sinelnikov, “Long-time scale variability and microlensing sign of sbs 1520 + 530”, *Proceedings of VII International Conference Relativistic Astrophysics, Gravitation and Cosmology*, 2005, pp. 7–8.
- [17] A. **Sergeyev**, “Photometric monitoring of sbs 1520+530: long-term variability and microlensing”, *25 Years After the Discovery: Some Current Topics on Lensed QSOs*, L. J. Goicoechea, Ed., 2005, p. 6.
- [18] A. В. **Сергеев**, “Наблюдения гравитационно линзированных квазаров на майданакской обсерватории”, *Актуальные проблемы внегалактической астрономии XXI*, 2005.
- [19] A. **Sergeyev**, “The results of monitoring of glq sbs 1520+530”, *Problems of Gravitational Lensing*, 2007. [Online]. Available: <http://www.sai.msu.ru/news/2007/04/06/linze.html>.
- [20] A. В. **Сергеев**, А. П. Железняк, Т. Акхунов, О. Бурхонов, and Б. В., “Определение и анализ параметров глс sbs 1520+530 по результатам наблюдений 2000-2006 годах”, *Proceedings of International Conference Relativistic Astrophysics, Gravitation and Cosmology*, 2009.
- [21] V. M. Shulga, V. S. Tsvetkova, A. A. Minakov, V. N. Dudinov, V. G. Vakulik, A. Y. Kochetov, G. V. Smirnov, and A. V. **Sergeyev**, “Strong gravitational lensing as a key to detect dark matter: the results of monitoring pg1115+080 and q2237+0305”, *Proceedings of the 10th G. Gamow’s Odessa Astronomical Conference-Summer School Astronomy and Beyond: Cosmomicrophysics, Cosmology and Gravitation, Astrophysics, Radio Astronomy and Astrobiology*, 2010, pp. 57–64.
- [22] A. **Sergeyev**, “Glq observations at maidanak observatory”, *3th Maidanak Users Meeting*, 2012.
- [23] E. Koptelova, W. P. Chen, T. Chiueh, B. P. Artamonov, V. L. Oknyanskij, S. N. Nuritdinov, O. Burkhonov, T. Akhunov, V. V. Bruevich, O. V. Ezhkova, A. S. Gusev, A. V. **Sergeyev**, S. A. Ehgamberdiev,

- and M. A. Ibragimov, “Time delay between images of the lensed quasar um673”, vol. 25, 2012, pp. 169–171.
- [24] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, and L. J. Goicechea, “Discovery of the optically bright, wide separation double quasar sdss j1442+4055”, *Astronomy and Space Physics in Kyiv University*, 2016, p. 21.
 - [25] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, L. J. Goicechea, and O. Burkhonov, “The search gravitationally lensed quasars: the technique and first results.”, *Proceedings of the 16th G. Gamow’s Odessa Astronomical Conference-Summer School Astronomy and Beyond: Cosmomicrophysics, Cosmology and Gravitation, Astrophysics, Radio Astronomy and Astrobiology*, 2016, pp. 11–12.
 - [26] A. V. **Sergeyev**, A. P. Zheleznyak, V. N. Shalyapin, and L. J. Goicechea, “Gravitationally lensed quasars search program: new double imaged quasar sdss j1617+3827”, *Astronomy and Space Physics in Kyiv University*, 2017, p. 39.

ТАБЛИЦІ

У таблицях А.3, А.4, А.5 приведено результати фотометрії зображень гравітаційно лінзовного квазару SBS 1520+530, отримані у період 1999-2009 років за допомогою телескопу АДТ-22 Майданакської обсерваторії в фільтрах V, R та I. В стовпцях таблиць приведені: юліанська дата спостереження; величина ширини опорної зірки на рівні половини від максимуму яскравості (FWHM) у секундах дуги; оцінка блиску компонентів А та В ГЛК SBS 1520+530; оцінка похибок фотометрії компонентів А, В ГЛК SBS 1520+530.

Таблиця А.3. Результати фотометрії компонентів ГЛК SBS 1520+530 у фільтрі V

Юліанська дата	FWHM, "	A, mag	B, mag	Err, mag	Err, mag
2451239.2	1.30	18.537	19.336	0.005	0.014
2451580.8	1.63	18.432	19.202	0.023	0.060
2451588.7	1.30	18.437	19.153	0.009	0.030
2451591.7	1.48	18.422	19.134	0.012	0.011
2451761.4	1.22	18.442	19.132	0.016	0.024
2451775.4	1.18	18.419	19.175	0.009	0.023
2451777.4	1.08	18.409	19.139	0.019	0.037
2451779.4	0.97	18.390	19.148	0.020	0.022
2451781.4	1.46	18.407	19.204	0.023	0.042
2451984.5	0.86	18.544	19.008	0.010	0.008
2451989.5	0.64	18.538	19.014	0.007	0.007
2452006.5	0.78	18.569	19.036	0.012	0.026
2452009.4	0.96	18.555	19.048	0.012	0.020
2452020.4	0.88	18.552	19.082	0.006	0.005
2452021.4	1.19	18.561	19.090	0.004	0.006
2452026.4	0.79	18.558	19.099	0.009	0.007
2452032.4	1.01	18.578	19.152	0.008	0.020
2452129.2	1.43	18.464	19.375	0.005	0.024
2452130.2	1.14	18.491	19.344	0.008	0.006
2452143.2	1.11	18.476	19.365	0.004	0.008
2452146.2	1.25	18.469	19.347	0.004	0.009
2452153.1	1.03	18.479	19.355	0.008	0.012
2452158.2	1.18	18.438	19.296	0.012	0.034
2452162.2	1.66	18.467	19.361	0.007	0.011
2452374.5	0.91	18.555	19.221	0.012	0.030
2452374.5	0.91	18.555	19.221	0.012	0.030
2452462.2	1.74	18.495	19.321	0.007	0.028
2452462.2	1.74	18.495	19.321	0.007	0.028
2452465.2	1.89	18.458	19.309	0.021	0.056
2452465.2	1.89	18.458	19.309	0.021	0.056

2452466.2	1.57	18.488	19.332	0.010	0.018
2452466.2	1.57	18.488	19.332	0.010	0.018
2452470.2	1.36	18.494	19.370	0.003	0.009
2452470.2	1.36	18.494	19.370	0.003	0.009
2452473.2	1.57	18.480	19.309	0.009	0.021
2452473.2	1.57	18.480	19.309	0.009	0.021
2452516.1	0.94	18.479	19.419	0.010	0.028
2452516.1	0.94	18.479	19.419	0.010	0.028
2452523.1	1.17	18.426	19.373	0.008	0.004
2452523.1	1.17	18.426	19.373	0.008	0.004
2452528.1	1.04	18.428	19.338	0.011	0.012
2452528.1	1.04	18.428	19.338	0.011	0.012
2452673.6	1.04	18.439	19.229	0.036	0.040
2452681.5	0.75	18.437	19.288	0.008	0.010
2452778.4	0.95	18.532	19.268	0.022	0.033
2452782.3	0.94	18.537	19.300	0.006	0.011
2452783.4	0.92	18.541	19.309	0.003	0.010
2452792.3	1.11	18.535	19.299	0.011	0.018
2452794.3	1.39	18.541	19.277	0.013	0.039
2452799.3	1.84	18.523	19.387	0.024	0.022
2452801.3	1.14	18.534	19.373	0.005	0.017
2452803.3	1.20	18.540	19.307	0.013	0.048
2452808.3	0.80	18.525	19.331	0.011	0.015
2452819.2	1.36	18.529	19.349	0.006	0.026
2452821.2	0.82	18.523	19.321	0.013	0.009
2452828.2	0.96	18.523	19.401	0.013	0.038
2452832.2	1.27	18.554	19.372	0.016	0.048
2452836.2	0.98	18.534	19.384	0.016	0.023
2452837.3	1.09	18.488	19.366	0.014	0.016
2452839.2	1.06	18.515	19.309	0.013	0.004
2452841.2	1.36	18.487	19.334	0.009	0.019
2452846.3	1.18	18.499	19.361	0.006	0.003
2452848.2	1.06	18.497	19.333	0.009	0.003
2452849.2	1.22	18.504	19.323	0.011	0.009
2452851.2	1.31	18.510	19.338	0.003	0.012
2452858.2	1.08	18.503	19.311	0.010	0.023
2452859.2	1.66	18.516	19.332	0.016	0.049
2452861.2	1.50	18.534	19.342	0.009	0.033
2452862.2	1.08	18.499	19.275	0.013	0.016
2452884.1	1.40	18.563	19.396	0.008	0.039
2452893.1	1.01	18.569	19.399	0.021	0.022
2452899.1	1.49	18.568	19.352	0.006	0.032
2452900.1	1.07	18.578	19.402	0.006	0.020
2452907.1	1.53	18.604	19.445	0.004	0.020
2453022.6	1.03	18.583	19.354	0.013	0.027
2453026.6	1.41	18.603	19.383	0.006	0.017
2453027.6	0.91	18.579	19.439	0.001	0.006
2453045.5	1.32	18.628	19.437	0.015	0.039
2453061.5	1.65	18.641	19.441	0.012	0.022
2453062.6	0.95	18.627	19.419	0.017	0.007
2453063.5	0.76	18.624	19.436	0.013	0.026
2453066.6	0.73	18.641	19.452	0.004	0.003
2453105.4	1.22	18.594	19.422	0.005	0.014
2453107.4	0.93	18.595	19.407	0.007	0.015
2453108.4	1.01	18.600	19.410	0.001	0.019

2453110.4	0.87	18.603	19.424	0.004	0.012
2453115.4	1.25	18.608	19.432	0.003	0.016
2453128.4	1.33	18.565	19.411	0.009	0.027
2453129.4	1.12	18.557	19.409	0.009	0.012
2453133.4	1.94	18.552	19.463	0.025	0.000
2453134.3	1.29	18.553	19.428	0.006	0.012
2453137.4	1.08	18.562	19.425	0.005	0.009
2453139.4	0.98	18.545	19.412	0.005	0.009
2453142.3	1.35	18.546	19.414	0.005	0.013
2453149.4	0.95	18.563	19.432	0.005	0.002
2453151.3	1.35	18.560	19.422	0.005	0.010
2453153.3	0.95	18.546	19.440	0.004	0.009
2453158.4	1.30	18.550	19.414	0.016	0.038
2453159.3	1.04	18.538	19.414	0.012	0.005
2453160.3	1.16	18.538	19.393	0.007	0.018
2453163.3	1.37	18.560	19.449	0.013	0.007
2453164.3	1.11	18.554	19.442	0.001	0.002
2453165.3	0.89	18.538	19.463	0.001	0.005
2453166.3	1.21	18.544	19.468	0.007	0.020
2453167.2	1.17	18.548	19.460	0.003	0.014
2453168.3	1.09	18.559	19.441	0.010	0.008
2453169.3	1.14	18.545	19.440	0.008	0.002
2453171.3	1.46	18.563	19.480	0.004	0.010
2453172.3	1.14	18.557	19.488	0.000	0.018
2453173.3	1.29	18.552	19.469	0.004	0.013
2453175.3	1.11	18.550	19.464	0.006	0.008
2453176.3	1.31	18.547	19.479	0.015	0.006
2453177.3	1.18	18.571	19.476	0.015	0.004
2453178.3	1.24	18.561	19.472	0.010	0.026
2453195.3	1.03	18.590	19.474	0.005	0.016
2453196.3	1.11	18.598	19.465	0.008	0.004
2453208.2	1.14	18.617	19.480	0.006	0.005
2453210.3	0.98	18.605	19.485	0.008	0.008
2453214.2	1.06	18.602	19.462	0.008	0.013
2453215.2	1.20	18.590	19.475	0.009	0.014
2453216.2	1.46	18.608	19.470	0.015	0.027
2453222.2	0.97	18.623	19.479	0.012	0.009
2453224.2	1.64	18.616	19.474	0.007	0.008
2453227.2	1.13	18.612	19.460	0.006	0.007
2453231.2	1.23	18.611	19.454	0.021	0.015
2453232.1	1.33	18.619	19.422	0.012	0.005
2453234.2	1.16	18.625	19.450	0.007	0.013
2453236.1	1.66	18.647	19.433	0.020	0.044
2453240.1	1.30	18.621	19.435	0.002	0.019
2453250.1	1.42	18.638	19.410	0.012	0.012
2453251.2	1.40	18.629	19.423	0.008	0.014
2453254.2	1.06	18.646	19.423	0.006	0.016
2453260.1	1.18	18.651	19.407	0.004	0.004
2453266.2	1.71	18.657	19.392	0.007	0.013
2453268.1	1.01	18.656	19.417	0.014	0.009
2453482.4	0.99	18.536	19.542	0.010	0.013
2453520.4	2.03	18.518	19.488	0.015	0.053
2453521.4	1.28	18.507	19.526	0.006	0.016
2453524.3	1.15	18.515	19.483	0.006	0.013
2453564.2	1.28	18.541	19.453	0.006	0.016

2453566.2	1.14	18.546	19.444	0.008	0.013
2453570.2	1.12	18.529	19.465	0.012	0.046
2453575.2	1.19	18.508	19.469	0.007	0.015
2453577.2	1.23	18.498	19.471	0.004	0.025
2453580.2	1.01	18.491	19.476	0.005	0.005
2453590.2	1.31	18.501	19.447	0.006	0.014
2453596.2	1.26	18.492	19.428	0.005	0.016
2453598.2	1.16	18.473	19.425	0.011	0.025
2453604.2	1.06	18.504	19.407	0.008	0.024
2453608.2	1.20	18.518	19.441	0.007	0.018
2453610.2	1.86	18.525	19.463	0.014	0.021
2453615.1	1.02	18.518	19.442	0.003	0.018
2453619.1	0.97	18.499	19.474	0.032	0.025
2453626.2	1.04	18.492	19.461	0.011	0.017
2453802.5	0.92	18.569	19.436	0.005	0.014
2453863.4	1.22	18.668	19.503	0.005	0.008
2453877.4	1.45	18.675	19.500	0.006	0.015
2453889.4	1.25	18.701	19.543	0.008	0.005
2453907.3	0.91	18.701	19.558	0.006	0.009
2453920.3	0.96	18.688	19.545	0.003	0.009
2453934.3	1.12	18.682	19.542	0.006	0.008
2454248.4	1.20	18.698	19.611	0.007	0.026
2454355.2	2.22	18.670	19.771	0.008	0.052
2454757.1	1.45	18.672	19.746	0.014	0.021
2454766.1	1.17	18.651	19.738	0.002	0.023

Таблиця А.4. Результати фотометрії компонентів ГЛК SBS 1520+530 у фільтрі R

Юліанська дата	FWHM, "	A, mag	B, mag	Err, mag	Err, mag
2451239.2	1.24	18.371	19.108	0.011	0.004
2451377.3	1.35	18.308	19.063	0.011	0.026
2451379.3	1.01	18.294	19.069	0.007	0.008
2451380.2	1.13	18.303	19.056	0.008	0.017
2451425.2	1.26	18.301	19.066	0.007	0.019
2451435.2	1.17	18.292	19.084	0.008	0.016
2451437.2	1.21	18.283	19.087	0.003	0.011
2451439.2	1.17	18.296	19.061	0.011	0.021
2451575.6	1.66	18.259	18.958	0.010	0.024
2451576.6	0.88	18.284	18.999	0.005	0.008
2451580.5	1.29	18.257	18.944	0.004	0.008
2451585.6	1.16	18.275	18.994	0.033	0.051
2451588.5	1.29	18.279	19.028	0.004	0.022
2451591.6	1.56	18.251	19.050	0.019	0.042
2451750.3	1.42	18.254	18.985	0.011	0.014
2451751.2	1.48	18.243	19.046	0.008	0.017
2451754.2	1.09	18.247	19.036	0.004	0.023
2451755.2	1.29	18.264	19.024	0.007	0.007
2451759.2	1.08	18.255	18.993	0.006	0.009
2451760.2	1.13	18.259	19.029	0.008	0.017
2451761.2	1.06	18.242	19.004	0.006	0.017
2451762.2	1.26	18.268	19.001	0.006	0.016
2451766.2	1.38	18.287	18.984	0.013	0.014

2451767.2	1.31	18.273	19.043	0.008	0.017
2451768.2	1.10	18.247	18.991	0.005	0.011
2451769.2	1.33	18.287	19.022	0.009	0.014
2451770.2	1.30	18.279	19.003	0.009	0.024
2451771.2	1.16	18.274	19.030	0.010	0.035
2451772.2	1.28	18.258	18.980	0.017	0.032
2451775.2	1.15	18.264	18.992	0.008	0.014
2451776.2	1.10	18.254	18.979	0.004	0.011
2451777.2	0.95	18.275	18.981	0.009	0.016
2451779.2	0.91	18.268	18.979	0.004	0.021
2451780.2	1.23	18.261	19.015	0.011	0.023
2451781.2	1.34	18.221	18.962	0.012	0.022
2451788.2	1.03	18.238	18.990	0.007	0.009
2451789.2	1.23	18.225	18.997	0.014	0.029
2451792.2	1.27	18.242	19.009	0.009	0.017
2451793.2	1.51	18.237	18.993	0.013	0.019
2451794.2	1.47	18.255	19.031	0.013	0.032
2451797.2	1.14	18.216	18.973	0.010	0.016
2451983.5	0.87	18.373	18.865	0.004	0.008
2451984.5	0.81	18.367	18.859	0.004	0.005
2451986.5	1.75	18.351	18.799	0.010	0.016
2451989.5	0.64	18.383	18.879	0.008	0.006
2451991.5	0.85	18.374	18.868	0.004	0.005
2452003.4	1.07	18.368	18.843	0.010	0.012
2452006.4	0.82	18.386	18.886	0.006	0.007
2452009.4	0.93	18.380	18.906	0.008	0.011
2452020.3	1.14	18.388	18.906	0.004	0.004
2452021.3	0.89	18.415	18.942	0.005	0.006
2452026.3	0.84	18.409	18.954	0.004	0.007
2452027.4	1.25	18.401	18.951	0.006	0.008
2452032.3	1.03	18.404	18.945	0.010	0.010
2452128.2	1.39	18.342	19.159	0.004	0.010
2452129.2	1.23	18.366	19.161	0.008	0.018
2452130.2	1.13	18.340	19.171	0.005	0.010
2452132.2	1.41	18.339	19.163	0.003	0.013
2452133.2	1.19	18.347	19.156	0.004	0.007
2452138.2	1.04	18.334	19.187	0.012	0.011
2452140.2	1.34	18.329	19.175	0.006	0.005
2452142.2	1.04	18.349	19.177	0.006	0.007
2452143.2	1.14	18.344	19.177	0.003	0.008
2452146.2	1.11	18.336	19.194	0.004	0.007
2452149.1	1.36	18.343	19.155	0.025	0.058
2452152.2	1.40	18.351	19.150	0.008	0.012
2452153.1	1.00	18.347	19.192	0.004	0.018
2452154.1	1.08	18.328	19.177	0.007	0.012
2452156.1	1.81	18.346	19.154	0.014	0.029
2452157.1	1.19	18.343	19.167	0.007	0.011
2452158.2	1.07	18.295	19.163	0.005	0.031
2452160.2	1.42	18.326	19.179	0.006	0.016
2452162.1	1.62	18.321	19.190	0.007	0.018
2452337.5	0.90	18.300	19.013	0.014	0.048
2452374.5	0.87	18.401	19.089	0.005	0.018
2452460.2	1.66	18.326	19.170	0.005	0.014
2452461.2	2.02	18.290	19.180	0.011	0.033
2452462.2	1.79	18.324	19.156	0.005	0.016

2452463.2	1.46	18.314	19.165	0.012	0.042
2452465.2	1.85	18.327	19.173	0.004	0.016
2452466.2	1.52	18.323	19.166	0.007	0.012
2452467.2	1.48	18.340	19.152	0.005	0.010
2452468.2	1.47	18.329	19.179	0.005	0.015
2452469.2	1.68	18.333	19.200	0.007	0.010
2452470.2	1.28	18.349	19.160	0.015	0.022
2452471.2	1.45	18.313	19.154	0.009	0.025
2452472.2	1.71	18.314	19.137	0.017	0.019
2452473.2	1.56	18.307	19.126	0.011	0.023
2452474.2	1.69	18.321	19.175	0.021	0.041
2452475.2	1.56	18.349	19.209	0.011	0.034
2452477.2	2.16	18.305	19.166	0.026	0.048
2452514.2	1.16	18.303	19.202	0.010	0.033
2452515.1	1.19	18.337	19.132	0.011	0.018
2452516.1	0.96	18.315	19.190	0.009	0.008
2452520.1	1.77	18.309	19.147	0.011	0.042
2452521.1	2.11	18.298	19.110	0.016	0.056
2452522.1	1.43	18.301	19.165	0.011	0.019
2452523.1	1.11	18.317	19.202	0.006	0.027
2452524.1	1.28	18.307	19.161	0.006	0.016
2452525.1	1.47	18.293	19.127	0.011	0.019
2452526.1	1.65	18.298	19.181	0.005	0.020
2452528.1	0.95	18.301	19.192	0.011	0.024
2452671.5	1.14	18.314	19.129	0.004	0.005
2452672.6	0.95	18.294	19.125	0.006	0.010
2452674.5	1.62	18.272	19.120	0.008	0.025
2452680.5	0.88	18.310	19.131	0.008	0.007
2452681.5	0.71	18.310	19.162	0.007	0.015
2452755.4	1.27	18.354	19.102	0.012	0.009
2452756.4	0.95	18.364	19.141	0.009	0.018
2452757.4	0.85	18.348	19.102	0.001	0.005
2452758.4	1.43	18.350	19.094	0.012	0.025
2452763.4	0.96	18.375	19.121	0.010	0.012
2452764.3	0.87	18.349	19.127	0.010	0.016
2452765.4	0.89	18.352	19.097	0.003	0.020
2452767.3	0.73	18.375	19.143	0.003	0.008
2452768.4	1.20	18.363	19.126	0.004	0.008
2452771.3	1.67	18.389	19.119	0.003	0.005
2452775.3	1.19	18.393	19.189	0.024	0.063
2452776.3	0.89	18.351	19.103	0.020	0.015
2452777.3	0.79	18.365	19.128	0.010	0.022
2452778.4	0.82	18.353	19.142	0.014	0.019
2452779.3	1.13	18.373	19.099	0.009	0.008
2452780.3	0.99	18.392	19.118	0.008	0.014
2452782.3	0.83	18.371	19.141	0.005	0.016
2452783.4	0.85	18.395	19.137	0.006	0.011
2452787.4	1.31	18.387	19.132	0.007	0.009
2452789.4	0.89	18.376	19.139	0.011	0.014
2452792.3	0.98	18.373	19.141	0.008	0.016
2452794.3	1.33	18.377	19.122	0.009	0.011
2452799.3	1.31	18.377	19.123	0.018	0.038
2452801.3	1.26	18.394	19.123	0.004	0.024
2452803.3	1.07	18.389	19.151	0.020	0.026
2452808.3	0.78	18.385	19.163	0.009	0.013

2452817.2	1.09	18.374	19.164	0.008	0.011
2452818.3	1.37	18.357	19.155	0.007	0.021
2452819.2	1.42	18.375	19.149	0.010	0.020
2452820.3	0.94	18.369	19.178	0.001	0.020
2452821.2	0.73	18.367	19.151	0.009	0.013
2452822.3	0.84	18.393	19.196	0.007	0.013
2452823.3	0.88	18.331	19.196	0.012	0.023
2452824.3	1.15	18.375	19.173	0.005	0.032
2452828.2	0.88	18.366	19.154	0.019	0.027
2452829.2	0.95	18.354	19.224	0.014	0.022
2452830.2	0.92	18.360	19.096	0.009	0.039
2452831.2	1.26	18.340	19.084	0.029	0.031
2452832.2	1.26	18.357	19.116	0.026	0.027
2452833.2	1.44	18.380	19.171	0.022	0.054
2452835.2	0.85	18.349	19.169	0.019	0.033
2452836.2	0.94	18.362	19.144	0.010	0.025
2452837.3	1.07	18.361	19.159	0.008	0.015
2452838.2	0.89	18.352	19.169	0.004	0.014
2452839.2	1.08	18.368	19.181	0.006	0.010
2452840.2	1.14	18.350	19.176	0.003	0.034
2452841.2	1.37	18.367	19.165	0.008	0.009
2452842.2	1.67	18.366	19.151	0.032	0.037
2452843.2	1.68	18.336	19.217	0.015	0.014
2452844.2	1.27	18.337	19.146	0.010	0.008
2452845.2	1.07	18.373	19.173	0.009	0.026
2452846.2	1.04	18.363	19.148	0.010	0.016
2452847.2	1.05	18.357	19.198	0.008	0.018
2452848.2	0.97	18.353	19.185	0.009	0.012
2452849.2	1.07	18.354	19.159	0.008	0.010
2452850.2	1.17	18.348	19.170	0.007	0.019
2452851.2	1.30	18.366	19.173	0.009	0.017
2452852.2	0.79	18.368	19.183	0.004	0.021
2452854.2	1.77	18.319	19.177	0.010	0.042
2452856.2	1.54	18.359	19.163	0.013	0.020
2452857.2	1.33	18.353	19.187	0.003	0.020
2452858.2	0.92	18.373	19.177	0.008	0.019
2452859.2	1.00	18.376	19.189	0.005	0.017
2452860.2	1.09	18.354	19.175	0.011	0.028
2452861.2	1.32	18.360	19.087	0.016	0.038
2452862.2	1.16	18.360	19.161	0.014	0.025
2452884.1	1.22	18.379	19.201	0.013	0.020
2452888.1	1.43	18.391	19.150	0.023	0.053
2452892.1	1.14	18.406	19.221	0.004	0.009
2452893.1	0.93	18.427	19.241	0.018	0.039
2452899.1	1.56	18.409	19.217	0.010	0.035
2452900.1	1.12	18.400	19.229	0.013	0.030
2452903.1	1.10	18.423	19.213	0.005	0.008
2452907.1	1.66	18.406	19.218	0.012	0.020
2452908.1	1.41	18.410	19.220	0.003	0.010
2452911.1	2.34	18.413	19.278	0.010	0.014
2452912.1	1.55	18.428	19.205	0.005	0.011
2452913.1	1.83	18.422	19.184	0.007	0.010
2452914.1	1.19	18.437	19.222	0.007	0.012
2453021.6	1.21	18.419	19.205	0.004	0.033
2453022.6	1.07	18.418	19.161	0.007	0.017

2453026.6	1.41	18.429	19.208	0.007	0.006
2453027.6	0.86	18.435	19.254	0.006	0.010
2453045.5	1.27	18.434	19.242	0.007	0.017
2453046.5	1.37	18.442	19.238	0.017	0.027
2453062.5	1.04	18.463	19.248	0.005	0.013
2453063.5	0.74	18.477	19.278	0.010	0.012
2453066.5	0.79	18.484	19.294	0.003	0.008
2453094.5	0.90	18.480	19.278	0.008	0.010
2453095.5	0.91	18.446	19.248	0.013	0.010
2453105.4	1.05	18.443	19.261	0.003	0.013
2453106.4	0.77	18.449	19.259	0.005	0.005
2453107.4	0.88	18.449	19.266	0.008	0.013
2453108.4	0.98	18.431	19.238	0.006	0.015
2453110.4	0.88	18.435	19.259	0.004	0.008
2453112.4	1.53	18.413	19.244	0.004	0.007
2453115.4	1.23	18.439	19.260	0.005	0.023
2453118.4	1.32	18.442	19.238	0.004	0.010
2453127.3	1.39	18.411	19.220	0.015	0.018
2453128.3	1.17	18.422	19.209	0.006	0.022
2453129.4	1.17	18.415	19.253	0.006	0.022
2453133.4	1.60	18.403	19.244	0.007	0.027
2453134.3	1.05	18.414	19.230	0.005	0.014
2453137.4	1.04	18.423	19.255	0.004	0.014
2453139.4	0.88	18.409	19.254	0.007	0.010
2453142.3	1.24	18.386	19.228	0.015	0.001
2453146.3	0.96	18.400	19.247	0.002	0.010
2453149.3	0.85	18.420	19.269	0.003	0.004
2453151.3	1.27	18.408	19.267	0.006	0.008
2453153.3	0.92	18.395	19.229	0.011	0.016
2453158.3	1.14	18.412	19.265	0.007	0.039
2453159.3	1.12	18.410	19.261	0.009	0.017
2453160.3	0.90	18.394	19.248	0.013	0.008
2453163.2	1.46	18.416	19.235	0.011	0.015
2453164.2	1.00	18.401	19.265	0.004	0.015
2453165.3	0.80	18.411	19.276	0.006	0.009
2453166.3	0.99	18.401	19.269	0.006	0.006
2453167.2	0.98	18.402	19.276	0.005	0.006
2453168.3	1.05	18.407	19.256	0.008	0.007
2453169.3	1.10	18.409	19.250	0.006	0.008
2453171.3	1.32	18.400	19.272	0.006	0.008
2453172.3	1.00	18.405	19.291	0.006	0.009
2453173.3	1.08	18.403	19.278	0.004	0.016
2453174.3	0.94	18.426	19.293	0.003	0.005
2453175.3	0.95	18.413	19.277	0.004	0.012
2453176.3	1.17	18.423	19.261	0.005	0.015
2453177.2	1.18	18.403	19.272	0.006	0.005
2453178.2	1.21	18.411	19.276	0.004	0.013
2453188.3	1.43	18.431	19.258	0.009	0.035
2453189.3	1.04	18.435	19.271	0.007	0.029
2453190.3	1.39	18.421	19.288	0.010	0.031
2453192.3	1.41	18.416	19.286	0.008	0.011
2453193.3	1.39	18.435	19.250	0.012	0.033
2453194.3	1.62	18.428	19.282	0.008	0.021
2453195.3	0.97	18.440	19.270	0.003	0.002
2453196.2	1.12	18.440	19.290	0.004	0.005

2453197.2	0.87	18.423	19.313	0.010	0.016
2453203.2	1.38	18.431	19.280	0.006	0.013
2453205.2	1.65	18.425	19.286	0.009	0.008
2453208.2	1.23	18.424	19.304	0.005	0.014
2453209.2	0.98	18.439	19.301	0.003	0.010
2453210.2	0.87	18.442	19.308	0.007	0.012
2453211.2	0.96	18.468	19.311	0.005	0.006
2453212.2	1.58	18.459	19.276	0.001	0.013
2453214.2	0.94	18.425	19.285	0.004	0.012
2453215.2	1.21	18.431	19.258	0.011	0.013
2453216.2	1.33	18.449	19.248	0.006	0.026
2453222.2	1.02	18.459	19.280	0.004	0.018
2453224.2	1.44	18.436	19.270	0.005	0.024
2453227.2	1.17	18.441	19.275	0.003	0.009
2453231.2	1.21	18.448	19.237	0.008	0.011
2453232.2	1.17	18.444	19.275	0.011	0.014
2453234.2	1.12	18.452	19.257	0.007	0.012
2453236.2	1.56	18.444	19.263	0.005	0.008
2453238.1	1.22	18.456	19.265	0.013	0.018
2453240.1	1.14	18.467	19.242	0.012	0.015
2453250.2	1.41	18.460	19.246	0.009	0.020
2453251.2	1.29	18.477	19.250	0.006	0.005
2453252.2	1.10	18.480	19.272	0.005	0.011
2453253.1	1.16	18.477	19.236	0.007	0.013
2453254.1	0.91	18.478	19.271	0.006	0.017
2453255.1	0.91	18.490	19.280	0.007	0.006
2453256.2	1.18	18.472	19.252	0.008	0.011
2453258.2	1.38	18.476	19.263	0.004	0.010
2453260.1	1.18	18.497	19.249	0.007	0.012
2453264.2	1.86	18.473	19.302	0.015	0.029
2453266.1	1.67	18.490	19.200	0.007	0.017
2453267.1	1.26	18.493	19.205	0.006	0.010
2453268.1	0.86	18.501	19.250	0.007	0.019
2453410.6	0.76	18.435	19.332	0.008	0.007
2453416.5	0.71	18.417	19.352	0.003	0.007
2453418.5	1.59	18.414	19.310	0.008	0.024
2453422.5	0.86	18.429	19.359	0.008	0.015
2453429.5	0.82	18.411	19.336	0.005	0.009
2453434.5	0.78	18.421	19.356	0.005	0.005
2453449.5	1.53	18.389	19.384	0.002	0.043
2453451.5	0.94	18.387	19.368	0.007	0.009
2453452.5	0.81	18.405	19.368	0.007	0.007
2453470.4	1.96	18.372	19.339	0.007	0.032
2453474.4	1.40	18.349	19.320	0.007	0.012
2453475.4	0.90	18.398	19.303	0.003	0.006
2453477.4	0.88	18.389	19.341	0.004	0.006
2453482.4	0.93	18.398	19.340	0.014	0.031
2453488.4	1.02	18.366	19.341	0.010	0.011
2453490.4	1.06	18.361	19.296	0.004	0.015
2453491.4	1.09	18.365	19.319	0.017	0.011
2453500.4	1.36	18.379	19.297	0.007	0.018
2453501.4	0.99	18.369	19.301	0.007	0.020
2453504.3	1.31	18.364	19.300	0.006	0.008
2453506.4	1.01	18.385	19.313	0.003	0.005
2453508.3	0.93	18.388	19.312	0.003	0.007

2453511.3	1.03	18.384	19.314	0.004	0.013
2453512.3	0.78	18.387	19.324	0.005	0.019
2453516.4	0.94	18.374	19.311	0.005	0.020
2453518.4	0.80	18.380	19.320	0.009	0.007
2453520.4	1.78	18.358	19.332	0.012	0.008
2453521.3	1.05	18.364	19.277	0.002	0.010
2453524.3	1.00	18.355	19.305	0.005	0.005
2453526.3	1.13	18.375	19.303	0.002	0.009
2453527.2	1.34	18.366	19.279	0.005	0.009
2453528.2	1.10	18.355	19.290	0.006	0.010
2453534.3	1.32	18.361	19.270	0.005	0.014
2453535.3	1.00	18.357	19.300	0.004	0.011
2453536.3	1.09	18.363	19.309	0.007	0.016
2453538.2	1.52	18.358	19.245	0.007	0.034
2453540.3	0.95	18.389	19.355	0.011	0.018
2453541.3	1.20	18.358	19.291	0.010	0.022
2453542.3	0.93	18.361	19.246	0.009	0.009
2453544.3	1.04	18.360	19.259	0.014	0.011
2453545.3	1.35	18.361	19.218	0.009	0.015
2453547.3	2.16	18.379	19.293	0.020	0.070
2453552.3	0.97	18.352	19.283	0.006	0.007
2453553.3	1.18	18.360	19.241	0.010	0.016
2453555.3	0.95	18.355	19.259	0.008	0.010
2453557.3	1.06	18.362	19.284	0.007	0.013
2453566.2	1.20	18.357	19.272	0.010	0.018
2453570.2	1.02	18.374	19.271	0.008	0.008
2453575.2	1.17	18.358	19.256	0.007	0.015
2453577.2	1.22	18.362	19.246	0.008	0.040
2453578.2	0.99	18.372	19.288	0.006	0.010
2453579.2	1.09	18.354	19.267	0.005	0.007
2453580.2	1.00	18.354	19.276	0.005	0.007
2453581.2	1.10	18.359	19.265	0.007	0.008
2453590.2	1.27	18.337	19.261	0.007	0.015
2453592.2	0.87	18.347	19.277	0.004	0.009
2453596.2	1.12	18.358	19.263	0.011	0.017
2453598.2	1.17	18.356	19.274	0.009	0.018
2453604.1	1.12	18.361	19.269	0.010	0.010
2453605.2	1.23	18.368	19.275	0.006	0.020
2453608.1	1.08	18.371	19.272	0.007	0.010
2453610.1	1.72	18.335	19.232	0.010	0.017
2453611.1	1.06	18.363	19.275	0.005	0.006
2453615.1	0.93	18.359	19.263	0.009	0.018
2453617.1	0.87	18.345	19.267	0.007	0.007
2453618.2	0.87	18.371	19.285	0.006	0.008
2453619.1	0.87	18.381	19.293	0.007	0.010
2453620.1	1.03	18.377	19.270	0.003	0.007
2453621.1	1.49	18.337	19.270	0.005	0.015
2453626.1	1.01	18.355	19.253	0.004	0.013
2453740.5	1.10	18.357	19.211	0.005	0.006
2453741.6	1.26	18.384	19.260	0.005	0.009
2453778.5	1.11	18.392	19.227	0.005	0.007
2453786.5	1.76	18.367	19.253	0.007	0.023
2453793.5	1.35	18.398	19.230	0.006	0.009
2453802.5	0.87	18.372	19.233	0.005	0.008
2453818.5	1.70	18.411	19.205	0.014	0.023

2453821.5	1.60	18.407	19.215	0.005	0.012
2453836.4	1.87	18.433	19.239	0.010	0.019
2453837.5	0.90	18.456	19.283	0.006	0.008
2453839.4	1.27	18.436	19.250	0.005	0.014
2453852.4	0.94	18.451	19.283	0.002	0.006
2453862.3	1.44	18.466	19.309	0.006	0.011
2453863.5	1.10	18.457	19.282	0.008	0.006
2453866.3	1.25	18.463	19.282	0.006	0.010
2453869.4	0.70	18.511	19.354	0.005	0.010
2453871.3	0.79	18.477	19.309	0.003	0.023
2453873.4	1.19	18.463	19.310	0.006	0.014
2453875.4	0.96	18.485	19.317	0.003	0.008
2453877.4	1.41	18.477	19.299	0.010	0.013
2453879.3	1.10	18.473	19.300	0.006	0.015
2453883.3	1.45	18.479	19.310	0.004	0.012
2453885.3	0.84	18.500	19.340	0.003	0.004
2453887.4	1.03	18.510	19.359	0.004	0.007
2453889.4	0.93	18.505	19.339	0.004	0.011
2453891.4	1.67	18.505	19.341	0.007	0.013
2453893.4	1.63	18.493	19.326	0.005	0.007
2453895.4	1.05	18.500	19.333	0.004	0.010
2453898.3	0.99	18.483	19.337	0.008	0.010
2453900.3	1.66	18.492	19.324	0.015	0.014
2453902.4	1.65	18.482	19.357	0.013	0.020
2453904.4	1.06	18.482	19.331	0.004	0.011
2453907.3	1.05	18.505	19.350	0.003	0.011
2453910.4	1.26	18.497	19.346	0.006	0.010
2453912.4	1.13	18.483	19.327	0.006	0.007
2453915.3	1.23	18.491	19.326	0.006	0.005
2453918.3	1.48	18.483	19.310	0.002	0.011
2453920.3	0.99	18.500	19.342	0.002	0.010
2453922.3	1.26	18.500	19.341	0.007	0.018
2453924.2	1.33	18.491	19.350	0.009	0.015
2453926.2	0.91	18.518	19.362	0.014	0.017
2453930.2	1.75	18.491	19.325	0.011	0.030
2453932.2	1.49	18.504	19.322	0.008	0.021
2453934.3	1.01	18.495	19.358	0.006	0.009
2453936.3	1.22	18.495	19.347	0.007	0.009
2453938.2	1.44	18.505	19.365	0.008	0.009
2453971.1	1.58	18.536	19.405	0.006	0.013
2453975.2	1.54	18.525	19.395	0.008	0.013
2453985.1	1.15	18.517	19.438	0.007	0.023
2453986.1	0.96	18.498	19.428	0.006	0.018
2453987.2	1.18	18.520	19.433	0.006	0.014
2454215.4	1.23	18.538	19.377	0.004	0.013
2454225.4	1.59	18.537	19.371	0.009	0.032
2454232.4	0.87	18.524	19.399	0.003	0.005
2454240.4	1.84	18.504	19.405	0.011	0.008
2454243.4	1.22	18.518	19.392	0.001	0.004
2454246.4	0.95	18.530	19.405	0.006	0.015
2454248.4	1.17	18.524	19.389	0.001	0.005
2454251.4	1.09	18.519	19.393	0.009	0.025
2454253.4	1.34	18.540	19.364	0.001	0.020
2454260.3	1.17	18.505	19.401	0.002	0.007
2454266.3	1.76	18.505	19.452	0.013	0.030

2454273.2	1.21	18.533	19.440	0.006	0.012
2454276.2	1.43	18.511	19.448	0.010	0.013
2454278.2	1.42	18.508	19.412	0.021	0.049
2454283.2	1.40	18.498	19.444	0.008	0.020
2454293.2	1.44	18.500	19.459	0.006	0.012
2454298.2	1.53	18.493	19.476	0.006	0.008
2454306.2	1.78	18.499	19.518	0.021	0.087
2454314.2	1.71	18.522	19.411	0.013	0.052
2454323.2	1.43	18.493	19.443	0.010	0.032
2454327.2	1.14	18.521	19.490	0.005	0.010
2454329.2	1.80	18.507	19.470	0.004	0.022
2454332.2	1.56	18.522	19.458	0.014	0.019
2454343.2	1.73	18.498	19.574	0.020	0.015
2454351.2	1.04	18.504	19.481	0.002	0.015
2454355.1	2.27	18.491	19.511	0.007	0.021
2454361.1	1.90	18.511	19.491	0.011	0.023
2454362.2	2.37	18.490	19.511	0.019	0.066
2454363.2	1.42	18.493	19.498	0.010	0.024
2454365.1	1.84	18.490	19.514	0.007	0.035
2454369.1	1.41	18.501	19.494	0.013	0.027
2454614.4	1.00	18.490	19.405	0.003	0.017
2454618.4	1.00	18.499	19.445	0.017	0.032
2454623.3	1.10	18.530	19.402	0.012	0.004
2454630.4	1.14	18.496	19.441	0.005	0.007
2454644.3	1.44	18.486	19.504	0.008	0.029
2454746.1	1.42	18.509	19.541	0.006	0.020
2454757.1	1.30	18.512	19.582	0.005	0.014
2454760.1	1.49	18.502	19.520	0.006	0.029
2454766.1	1.13	18.507	19.556	0.004	0.006
2454868.6	1.07	18.464	19.537	0.005	0.003
2454980.3	0.99	18.466	19.457	0.004	0.003
2454999.3	1.07	18.469	19.438	0.004	0.002

Таблиця А.5. Результати фотометрії компонентів ГЛК SBS 1520+530 у фільтрі I

Юліанська дата	FWHM, "	A, mag	B, mag	Err, mag	Err, mag
2451381.5	1.24	17.865	18.624	0.016	0.011
2451580.7	1.41	17.832	18.500	0.006	0.022
2451587.7	0.76	17.852	18.564	0.006	0.007
2451588.7	1.18	17.825	18.525	0.008	0.013
2451591.7	1.50	17.801	18.519	0.016	0.046
2451754.4	1.03	17.821	18.523	0.006	0.012
2451761.4	1.28	17.824	18.510	0.013	0.021
2451777.4	1.14	17.813	18.500	0.006	0.020
2451779.4	0.99	17.816	18.553	0.013	0.013
2451780.4	1.20	17.841	18.505	0.012	0.010
2451789.4	1.24	17.817	18.570	0.013	0.033
2451984.5	0.85	17.889	18.429	0.007	0.006
2451986.5	1.58	17.857	18.394	0.005	0.007
2451989.5	0.61	17.903	18.478	0.006	0.008
2452003.4	0.88	17.870	18.412	0.007	0.018
2452006.5	0.96	17.926	18.470	0.026	0.055

2452009.5	1.13	17.849	18.407	0.017	0.036
2452020.3	0.96	17.900	18.460	0.009	0.007
2452021.4	0.87	17.908	18.474	0.007	0.025
2452026.4	0.81	17.898	18.481	0.010	0.010
2452027.4	1.14	17.895	18.437	0.010	0.009
2452032.4	1.06	17.904	18.481	0.019	0.056
2452129.2	1.22	17.886	18.597	0.019	0.068
2452130.2	1.13	17.887	18.613	0.008	0.007
2452143.2	1.09	17.864	18.619	0.006	0.012
2452146.2	1.08	17.890	18.623	0.007	0.012
2452153.2	1.02	17.870	18.647	0.010	0.012
2452162.2	1.55	17.850	18.630	0.014	0.014
2452374.5	0.82	17.917	18.592	0.021	0.039
2452462.2	1.63	17.867	18.611	0.010	0.029
2452466.2	1.54	17.827	18.660	0.014	0.025
2452470.2	1.30	17.877	18.682	0.012	0.025
2452473.2	1.51	17.842	18.656	0.012	0.018
2452515.1	1.21	17.866	18.644	0.015	0.011
2452516.2	0.97	17.827	18.718	0.020	0.070
2452523.1	1.03	17.839	18.705	0.003	0.005
2452528.1	0.92	17.846	18.689	0.010	0.038
2452681.5	0.69	17.871	18.645	0.012	0.022
2452764.4	0.75	17.885	18.626	0.016	0.018
2452884.2	1.32	17.911	18.743	0.015	0.041
2452892.1	0.97	17.915	18.698	0.007	0.046
2452893.1	0.82	17.915	18.740	0.017	0.046
2452899.1	1.29	17.892	18.638	0.006	0.033
2452900.1	0.96	17.929	18.696	0.013	0.015
2452907.1	1.55	17.895	18.636	0.004	0.004
2453105.4	0.90	17.962	18.714	0.011	0.019
2453107.4	0.86	17.977	18.735	0.006	0.014
2453110.4	0.77	17.969	18.742	0.006	0.014
2453127.4	1.26	17.930	18.718	0.012	0.006
2453128.4	1.19	17.930	18.658	0.014	0.031
2453129.4	1.12	17.955	18.725	0.008	0.013
2453134.3	1.10	17.934	18.749	0.014	0.016
2453137.4	0.94	17.945	18.722	0.008	0.016
2453139.4	0.79	17.946	18.764	0.010	0.021
2453142.4	1.23	17.920	18.722	0.015	0.022
2453149.4	0.90	17.945	18.721	0.006	0.020
2453151.3	1.26	17.939	18.704	0.019	0.005
2453153.3	0.90	17.940	18.786	0.002	0.019
2453158.4	1.22	17.921	18.718	0.020	0.028
2453159.3	0.95	17.923	18.737	0.009	0.030
2453160.3	0.94	17.933	18.725	0.007	0.023
2453163.3	1.18	17.931	18.794	0.011	0.020
2453164.3	0.94	17.930	18.743	0.011	0.001
2453165.3	0.82	17.946	18.756	0.006	0.017
2453166.3	0.98	17.926	18.756	0.006	0.016
2453167.2	0.97	17.956	18.767	0.007	0.023
2453169.3	0.90	17.933	18.728	0.011	0.008
2453171.3	1.30	17.895	18.737	0.017	0.021
2453172.3	1.08	17.922	18.744	0.017	0.017
2453173.3	1.19	17.947	18.737	0.011	0.011
2453175.3	1.01	17.936	18.749	0.016	0.025

2453176.3	1.12	17.960	18.756	0.027	0.056
2453177.3	1.00	17.922	18.714	0.016	0.015
2453178.3	1.00	17.924	18.729	0.011	0.008
2453188.3	1.26	17.935	18.754	0.021	0.038
2453189.3	0.92	17.984	18.829	0.006	0.021
2453195.3	1.02	17.961	18.751	0.008	0.009
2453196.3	1.06	17.961	18.772	0.013	0.025
2453208.2	1.05	17.984	18.799	0.008	0.018
2453210.3	0.86	17.968	18.792	0.009	0.009
2453214.2	0.94	17.980	18.773	0.003	0.010
2453215.3	1.11	17.938	18.713	0.009	0.016
2453216.3	1.30	17.949	18.681	0.014	0.042
2453222.2	0.91	17.956	18.766	0.011	0.012
2453224.2	1.39	17.956	18.718	0.015	0.022
2453227.2	1.14	17.955	18.748	0.008	0.012
2453231.2	1.11	17.978	18.773	0.004	0.033
2453232.2	1.12	17.968	18.752	0.003	0.027
2453234.2	1.05	17.963	18.746	0.009	0.007
2453240.1	0.99	17.982	18.770	0.002	0.009
2453250.2	1.29	17.964	18.712	0.009	0.034
2453251.2	1.13	17.978	18.742	0.013	0.019
2453254.2	0.91	18.012	18.744	0.003	0.014
2453260.2	1.00	17.995	18.737	0.014	0.043
2453266.2	1.56	17.970	18.638	0.010	0.025
2453268.1	0.96	17.997	18.745	0.005	0.011
2453482.4	0.95	17.906	18.766	0.012	0.019
2453521.4	1.13	17.909	18.734	0.015	0.022
2453524.3	1.02	17.907	18.767	0.006	0.009
2453566.2	1.17	17.880	18.681	0.006	0.023
2453570.2	1.02	17.914	18.721	0.013	0.010
2453575.2	1.08	17.910	18.766	0.012	0.036
2453580.2	0.94	17.900	18.754	0.005	0.021
2453590.2	1.22	17.902	18.701	0.010	0.027
2453596.2	1.43	17.866	18.728	0.026	0.039
2453604.2	0.95	17.936	18.755	0.012	0.020
2453608.2	1.15	17.901	18.711	0.017	0.020
2453610.2	1.78	17.874	18.775	0.019	0.030
2453615.2	0.98	17.893	18.704	0.013	0.017
2453619.2	0.94	17.925	18.770	0.011	0.011
2453626.2	0.95	17.902	18.746	0.011	0.023
2453802.5	0.73	17.940	18.750	0.003	0.014
2453863.4	1.08	17.958	18.753	0.010	0.022
2453877.4	1.27	17.956	18.799	0.009	0.011
2453889.4	1.17	18.004	18.778	0.009	0.020
2453907.3	0.98	18.010	18.832	0.009	0.017
2453920.3	0.95	17.996	18.826	0.009	0.010
2453934.3	1.15	17.975	18.823	0.007	0.009
2454248.4	1.18	18.010	18.840	0.013	0.034
2454757.1	1.36	17.992	18.908	0.007	0.004
2454766.1	1.14	17.995	18.914	0.004	0.016