

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН  
АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

*На правах рукописи*

*УДК 52.423; 52-14*

**АСФАНДИЯРОВ ИЛЬДАР МАРАТОВИЧ**

**КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННО-ЛИНЗИРОВАННЫХ  
СИСТЕМ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ НАБЛЮДЕНИЙ НА МАЙДАНАКСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ**

**01.03.01 – АСТРОНОМИЯ**

**ДИССЕРТАЦИЯ**

**на соискание ученой степени  
доктора философии**

**Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
академик Эгамбердиев Шухрат Абдуманнапович**

**Ташкент – 2021 год**



## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ .....</b>	<b>6</b>
 <b>ГЛАВА 1. ЭФФЕКТ ГРАВИТАЦИОННОГО ЛИНЗИРОВАНИЯ И ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЯ.</b>	
§1.1. Эффекта гравитационного линзирования.....	20
§1.2. Наблюдения гравитационного линзирования.....	22
§1.3. Применения гравитационного линзирования в астрофизике.....	26
§1.4. Исследования по международному проекту COSMOGRAIL.....	31
 <b>ГЛАВА 2. НАБЛЮДЕНИЯ ГЛК И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ</b>	
§2.1. Оптические наблюдения ГЛК.....	37
§2.2. Комплексная обработка и анализ данных.....	38
§2.3. Метод MCS повышения углового разрешения .....	40
§2.4. Методы вычисления времени задержки ГЛК .....	50
 <b>ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ГЛК</b>	
§3.1. Исследования ГЛК SDSS J1650+4251 .....	60
§3.2. Исследования ГЛК SDSS J1206+4332.....	72
§3.3 Исследования ГЛК HS 2209+1914 .....	79
§3.4. Исследования ГЛК SDSS J1001+5027.....	83

## **ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЯ ЧЕТЫРЁХКОМПОНЕНТНЫХ ГЛК**

§4.1. Исследования ГЛК HE0435-1223.....	89
§4.2 Исследования ГЛК SDSS J1721+8846, ГЛК SDSS J1433+6007 ГЛК SDSS J2145+6345.....	98
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>111</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>113</b>

## **СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, АББРЕВЕАТУР И ТЕРМИНОВ**

ГЛС – Гравитационно-линзированная ситема

ГЛК – Гравитационно-линзированный квазар

ПЗС – Прибор с Зарядовой Связью

MCS – Magain, Courbin & Sohy deconvolution (метод MCS деконволюции)

COSMOGRAIL - COSmological MOnitoring of GRAvItational Lenses  
(Космологический мониторинг гравитационных линз)

SDSS – Sloan Digital Sky Survey (Слоановский цифровой обзор неба)

КТХ – Космический Телескоп Хаббла

ФРТ – Функция рассеяния точки

FWHM – Full Width at Half Maximum (полная ширина на половине максимума)

$\Delta t$  – символьной обозначение термина времени задержки

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность работы.** В настоящее время изучение уникальных физических эффектов связанных с гравитационными полями и эффектами гравитационного линзирования, наблюдаемых в гравитационно-линзированных квазарах (ГЛК) является одной из наиболее актуальных задач астрофизики. Решение данной задачи важно для определения фундаментальных космологических параметров, таких как константа Хаббла,  $H_0$  и связанное с этим возраст Вселенной[22,23,24]. С этой точки зрения актуальной\_становится задача проведения качественных мониторинговых наблюдений ГЛК в обсерваториях с хорошим астроклиматом, а также разработка методов повышения углового разрешения на основе применения цифровых методов обработки наблюдательных данных. Одной из обсерваторий с благоприятными условиями для наблюдений ГЛК является Майданакская астрономическая обсерватория (МАО) Астрономического института АН РУз[25,26].

В настоящее время в мире наблюдается резкий рост обнаружения новых ГЛК (по состоянию на середину 2021г. число обнаруженных ГЛК составляет 220) по наблюдениям с проектов GAIA, SDSS, DEC и др.[27]. В связи с этим, требуются дальнейшие наземные мониторинговые наблюдения ГЛК для возможности получения относительно быстрых и точных измерений времени задержки за 1-2 сезона интенсивных наблюдений[28]. Исследования ГЛК также дают возможность измерения размера аккреционного диска линзированного квазара по времени задержки микролинзирования[29]. Для проведения таких исследований необходимо организовать работу нескольких обсерваторий и телескопов с целью проведения интенсивных наблюдений, создания программ поточной, стандартизированной обработки больших массивов данных с разных обсерваторий и применение современных методов

комплексной обработки цифровых ПЗС изображений с повышением углового разрешения.

В Узбекистане большое внимание уделяется фундаментальным исследованиям в области изучения гравитационных полей, различных гравитационных эффектов, в том числе, на основе многолетних мониторинговых наблюдений ГЛК в МАО. Существенные результаты достигнуты в научных исследованиях с получением продолжительных оптических наблюдений ГЛК по совместным проектам на самом крупном телескопе МАО – АЗТ-22, диаметром главного зеркала 1.5-м и превосходной оптикой[30]. МАО отличается хорошим астроклиматом: высокой прозрачностью ночного неба, большим количеством ясных ночей в году (более 2000 часов ясного неба в год), и самое главное, хорошим угловым разрешением(среднее значение качества изображений - 0.69 угловых секунд), сопоставимых с лучшими обсерваториями мира, а также выгодным географическим расположением[25]. Это позволяет проводить различные актуальные астрономические исследования по целому ряду международных проектов совместно с астрономическими центрами России, Китая, Кореи, Японии, стран ЕС и другими.

Данная научно-исследовательская работа согласуется с приоритетами задач утвержденных государственных нормативных документов, в Указах Президента Республики Узбекистан за № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан» от 07 февраля 2017 года, а также Постановлении Президента Республики Узбекистан №ПП-5032 «О мерах по повышению качества образования и совершенствованию научных исследований в области физики» от 19.03.2021 года.

**Степень изученности проблемы.** В настоящее время ряд зарубежных европейских, американских ученых и руководителей исследовательских групп(S.Refsdal, J. Surdeg,G. Meylan,C. S. Kochanek, F. Courbin, P. Magain),

российских центров (Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга при МГУ, Б.П. Артамонов и др.), украинских (НИИ астрономии Харьковского национального университета, В.Н. Дудинов, А.П. Железняк и др.) и другие, проводили большой объем работ по теоретическому изучению, организации наблюдений и различных исследований ГЛК. Кроме того ряд узбекских научных групп в Астрономическом институте (АИ АН РУз, Ш.А. Эгамбердиев, О.А. Бурханов,) и в Национальном университете Узбекистана (НУУз, С.Н. Нуритдинов, Т.А. Ахунов) проводили исследования в течении ряда лет в обсерватории Майданак, с целью вычисления времени задержки в ГЛК.

ГЛК представляют собой редкие и уникальные астрономические объекты, образуемые в результате эффекта гравитационного линзирования. Они наблюдаются в виде множественных изображений удаленного квазара при попадании его на луч зрения некой галактики. Эффект гравитационного линзирования может применяться как эффективный инструмент в астрофизике. Использование ГЛК позволяют исследовать уникальные эффекты времени задержки и микролинзирования. Это дает возможность напрямую оценить постоянную Хаббла  $H_0$  на больших космологических расстояниях и несет информацию о параметрах аккреционного диска черной дыры удаленного линзированного квазара. В общем случае, гравитационно-линзированные системы могут использоваться как природный телескоп усиливающий свет далеких объектов, а также позволяют изучать распределение массы в линзирующих галактиках и скоплениях галактик методами моделирования, включающей как барионную так и не барионную составляющие(темная материя) и др. Однако, большинство изображений ГЛК с наземных телескопов, имеют достаточно малое угловое разрешение с частично перекрывающимися линзированными компонентами, и угловым расстоянием между ними в пределах  $0.5-1.5''$  секунд, что требует наземных



наблюдений с наилучшим угловым разрешением и разработки методов его повышения.

Интенсивность обнаружения новых ГЛК в последние десятилетия определенно возросла с появлением больших обзорных миссий как Sloan Digital Sky Survey (SDSS), Cosmic Lens All Sky Survey (CLASS), космической Global Astrometry Interferometer for Astrophysics (GAIA) и других. Однако, помимо самого факта обнаружения новых ГЛК необходимы дальнейшие продолжительные наблюдения для исследований их оптической переменности и вычислений времени задержки с учетом влияния микролинзирования. До настоящего времени обнаружено 220 ГЛК[27] для которых, из-за сложности разрешения на отдельные компоненты, всего для 37 были определены значения времен задержек, потребовавших порой продолжительных, многолетних наблюдений[31].

Продолжительные наблюдения ГЛК намного эффективнее проводить в рамках координируемых международных проектов с нескольких обсерваторий. Одним из таких международных проектов по наблюдениям ГЛК, организованной лабораторией астрофизики EPFL (Швейцария), является проект COSMOGRAIL (COSmological Monitoring of GRAvItational Lenses)[33]. Проект направлен на получение высокоточных измерений времени задержки в ГЛК с ошибкой менее 3-5% для возможности оценки константы Хаббла  $H_0$ . В этот проект наряду с обсерваториями в Чили, Испании и Индии, включен также 1.5-м телескоп АЗТ-22 Майданакской обсерватории.

Цифровые изображения ГЛК полученные в рамках проекта COSMOGRAIL обрабатывались специально разработанным методом MCS деконволюции, позволяющим существенно повысить угловое разрешение изображений, выделить отдельные точечные компоненты квазара и линзирующую галактику. Также было разработано программное обеспечение

быстрой обработки(Pipe-line) данных разных обсерваторий и статистические методы для измерений времени задержки в ГЛК.

### **Связь диссертационной работы с тематическими планами НИР.**

Диссертационное исследование выполнено в рамках научных проектов Астрономического института АН РУз по темам: ФА-Ф2-Ф057 "Исследование нестационарных процессов в звездах на разных этапах их эволюции"(2007-2010), ФА-А3-Ф015 «Создание системы автономного электропитания телескопов на основе солнечных фотоэлементов и интеллектуальных систем накопления и распределения энергии», ФА-Атех-2018-392 «Исследование астроклимата горы Майданак с целью оптимизации программ наблюдений для 4-х метрового адаптивного телескопа» (2017-2020); ВА-ФА-Ф-2-007 «Многоволновое исследование физических, динамических и линзирующих свойств галактик и их скоплений» (2017-2020).

**Цель исследования.** Получение высококачественных наблюдений ГЛК, разделение отдельных линзированных компонент с получением их фотометрии и определение достоверных значений времени задержки.

**Задачи исследования.** Проведение многолетних, мониторинговых наблюдений избранных ГЛК на 1.5м телескопе АЗТ-22 обсерватории Майданак в рамках международного проекта COSMOGRAIL;

Разработка специализированных пакетов астрономических программ(скриптов) в среде работы с астрономическими данными IRAF для поточной, скоростной и стандартизированной обработки большого объема астрономических ПЗС наблюдений;

Повышение углового разрешения снимков с помощью разработанных программ и выделение не обнаруживаемых на прямых изображениях компонентов гравитационно-линзированных квазаров;

Проведение высокоточной фотометрии и определение достоверных значений времени задержки последовательных изменений яркости компонентов ГЛК с учетом эффектов микролинзирования.

### **Методы исследований.**

Фотометрия ГЛК по многолетним наблюдениям на 1.5-м телескопе АЗТ-22, оснащенный современным астрономическим оборудованием (профессиональные астрономические ПЗС камеры SITE-2000x800 и SNUCAM SI-4Kx4K), специализированные методы поточной обработки больших объемов данных и метод MCS деконволюции для повышения разрешения цифровых изображений с разделением на отдельные линзированные компоненты ГЛК.

### **Основные положения,** выносимые на защиту:

1. Созданная наблюдательная база данных гравитационно-линзированных квазаров полученной на Майданакской обсерватории в период 2004-2020гг. в рамках проекта COSMOGRAIL;
2. Результаты анализа изображений гравитационно-линзированных квазаров методом MCS деконволюции с целью выделения отдельных линзированных компонент, не видимых на первичных снимках;
3. Результаты фотометрии выявленных с помощью метода MCS деконволюции компонент ГЛК с учетом обнаруженных эффектов микролинзирования;
4. Оценки времени задержки двухкомпонентных ГЛК SDSS J1650+4251, SDSS J1206+4332, HS 2209+1914, SDSS J1001+5027 и четырехкомпонентных ГЛК HE0435-1223, SDSS J1721+8842;
5. Особенности оптической переменности ГЛК SDSS J1721+8842, SDSSJ1433+6007 и SDSS J2145+6345, выявленные на основе анализа плотного ряда наблюдений на Майданакской обсерватории в период 2018-2020гг.

**Научная новизна работы.** Получены продолжительные многолетние наблюдения ряда ГЛК в рамках координируемого международного проекта COSMOGRAIL с нескольких обсерваторий Чили, Испании и Индии, а также Майданакской обсерватории.

Получены высокоточные измерений времени задержки в ряде неисследованных ГЛК с ошибкой в несколько процентов для возможности дальнейшей прямой оценки константы Хаббла  $H_0$ .

Применен метод MCS деконволюции, позволяющего существенно повысить угловое разрешение изображений, выделить отдельные точечные компоненты квазара и линзирующую галактику.

Впервые получены разделения компонентов для 22 ГЛС с высоким угловым разрешением изображений до  $0.26''$  по наблюдениям с обсерватории Майданак и их сравнение с изображениями с Космического телескопа Хаббла(KTX);

Получены достоверные и высокоточные измерения времени задержки по многолетним наблюдениям для 5 ГЛК (SDSS J1650+4251, SDSS J1206+4332, HS 2209+1914, SDSS J1001+5027, HE 0435-1223).

По результатам интенсивных наблюдений с MAO за 2018-2020гг. определено наличие активной оптической переменности ГЛК SDSS J1721+8842, SDSS J1433+6007, SDSS J2145+6345 и оценены времена задержек между линзированными компонентными SDSS J1721+8842.

**Практические результаты исследования** заключается в следующем:

Созданы программы скоростной обработки(Pipe-line), дополняющие используемое программное обеспечение в рамках проекта COSMOGRAIL для обеспечения однородности обработки данных с обсерватории Майданак.

Вычислены точные значения времени задержек ряда ГЛС по многолетним наблюдениям используемые при моделировании для оценки постоянной Хаббла.

Получены интенсивные наблюдения трех новых недавно обнаруженных ГЛК SDSS J1721+8842, SDSS J1433+6007 и SDSS J2145+6345 на основе которых определены возможности существенного повышения качества и углового разрешения проводимых наблюдений ГЛС на 1.5-м телескопе АЗТ-22.

**Достоверность результатов исследований** обосновывается тем, что результаты и выводы диссертации получены на основе анализа большого объема наблюдательных данных с применением самых современных методов обработки и анализа, а также совпадением результатов работы с выводами других авторов.

#### **Научная и практическая значимость результатов исследования.**

Научная значимость работы определяется, прежде всего, тем, что оригинальные высококачественные наблюдения, выполненные лично диссертантом в период 2004-2020 гг., существенно пополнили банк данных международного проекта COSMOGRAIL. Кроме того, значения времени задержки изменения блеска компонентов ряда ГЛК SDSS J1650+4251, SDSS J1206+4332, NS 2209+1914, SDSS J1001+5027, HE 0435-1223 и SDSS J1721+8842 полученные впервые, позволяют повысить качество моделирования структуры ГЛС и более точного определения постоянной Хаббла, что имеет важное значение для космологии.

Практическая значимость диссертации состоит в том, что разработанные в процессе ее выполнения методы обработки цифровых изображений и их анализа могут быть использованы не только в исследованиях ГЛК, но и в других направлениях, где требуется повышение качества изображений точечных источников.

**Внедрение результатов исследования.** Методы анализа, разработанные в диссертации, были использованы другими авторами при исследовании аналогичных объектов. Об этом свидетельствуют ссылки на

наши публикации в следующих международных журналах, включенных в базу данных SCOPES и приведенные в Googlescholar:

COSMOGRAIL: the COSmological MOnitoring of GRAvItational Lenses. IX. Time delays, lens dynamics and baryonic fraction in HE 0435-1223 // Astronomy & Astrophysics, 2011, Volume 536, id.A53, 12 pp. – 131 цитирование;

COSMOGRAIL: the COSmological MOnitoring of GRAvItational Lenses. XII. Time delays of the doubly lensed quasars SDSS J1206+4332 and HS 2209+1914 // Astronomy & Astrophysics, 2013, Volume 553, id.A121, 9 pp. – 63 цитирований;

COSMOGRAIL: the COSmological MOnitoring of GRAvItational Lenses. XIV. Time delay of the doubly lensed quasar SDSS J1001+5027 // Astronomy & Astrophysics, 2013, Volume 557, id.A44, 7 pp. – 58 цитирований;

COSMOGRAIL: Measuring Time Delays of Gravitationally Lensed Quasars to Constrain Cosmology // The Messenger, 2012, vol. 150, p. 49-52 – 18 цитирований;

Измерения времени задержек ГЛС по проекту COSMOGRAIL послужили для создания нового проекта H0LiCOW, результаты измерений времени задержки в исследованных ГЛК ГЛС HE0535-1223 послужили для моделирования и измерения космологического расстояния и было использовано для оценки постоянной Хаббла, Вычисленное время задержки в ГЛС SDSS J1206+4332 было использовано для оценки постоянной Хаббла (MNRAS, 2016, V 468, Issue 3; MNRAS, 2016, V 465, Issue 4; MNRAS, 2017, V 465, Issue 4, и др.)

**Апробация результатов исследования.** Основные результаты исследований были доложены на 10 международных и республиканских конференциях, а также семинарах Женевской обсерватории, и Астрономического института АН РУз.

**Публикация результатов исследования.** По теме диссертации опубликовано 22 научные работы, в том числе 11 научных статей, 5 из них в международных научных журналах, рекомендуемых Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов диссертации. Получен патент на полезную модель № FAP 01332 в АИС РУз, направленный на улучшение качества работы оптики телескопов и повышения углового разрешения наблюдений.

**Личный вклад автора.** Автор с 2004г. регулярно участвовал в наблюдениях десятков ГЛК на 1.5м телескопе АЗТ-22 Майданакской обсерватории в рамках международного проекта COSMOGRAIL, а также других проектов по исследованиям ГЛК и проводил комплексную обработку и анализ полученных данных наблюдений. Также автор принимал участие в решении ряда научных, инженерно-технических задач и работ для повышения качества наблюдений ГЛК, связанных с телескопами Майданакской и научно-образовательных обсерваторий ВУЗов. Была разработана и успешно испытана, для телескопа АЗТ-22, методика бесконтактной чистки астрономических зеркал и радиально поворотное устройство к 1.5м зеркалу. Применение данной методики и устройства позволило быстро, эффективно и экономично провести последнюю чистку зеркала в 2020г. без съема всей ПЗС аппаратуры и привело к повышению потока наблюдений ГЛК SDSS J1721+8842 в ~4.5 раза. Была разработана, успешно испытана на телескопе АЗТ-14, и запатентована система лазерной юстировки(№ FAP 01332, «Устройство лазерной юстировки зеркальных концентрических систем», АИС РУз, 26.09.2018). Данное устройство может применяться для быстрой предварительной юстировки зеркал при установке новых и проверке работающих телескопов обсерватории Майданак. Было разработано и успешно испытано устройство оптической модели гравитационного линзирования с получением конфигурации ряда ГЛК исследуемых в данной работе. Данное устройство может применяться в

качестве лабораторной модели для эффективного наглядного изучения образования различных типов ГЛС и как дидактический материал в астрономических кафедрах ВУЗов.

В работе [1] автор принимал участие во всех наблюдениях и предварительной обработке данных SDSS J1650+4251.

В работах [2,4] автор принимал участие в наблюдениях ГЛК HE 0435-1223 с телескопа АЗТ-22, предварительной обработке и анализе данных, а также в совместной обработке и исследованиях в EPFL, в Женевской обсерватории.

В работе [3] автор принимал участие обзоре совместных результатов исследований проекта COSMOGRAIL.

В работе [5] автор принимал участие в наблюдениях и обработке данных ГЛК SDSS J1650+4251 и SDSS J1001+5027 с телескопа АЗТ-22 и в последующем совместном анализе в EPFL, в Женевской обсерватории.

В работе [6] автор принимал участие в наблюдениях, обработке данных ГЛК SDSS J1206+4332 и HS 2209+1914 полученных с телескопа АЗТ-22, подготовке графической информации и совместном анализе результатов.

В работе [7] автор принимал участие в наблюдениях ГЛК SDSS J1001+5027 с телескопа АЗТ-22, предварительной обработке и совместном анализе данных в EPFL, в Женевской обсерватории.

В работе [8] автор принимал участие в наблюдениях ГЛК SDSS J1721+8842, обработке, анализе результатов и написании статьи, а также в возобновлении с 2018г. в обсерватории Майданак наблюдений ГЛК по проекту COSMOGRAIL в интенсивном режиме.

В работе [9] автор принимал участие в обработке и анализе всех полученных данных. Выявлен профиль линзирующей галактики методом MCS и предложена качественная модель ГЛК.



В работе [10] автор принимал участие в наблюдениях ГЛК QSO 2237+0305 в 2004-2008гг. в обсерватории Майданак в фильтрах V и R в рамках других договоренностей и соглашений по наблюдениям на АЗТ-22, также параллельно проводившихся для данного объекта в рамках проекта COSMOGRAIL в фильтре R.

В работе [11] автор принимал участие в наблюдениях ГЛК SDSS J1721+8842, SDSS J1433+6007 и SDSS J2145+6345, в обработке, анализе всех данных и написании статьи. Результаты оценки времени задержки ГЛК SDSS J1721+8842 были получены совместно с коллегами EPFL, Женевской обсерватории.

В работах [12] автор был включен как участник проекта, принимавший работы в предварительном анализе данных, а в работах [12-21] автор принимал непосредственное участие и написание статей и тезисов. Для работы [15] автором была непосредственно разработана, изготовлена, испытана и описана вся установка демонстрационной модели оптического аналога гравитационного линзирования.

Автором проводится ежегодная чистка оптики всех рабочих телескопов (АЗТ-22, Цейсс-1000, Цейсс-600, DIMM и др.) обсерватории Майданак с применением средства ORVUS для оптики предоставленного Женевской обсерваторией. Разработана и испытана радиально-поворотная система чистки главного зеркала телескопа АЗТ-22 планируемая к дальнейшему усовершенствованию как система бесконтактной чистки оптических поверхностей.

Установка для патента на полезную модель № FAP 01332, «Устройство лазерной юстировки зеркальных концентрических систем» была полностью разработана, изготовлена и проверена автором на телескопе АЗТ-14.

### **Основное содержание диссертации**

**Во Введении** диссертации обосновывается актуальность работы, формулируются цели и задачи исследования, приводятся основные положения, выносимые на защиту, апробация результатов. Дается общая характеристика диссертации с указанием его краткого содержания.

**В первой главе** дано описание эффекта гравитационного линзирования, этапы развития теории, основные формулы и типы ГЛК, эффекты времени задержки и микролинзирования и описаны возможности применения в астрофизике. Описаны наблюдаемые конфигурации ГЛК, моделирование образования линзированных компонент и моделирование эффектов микролинзирования. Также рассмотрены проблемы мониторинговых наблюдений ГЛК и дано описание проекта COSMOGRAIL, телескопов участвующих в проекте и описание базы данных.

**Во второй главе** описываются методы обработки данных. Приведена информация об оптическом мониторинге ГЛК и способах повышения углового разрешения астрономических изображений. Также приведена информация о комплексной обработке и анализе данных, а также описание алгоритмов поточной, скоростной обработки больших объемов данных ГЛК наблюдений. Дано описание цифрового метода MCS деконволюции для повышения углового разрешения ГЛК с разделением на отдельные линзированные компоненты и описание методов вычисления времени задержки в ГЛК.

**Третья глава** посвящена исследованию двухкомпонентных ГЛК. Приведены результаты наблюдений и исследований двухкомпонентных ГЛК SDSS J1650+4251, SDSS J1206+4332, HS 2209+1914, SDSS J1001+5027. Представлены результаты до семи лет мониторинга ГЛК в рамках проекта COSMOGRAIL с участием ряда обсерваторий: Майданак (Узбекистан), телескопа Mercator обсерватории La Palma (Испания) и телескопа НСТ (Индия).

**Четвертая глава** посвящена исследованиям четырехкомпонентных ГЛК приведены результаты и комплексный анализ данных наблюдений ГЛК HE0435-1223, SDSS J1721+8842, SDSSJ1433+6007 и SDSS J2145+6345. Для ГЛК HE0435-1223 представлены результаты многолетнего мониторинга с обсерваторий Майданак(Узбекистан), ESO La Silla (Чили), CTIO (Чили), La Palma (Испания), и вычисление времени задержки между компонентами гравитационной линзы. Также, представлены первые результаты интенсивных наблюдений с обсерватории Майданак за 2018-2020гг. и результаты комплексной обработки с повышением углового разрешения ГЛК SDSSJ1721+8842, SDSSJ1433+6007 и SDSS J2145+6345.

**В Заключение** приводятся выводы и перечисляются основные результаты, полученные в этой диссертации

# ГЛАВА 1. ЭФФЕКТ ГРАВИТАЦИОННОГО ЛИНЗИРОВАНИЯ И ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЯ.

## §1.1. Эффект гравитационного линзирования

Эффект гравитационного линзирования, в гравитационно-линзированных квазарах(ГЛК) наблюдаются исключительно в астрономических масштабах и только во Вселенной. ГЛК являются уникальным и достаточно редким астрономическими объектами, представляющими большой практический интерес для астрофизики.

Гравитационное линзирование представляет собой эффект отклонения электромагнитного излучения от удаленного источника под действием гравитации массивного объекта. Наблюдаться гравитационное линзирование может, когда на одном луче зрения между источником, например квазаром и наблюдателем на Земле оказывается некий массивный объект, например галактика.

Применения ГЛК как инструмента астрофизики позволяют исследовать уникальные эффекты времени задержки в отдельных системах, напрямую оценивать постоянную Хаббла  $H_0$  на больших космологических расстояниях. Также это позволяет использовать гравитационное линзирование как природный телескоп усиливающий свет далеких квазаров и позволяет изучать распределение массы в линзирующих галактиках и скоплениях, включающей как барионную так и не барионную составляющие(темная материя).

Эффект гравитационного линзирования может проявляется как слабое или сильное линзирование в зависимости от условий наблюдений. Слабое, гравитационное линзирование наблюдается при определенном большом угловом расстоянии линзирующей массы от луча зрения в виде изменения положений и формы изображений удаленных объектов. Это может наблюдаться как отклонения положений и деформация формы изображений

удаленных галактик под действием гравитации более близких массивных скоплений линзирующих галактик, наблюдаемых, например, в скоплении Abell 370 в созвездии Кита.

Сильное гравитационное линзирование наблюдается при расположении линзирующей массы практически на оси луча зрения, образуя множественные, мнимые изображения-миражи удаленного источника, например квазара, в результате линзирования массивным объектом, например, крупной эллиптической галактикой. Так, в результате сильного линзирования могут образовываться 2, 4 и более отдельных точечных линзированных изображений одного источника, а при точном положении на оси и симметричном распределении линзирующей массы, может образоваться изображения кольца.

Первые упоминания о возможности отклонения лучей света под действием массы, были сделаны в 1704 г. Ньютоном задавший вопрос: “Не воздействуют ли тела на свет на расстоянии, посредством отклонения лучей; и не усиливается ли это воздействие с уменьшением расстояния?”[34].

Однако, только в 1784 г. Джон Митчелл, и в 1804 г. Ёхан фон Зольднер, сделали предположение, что, если свет можно было бы рассматривать как частицы, то это было бы отклонение на угол  $\hat{\alpha}_N = 2GM / (\xi c^2)$ . Где  $G$ - гравитационная постоянная,  $M$  – масса тела,  $\xi$  – прицельный параметр,  $c$  – скорость света.

Дальнейшая идея отклонения света была пересмотрена в 1911 г. Альбертом Эйнштейном получившего такой же результат[35]. Однако в 1915 г. после окончания работы над Общей Теорией Относительности (ОТО) он заключил, что его предыдущая оценка была ошибочной, и что угол отклонения луча света должен быть в два раза больше [36].

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{\xi c^2} \quad (1.1)$$

Это предсказание было подтверждено Артуром Эддингтоном в 1919 г. [37] по наблюдениям отклонения положения звезд при Солнечном затмении. Измерения угла отклонения для края Солнечного диска составили  $1.98 \pm 0.16$  и  $1.61 \pm 0.40$  угловых секунд, что подтверждало теорию А. Эйнштейна предсказывающую значение в 1.75 угловых секунд.

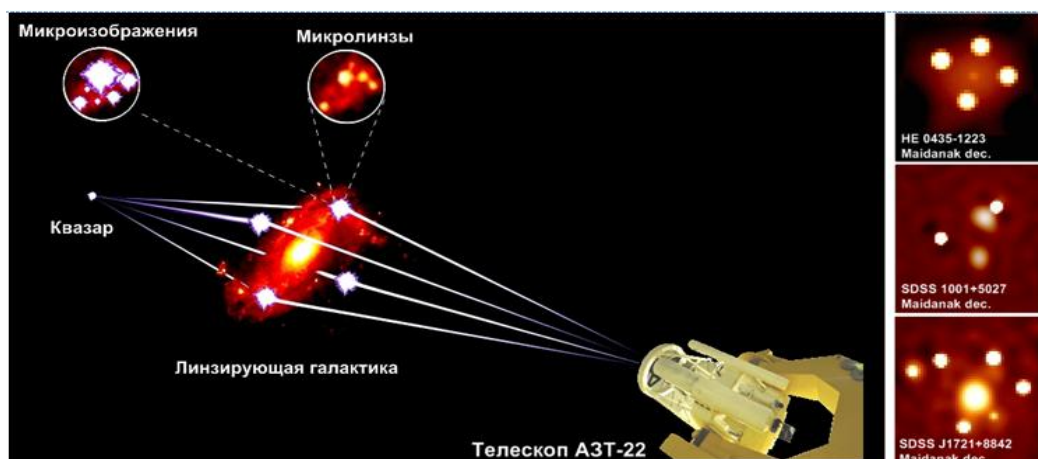
В 1936 г. А. Эйнштейн рассмотрел возможность гравитационного линзирования отдельными звездами, и заключил что, нет большого шанса для наблюдения этого явления, ввиду малого углового разделения порядка 0.0001 угловых секунд [38]. Однако в 1937 г. астроном Ф. Цвики рассмотрел возможность гравитационного линзирования галактиками [39,40], и определил, что угловое отклонение и разрешение гравитационной линзы может достигать до 10 угловых секунд.

В 1964 г. С. Рефсдал теоретически показал что при сильном гравитационном линзировании должен быть эффект времени задержки между отдельными линзированными компонентами изображений, и что с помощью этого эффекта возможно вычисление массы линзирующей галактики, а также оценки константы Хаббла  $H_0$  [41,42].

## **§1.2. Наблюдения гравитационного линзирования**

Первая гравитационно-линзированная система, QSO 0957+561, была обнаружена в 1979 г. [43]. В настоящее время обнаружено порядка более 200 гравитационно-линзированных квазара(ГЛК) наблюдаемых при сильном гравитационном линзировании.

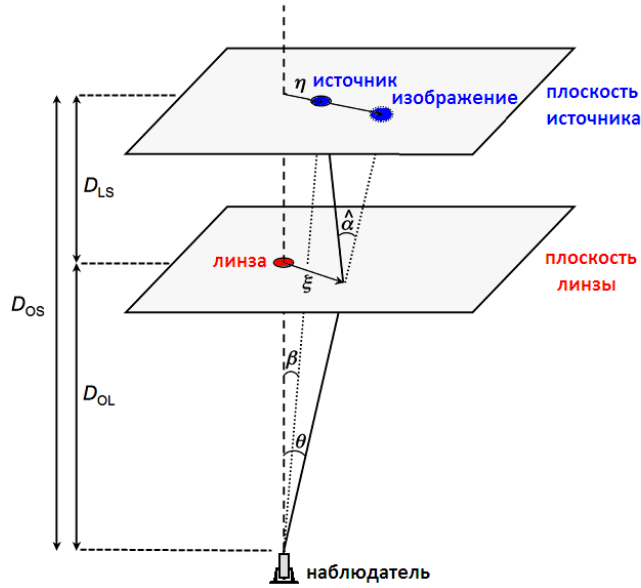
Согласно ОТО, лучи света проходя через поле тяготения массы отклоняются в результате искажения метрики пространства-времени. При определенных условиях, в случае сильного гравитационного линзирования, могут появиться множественные изображения одного удаленного источника (Рис.1.1).



**Рис. 1.1.** Схематическое изображение эффекта гравитационного линзирования и микролинзирования(слева) и результаты наблюдений и цифровой обработки ГЛК с обсерватории Майданак(справа)

Так в результате определенных условий взаимного расположения на оси и распределения линзирующей массы, при сильном гравитационном линзировании, наблюдаются несколько отдельных линзированных компонент ГЛК. Каждая отдельная компонента также может быть подвержена микролинзированию проявляющегося в результате неоднородности распределения звезд и их движения в линзирующей галактике. Однако, угловое разделение на микролинзы в ГЛК составляет порядка нескольких микросекунд и не разрешается на изображениях, но может проявляться в дополнительном усилении и изменении оптической переменности отдельных линзированных компонент.

Геометрия ГЛК изображена на рис.1.2. Лучи света, испускаемые источником с расстояния  $D_{OS}$  от наблюдателя, проходя вблизи концентрации массы (называемой линзой), расположенной на расстоянии  $D_{OL}$ , отклоняются на расстояние  $\xi$ . Здесь  $\beta$  - обозначает истинное угловое положение источника, а  $\eta$  - истинное двумерное положение источника.



**Рис. 1.2.** Геометрия гравитационно-линзированной системы

Заметим что, угловые отклонения лучей в реально наблюдаемых ГЛК как правило, малы, и поэтому синусы углов стремятся к значениям угла, а длины сторон треугольника прилежащих к такому малому углу стремятся к равенству. Ввиду этого,  $\beta$  - угловое расстояние, при котором источник наблюдался бы в отсутствии отклонения лучей описывается как

$$\beta = \frac{\eta}{D_{OS}} \quad (1.2)$$

В плоскости линзы положение луча обозначается, как  $\xi$ , и соответствует угловому расстоянию  $\theta$

$$\theta = \frac{\xi}{D_{OL}} \quad (1.3)$$

Луч света, испускаемый источником, достигает наблюдателя с направления  $\theta$ , или  $\xi$ . При условии, получаемом проекцией трех углов  $\beta$ ,  $\theta$  и  $\hat{\alpha}$  на плоскость источника

$$\eta = \frac{D_{OS}}{D_{OL}} \xi - D_{LS} \hat{\alpha}(\xi) \quad (1.4)$$



Где  $\hat{\alpha}$  функционально зависит от углового расстояния  $\xi$  от центра линзы в зависимости от распределения линзирующей массы.

После деления на  $D_{OS}$  и с учетом уравнений (1.2) и (1.3) получаем

$$\beta = \theta - \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \hat{\alpha}(D_{OL} \theta) \quad (1.5)$$

Редуцированный угол отклонения определяется выражением

$$\alpha(\theta) \doteq \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \hat{\alpha}(D_{OL} \theta) \quad (1.6)$$

так что, уравнение (1.5) принимает простой вид уравнения линзы

$$\beta = \theta - \hat{\alpha}(\theta) \quad (1.7)$$

Уравнение угла отклонения  $\alpha$ , для точечной линзирующей массы  $M$  (например, черной дырой), данный уравнением (1.1) принимает вид

$$\alpha(\theta) = \frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OL} D_{OS}} \frac{\theta}{|\theta|^2} \quad (1.8)$$

Множественные изображения источника в случае сильного гравитационного линзирования, возникают в случае нескольких решений  $\theta_i$  для положения источника  $\beta$  уравнения (1.7). Отметим, что для космологических расстояний,  $D_{LS} \neq D_{OS} - D_{OL}$ .

Уравнение линзы может быть аналитически решено для линзы с точечной массой. Введем определение так называемого угла Эйнштейна линзы

$$\theta_E \doteq \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OL} D_{OS}}} \quad (1.9)$$

тогда уравнение линзы (1.7) принимает вид

$$\beta = \theta - \theta_E^2 \frac{\theta}{|\theta|^2} \quad (1.10)$$

Определяя значения  $x \doteq \theta / \theta_E$  и  $y \doteq \beta / \theta_E$ , уравнение линзы упрощается

$$y = x - \frac{x}{|x|^2} \quad (1.11)$$

квадратное уравнение имеет решения

$$x = \frac{1}{2} \left( |y| \pm \sqrt{4 + |y|^2} \right) \frac{y}{|y|^2} \quad (1.12)$$

Если источник располагается точно на оси линза-наблюдатель, то из решения уравнения (1.13),  $y=0$  и  $|x|=1$  что соответствует кругу. Следовательно, источник отображается как круговое изображение с радиусом  $|\theta| = \theta_E$  называемый кольцом Эйнштейна что также наблюдается в некоторых ГЛК.

В случае линзирования на галактике, её масса имеет определенное распределение. Поскольку размеры галактики существенно меньше расстояний между линзой и наблюдателем, линзу считают “тонкой”, а ее распределение массы полагают расположенной на одном расстоянии от наблюдателя. Распределение массы  $\rho(r)$  линзы может быть спроецировано по лучу зрения на плоскость линзы, с получением двумерного распределения массы, или поверхностной плотности массы  $\Sigma(\xi)$ .

### **§1.3. Применение гравитационного линзирования в астрофизике**

Помимо геометрических эффектов отклонения и образования множественных компонентов изображений в ГЛК, также, наблюдаются астрофизические явления времени задержки и эффекты усиления яркости компонент.

Время прохождения светового луча от источника до наблюдателя в ГЛК отличается от времени прохождения без линзирования. Эта разница называемая временем задержки является результатом двух эффектов. Первый эффект, преломленный световой луч геометрически длиннее луча проходящего напрямую, так что свету требуется больше времени для

распространения, что выражается в геометрическом значении времени задержки

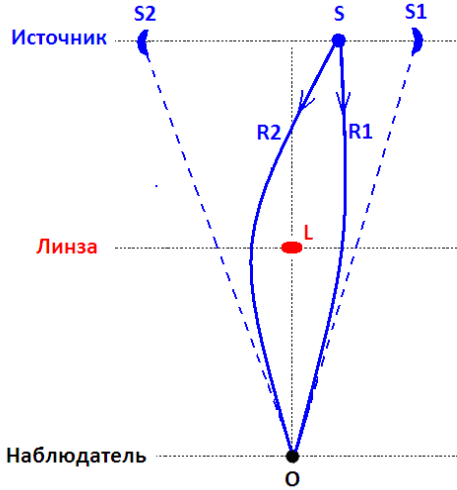
$$\Delta t_{geom} = \frac{1+z_{lens}}{c} \frac{D_{OL} D_{OS}}{2 D_{LS}} (\theta - \beta)^2 \quad (1.25)$$

Второй эффект, световой луч распространяется сквозь гравитационный потенциал, где замедляется в результате времени задержки эффекта Шапиро. Это гравитационное время задержки описывается соотношением

$$\Delta t_{grav} = -\frac{1+z_{lens}}{c} \hat{\psi}(\xi) + \text{const} \quad (1.26)$$

Общее время задержки описывается суммой этих двух эффектов

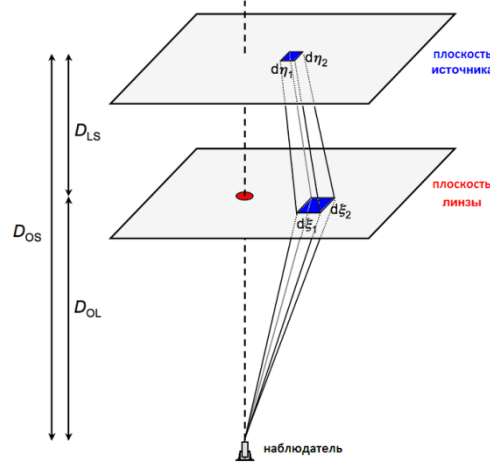
$$\Delta t = \frac{1+z_{lens}}{c} \frac{D_{OL} D_{OS}}{D_{LS}} \left\{ \frac{1}{2} (\theta - \beta)^2 - \psi(\theta) \right\} + \text{const} \quad (1.27)$$



**Рис. 1.3.** На схеме ГЛС показано отличие геометрических длин лучей  $R1$  и  $R2$  достигающих наблюдателя соответствующих двум компонентам изображений  $S1$  и  $S2$ . Линза  $L$ , формирует два деформированных изображения  $S1$  и  $S2$  источника  $S$  в точке наблюдателя  $O$ .

Угловые положения линзированных изображений источника получаются в соответствии с решениями уравнения линзы. Однако, гравитационное линзирование меняет не только направление светового луча, но также и его сечение деформируя его. Лучи испускаемые протяженным источником отклоняются под различными углами, в зависимости от прицельного параметра  $\xi$  до линзы, так что форма линзированного

изображения отличается от формы источника, и определяется решением уравнения линзы для всех точек в пределах источника.



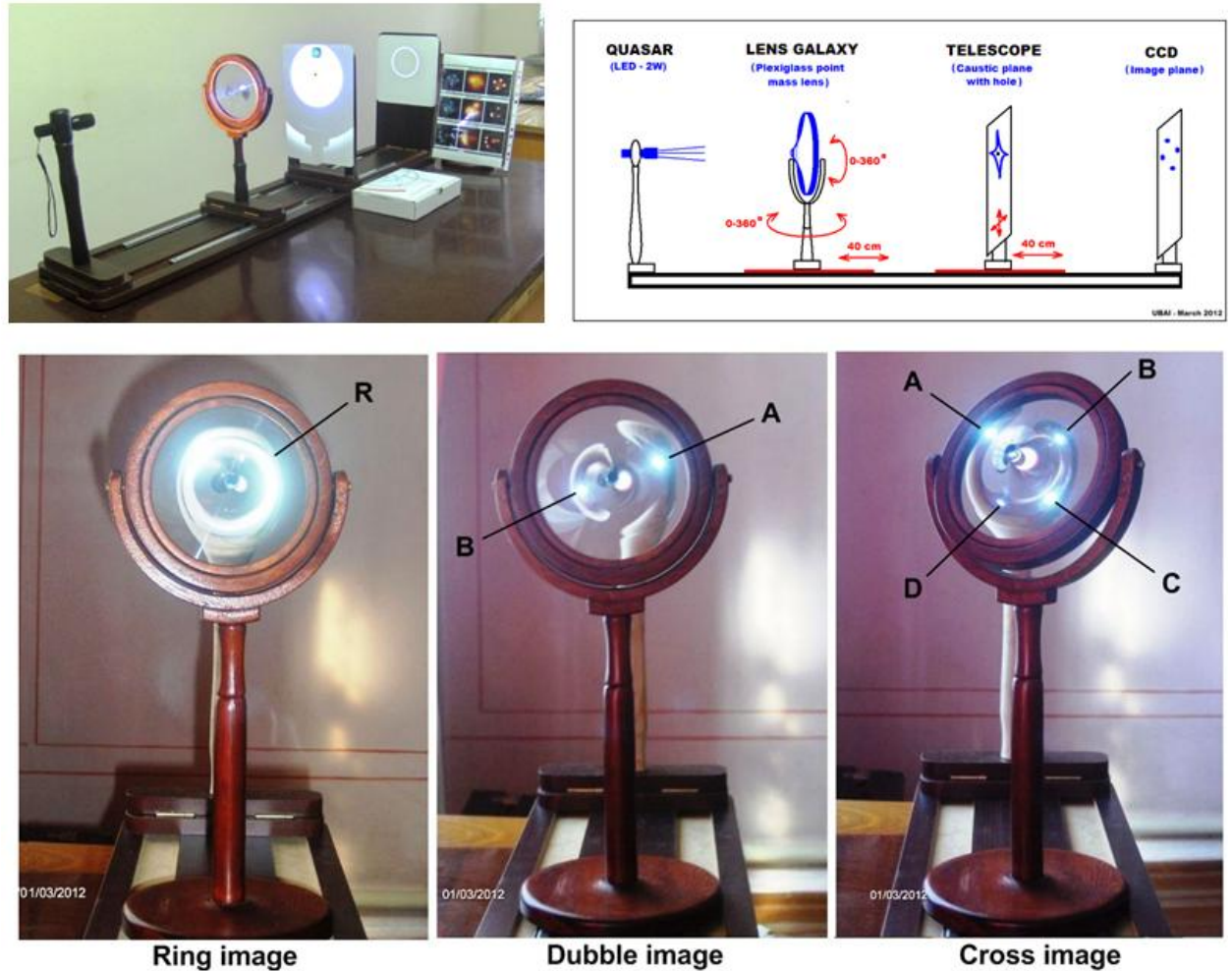
**Рис. 1.4.** Схема изменения телесного угла в плоскости источника в результате гравитационного линзирования.

Эффект усиления и искажения схематически показан на рис. 1.4. В случае отсутствия линзирования источник наблюдался бы под телесным углом  $(d\omega_s = d\eta_1 d\eta_2 / D_{OS}^2)$ . Однако, в результате дифференциального отклонения, телесный угол изображения изменяется, и описывается выражением  $(d\omega = d\xi_1 d\xi_2 / D_{OL}^2)$ . Поскольку фотоны не испускаются и не поглощаются в результате гравитационного отклонения лучей, то это подразумевает сохранение поверхностной яркости источника. Поверхностная яркость изображения  $I$ , идентична яркости нелинзированного источника. Поток источника определяется произведением поверхностной яркости и телесного угла. Поток нелинзированного источника определяется как  $S_0 = I d\omega_s$ , а линзированного изображения  $S = I d\omega$ .

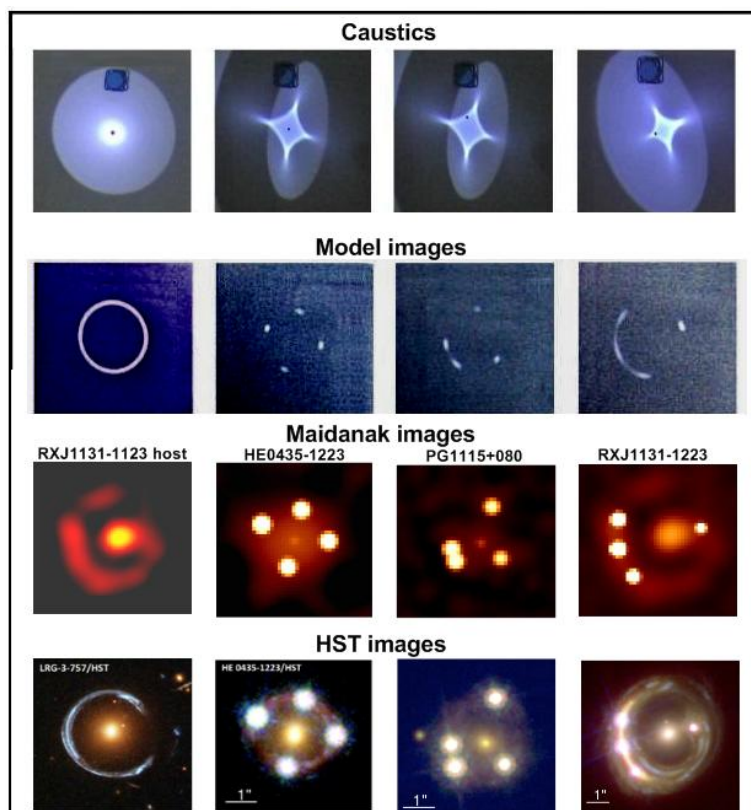
Отношение потоков источника и изображения в результате линзирования описывается коэффициентом усиления

$$\mu \doteq \frac{S}{S_0} = \frac{d\omega}{d\omega_s} \quad (1.28)$$

Оптический аналог гравитационной линзы и оптические проявления различных линзированных конфигураций, показаны на рис 1.5, на примере демонстрационной модели разработанной в АИ АН РУз.



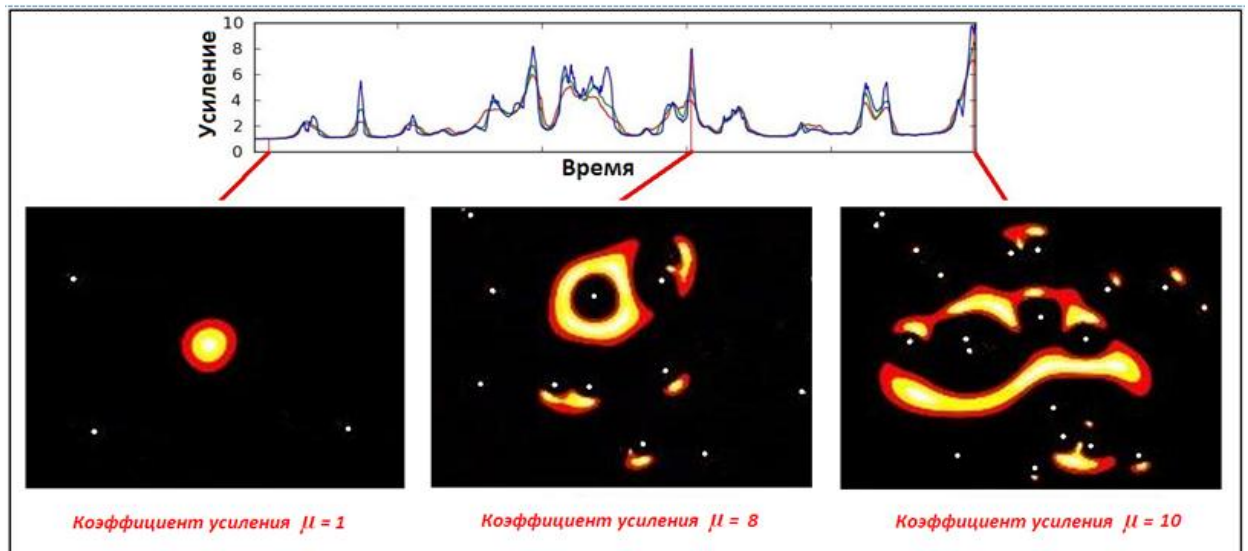
*Рис. 1.5. Демонстрационная оптическая модель гравитационного линзирования и проявления различных конфигураций множественных изображений в зависимости от прицельного параметра и наклона модели линзы. Показано образование кольца Эйнштейна, двухкомпонентного и четырехкомпонентного изображений.*



**Рис. 1.6.** Образование различных конфигурации ГЛК. Первый ряд – изображения каустик на демонстрационной модели, второй ряд – образованные лизированные изображения, третий ряд – обработанные наблюдаемые изображения ГЛК с телескопа АЗТ-22, четвертый ряд – изображения с Космического телескопа Хаббла

Еще одним важным эффектом в ГЛК является эффект микролинзирования. Эффект микролинзирования проявляется как временное, переменное усиление интенсивности отдельных компонентов ГЛК в результате их дополнительного линзирования и усиления на перемещающихся звездах и их скоплениях в линзирующей галактике. В этом случае разделения компонентов изображений слишком малы для их разрешения, но возможны измерения общего усиления интенсивности.

Микролинзы дают сложную картину распределения коэффициентов усиления в плоскости источника и изображений которые можно лишь моделировать с определенными параметрами (Рис.1.7).



**Рис. 1.7.** Результаты моделирования эффекта микролинзирования в ГЛК. График отображает переменность коэффициента усиления в результате движения звезд в линзирующей галактике. Точками на слайдах обозначены звезды линзирующей галактики. Цветными контурами показаны, искаженные и усиленные формы линзированного квазара.

## §1.4. Исследования по международному проекту COSMOGRAIL

Проект **COSMOGRAIL** (COSmological MONitoring of GRAvitational Lenses) - международное проект, инициированный 2004 г. в Лаборатории Астрофизики Lastro-EPFL, Женевской обсерватория, Швейцария. Целью проекта является, высокоточные измерения времени задержек с ошибкой в несколько процентов гравитационно-линзированных квазаров, для возможности определения постоянной Хаббла,  $H_0$ . Наблюдательная часть проекта направлена на получение продолжительных мониторинговых наблюдений ГЛК с использованием телескопов метрового класса расположенных на северных и южных полушариях Земли.

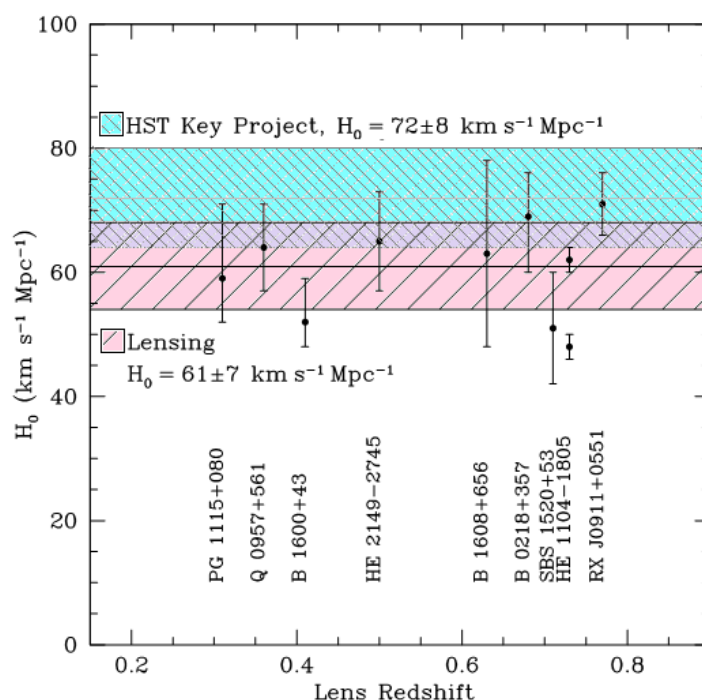
В проект были включены ряд обсерваторий: “La Silla” (Чили), “La Palma” (Испания), Майданак (Узбекистан), Индийская Астрономическая



Обсерватория (Индия), , “Calar Alto” (Испания) и др. Включение Майданакской обсерватории в международную сеть по наблюдениям гравитационных линз “COSMOGRAIL” является результатом наличия хорошего астроклимата и выгодного географического расположения Майданакской обсерватории АИ АН РУз.

База данных “COSMOGRAIL” и включает результаты фотометрических наблюдений порядка 80 ГЛС.

До начала проекта “COSMOGRAIL” в 2004 г., времена задержек были измерены для десяти линзированных систем, девять из которых позволили оценить  $H_0$ . На рис. 1.8 показаны оценки  $H_0$ , для каждой линзированной системы, как функция красного смещения линзы. Средняя оценка константы Хаббла полученных по наземным наблюдениям ГЛС,  $H_0 = 61 \pm 7 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ . Это значение совместимо, но определенно меньше измерений полученных на КТХ по программе Hubble Constant Key Project  $H_0 = 71 \pm 8 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$  и согласуется в пределах ошибок.





**Рис. 1.8.** Сравнение измерений константы Хаббла,  $H_0$ , полученных по наблюдениям ГЛС и наблюдений с Космического Телескопа Хаббла. Измерения ГЛС получены по девяти объектам.  $H_0$  показана как функция красного смещения линзы.

Идея измерения времени задержки в ГЛС достаточно проста. Для начала получается ряд оптических наблюдений с достаточно хорошим качеством, разрешением и скважностью в течении периода большего чем ожидаемое время задержки. Далее методом фотометрии получают кривые блеска отдельных компонентов линзированного кваза. И наконец, численными статистическими методами вычисляется время задержки или смещение по времени между этими кривыми блеска.

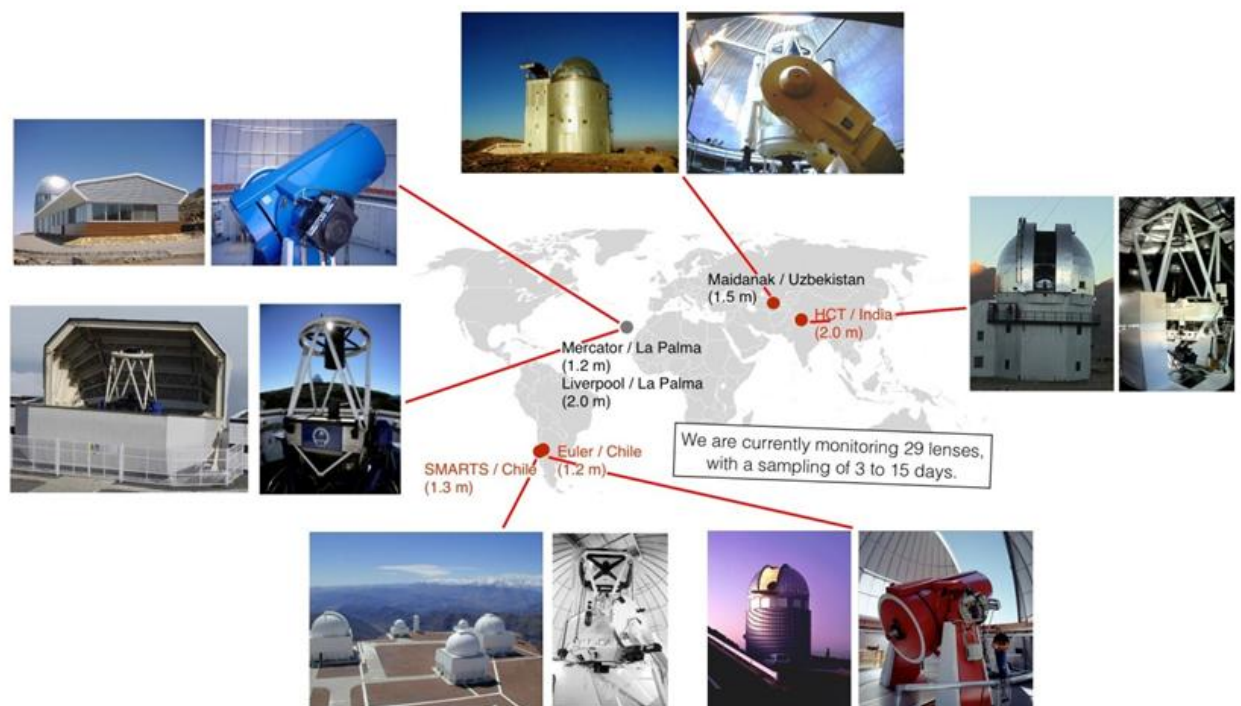
Для эффективности подобных задач, первым необходимым условием является наличие хорошего астроклимата обсерватории, достаточного для разрешения компонентов ГЛС, а также наличие достаточного наблюдательного времени и возможности непрерывных наблюдений на телескопах в течении ряда лет. Также, для повышения достоверности вычислений времен задержек в ГЛС необходимы параллельные скоординированные наблюдения в нескольких обсерваториях, что и послужило организации такого проекта как “COSMOGRAIL”.

Вычисление константы Хаббла  $H_0$  методом времени задержки ГЛС, требует также хорошего знания параметров распределения массы линзирующей галактики, получаемых с помощью ряда других методов и наблюдений. К этим методам относятся спектральные наблюдения с определением радиальной скорости вращения линзирующих галактик, наблюдения высокого разрешения с помощью адаптивной оптики и космических наблюдений с КТХ позволяющих выделить все тонкости структуры ГЛС необходимые для моделирования. Другое ограничение связано с качеством наблюдений и непосредственно с ошибками

вычисления времени задержки. Таким образом, ошибка определения константы Хаббла,  $H_0$ , по наблюдениям ГЛС примерно на 50 % складывается из ошибки определения времени задержки и 50 % из ошибки моделирования линзирующей галактики. Предыдущие ошибки определения времени задержки в ГЛС составляли примерно 10 %, что непосредственно отражается на точности оценки константы Хаббла,  $H_0$ .

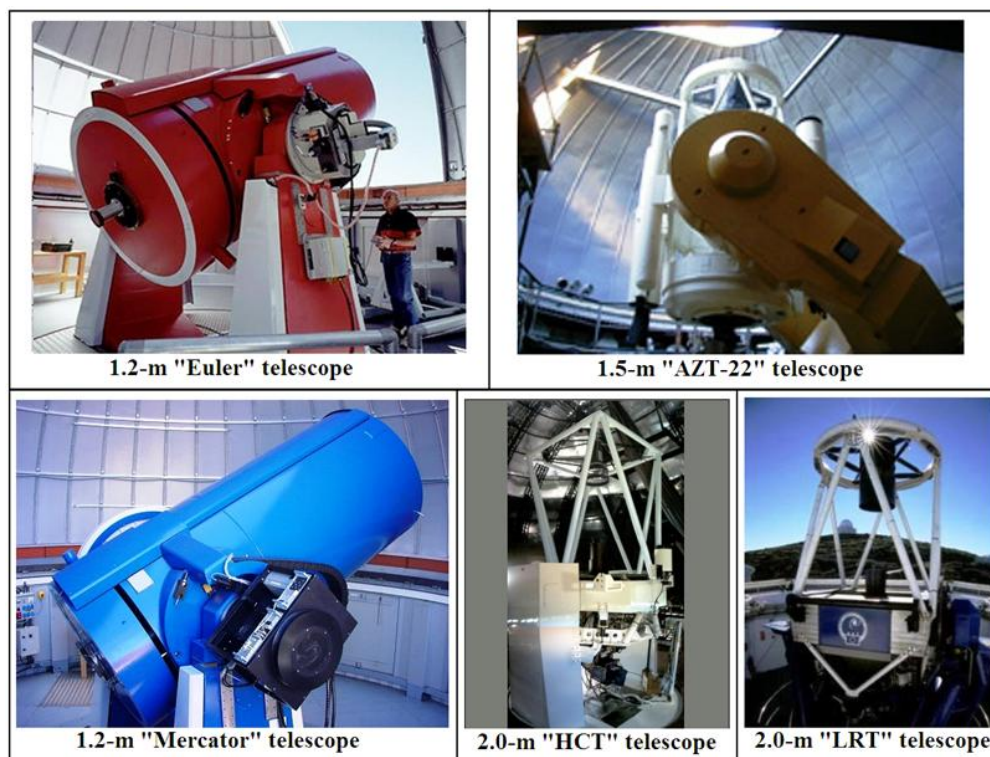
В проект “COSMOGRAIL” были включены ряд обсерваторий и телескопов, расположенных в северных и южных полушариях Земли:

- 1) Швейцарский 1.2-м телескоп “Euler” в обсерватории “La Silla”, Чили;
- 2) 1.5-м телескоп “АЗТ-22” в обсерватории Майданак АИ АН РУз;
- 3) Бельгийско- Швейцарский 1.2-м телескоп “Mercator” в обсерватории “La Palma”, Испания;
- 4) 2-м телескоп “НСТ”, обсерватории. “Hanle”, Индия;
- 5) 2-м робот телескоп “LRT” Ливерпульского университета, обсерватории “La Palma”, Испания.



**Рис. 1.9.** Обсерватории участники проекта COSMOGRAIL

Также в дальнейшем в базу данных проекта “COSMOGRAIL” были включены результаты наблюдений ГЛС с 1.3-м телескопа SMARTS в обсерватории “Cerro Tololo” в Чили, и данные 1.0-м телескопа обсерватории Hoher List в Германии;



**Рис. 1.10.** Основные телескопы проекта “COSMOGRAIL”

Наблюдения на всех телескопах проводились с помощью профессиональных, астрономических ПЗС камер, с охлаждением до  $-100^{\circ}\text{C}$ .

База данных наблюдений ГЛС со всех обсерваторий, получаемых по проекту COSMOGRAIL, расположена в Лаборатории Астрофизики EPFL в Женевской обсерватории. Она включает информацию о наблюдениях, получаемых с 2004 г. и содержит данные 76 объектов, 20 из которых наблюдались на Майданакской обсерватории АН РУз. К данной базе данных имеют доступ участники проекта COSMOGRAIL.

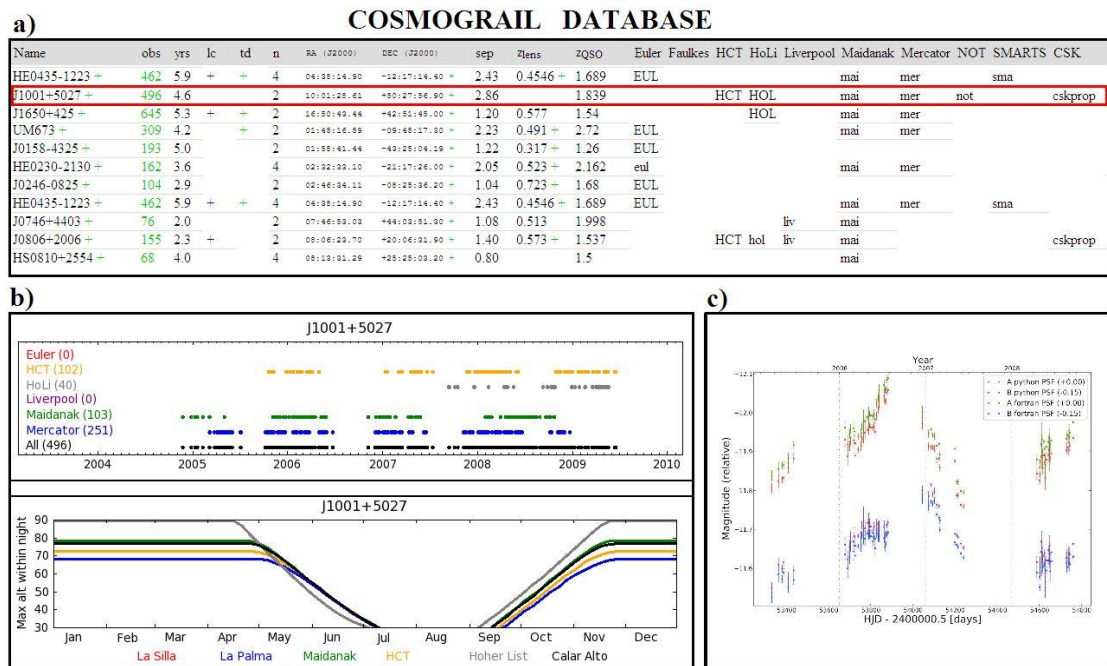
Информация о ГЛС включает: название ГЛС, ссылки на публикации, общее количество ночей наблюдений, период наблюдений, координаты ГЛС,

угловое разделение компонентов ГЛС, красные смещения линзы и квазара, телескопы задействованные для наблюдений и др. Также база данных позволяет в интерактивном режиме отображать графическую информацию о полученных наблюдениях, графики положения высоты ГЛС в зависимости от месяцев и широты обсерватории и графики предварительных кривых блеска ГЛС (Рис. 2.1).

## ГЛАВА 2. НАБЛЮДЕНИЯ ГЛК И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

### §2.1. Оптические наблюдения ГЛК

Отличительной особенностью базы данных проекта COSMOGRAIL является возможность ее динамического пополнения и интерактивной работы по сети интернет. Наблюдатели в обсерваториях имеют возможность получать и передавать информацию о ГЛК в базу данных и получать рекомендации для эффективных скоординированных наблюдений на данную ночь, а также отсылать в базу свои предварительные кривые блеска. Такая организация позволяет максимально эффективно проводить совместные наблюдения, своевременно обнаруживать переменности и вспышки в ГЛС, и координировать приоритеты объектов.

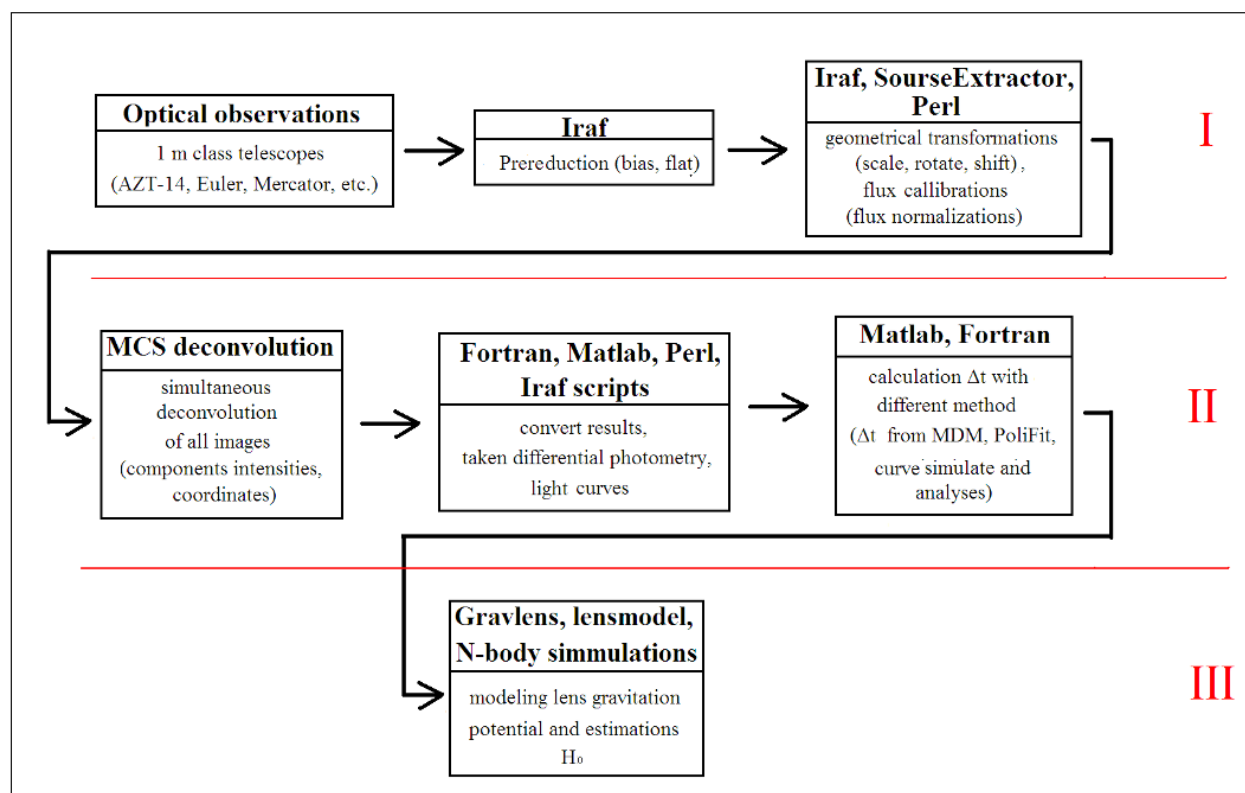


**Рис. 2.1.** База данных проекта COSMOGRAIL. **a)** Фрагмент базы данных с информацией и параметрами ГЛС. **b)** Отображение полученных на телескопах наблюдений и графики высоты ГЛС над горизонтом. **c)** предварительная кривая блеска компонентов ГЛС.

Данные полученные по проекту COSMOGRAIL представляют собой ПЗС изображения с различных телескопов и камер. Поскольку каждый инструмент, включенный в проект, имеет собственные технические характеристики, то анализ разнородных данных требует ряда преобразований и стандартизаций. С учетом большого количества данных и с необходимостью оперативного и эффективного анализа, был создан алгоритм поточной обработки и анализа ПЗС изображений (Рис. 2.2).

## §2.2. Комплексная обработка и анализ данных

Программа комплексной, поточной обработки данных включает ряд подпрограмм написанных в средах программирования IRAF scripts, Fortran, Source Extractor, Perl, MATLAB и проводится в три этапа.



**Рис. 2.2.** Этапы программы поточной обработки и анализа данных наблюдений ГЛС полученных по проекту “COSMOGRAIL”.

**Этап I** – получение оптических наблюдений и предварительная обработка ПЗС данных. Для каждого отдельного линзированного квазара, все полученные ПЗС кадры проходят коррекцию пьедестального уровня – “bias correction”, коррекцию за плоское поле – “flat correction”, очищаются от космических лучей, смещаются и масштабируются относительно референтного изображения и проходят калибровку потоков. Далее проводится предварительная апертурная фотометрия выполняемая для всей ГЛС с целью получения общей кривой блеска, и оценки переменности линзированного квазара в целом. Это позволяет скорректировать интенсивность и приоритет наблюдений отдельных ГЛС

**Этап II** – получение кривых блеска с использованием “MCS” фотометрии и вычисления времени задержки в ГЛС. После оценки переменности, проводится обработка и анализ данных с целью получения кривых блеска отдельных компонентов ГЛС. Для использования всех доступных данных (даже кадров более низким качеством), происходит одновременная обработка всех изображений с применением метода MCS дековолюции [28]. Далее, с использованием полученных кривых блеска отдельных компонентов ГЛС вычисляются задержки времени, и анализируется влияние микролинзирования.

**Этап III** – анализ результатов, моделирование и вычисление  $H_0$ . При анализе результатов используются полученные кривые блеска, значения времени задержки ГЛС, результаты спектральных наблюдений, наблюдения с КТХ и др.

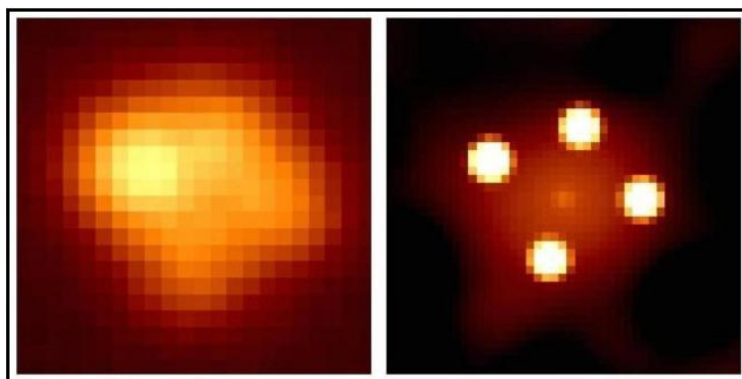
Корректная предварительная обработка данных является важным этапом для получения точных кривых блеска линзированных изображений квазара. Программа поточной обработки данных позволяет трансформировать и приводить к одному типу любые исходные ПЗС изображения, с помощью которых далее выполняются фотометрические измерения.



### §2.3. Метод MCS повышения углового разрешения

Прежде чем, излучение звезды достигнет ПЗС камеры, оно проходит через атмосферу Земли, где подвергается случайным турбулентным искажениям, и через оптику телескопа имеющее определенное дифракционный предел и качество оптики. Приемник излучения также имеет определенную разрешающую способность. В результате изображения звезд на ПЗС кадрах получаются “размытыми” с распределением яркости звезд в виде ФРТ (Функции Рассеяния Точки).

Угловые расстояния между компонентами ГЛК, как правило, составляет порядка 1” и менее. Для получения фотометрии компонентов ГЛК необходимо предварительно их пространственное разрешение. Повышение пространственного разрешения достигается численной обработкой ПЗС кадров с помощью метода MCS деконволюции (Рис. 2.3.)



**Рис. 2.3.** Результат MCS деконволюции. Слева – изображение ГЛК HE 0435-1223 с телескопа AZT-22 Майданакской обсерватории. Справа – результат обработки изображения методом MCS деконволюции.

Наблюдаемое распределение света звезды  $d(\vec{x})$ , может быть представлено как свертка неискаженного сигнала  $f(\vec{x})$ , с инструментальным и атмосферным откликом  $t(\vec{x})$ , плюс ошибки измерений (или шумы)  $n(\vec{x})$ :



$$d(\vec{x}) = f(\vec{x}) * t(\vec{x}) + n(\vec{x}) \quad (2.1)$$

Поскольку для получения изображений используются ПЗС детекторы, имеющие определенное разрешение и размеры пикселей, то наблюдаемое непрерывное распределение света дискретизируется. В результате дискретизации плавное и непрерывное распределение света распределяется на несколько пикселей с усреднением значения потока в пределах каждого пикселя. В этом случае уравнение запишется:

$$d_i = \sum_{j=1}^N t_{ij} f_j + n_i \quad (2.2)$$

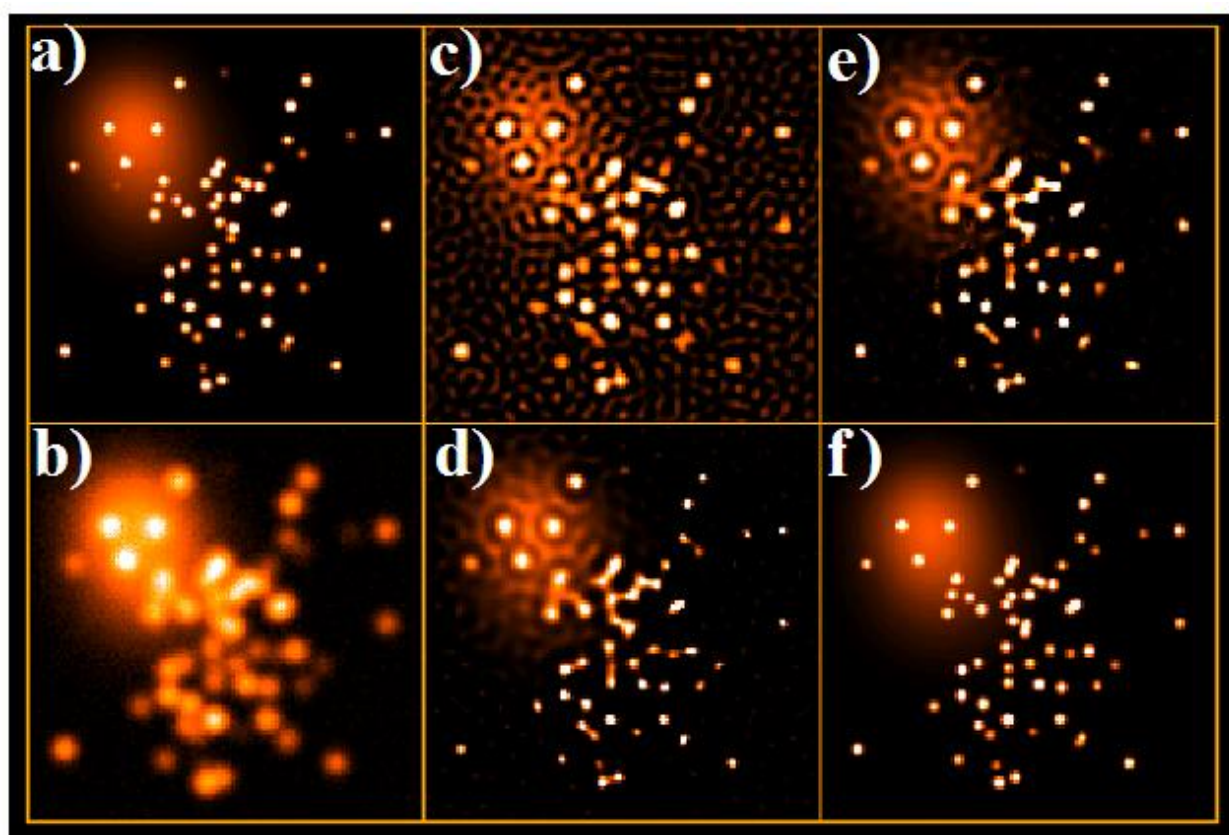
где  $N$  – число пикселей,  $d_i$ ,  $f_j$ ,  $n_i$  – векторные компоненты, дающие дискретные значения функций  $d(\vec{x})$ ,  $f(\vec{x})$ ,  $n(\vec{x})$  в точке  $i$ , а  $t_{ij}$  – значение пикселя  $j$  при расположении ФРТ в точке  $i$ .

Деконволюция заключается в инверсии выражения (2.1), то есть по данному наблюдаемому изображению  $d(\vec{x})$  и общей ФРТ  $t(\vec{x})$ , восстанавливается первоначальное (неискаженное) распределения света  $f(\vec{x})$ . Деконволюция относится к классу некорректно поставленных обратных задач, поскольку может быть найдено большое количество решений, особенно в присутствии шума  $n(\vec{x})$ .

Существует несколько методов деконволюций, с применением различных алгоритмов и решений, например метод максимальной энтропии, итеративный алгоритм Ричардсона-Луки, и метод MCS деконволюции [44, 45]

Большинство методов деконволюций имеют два основных недостатка: первое, представление точечного источника (например, звезды) как  $\delta$  – функцию Дирака, что может производить артефакты, или неоднородности вокруг точечных источников расположенных на освещенном фоне

(например, на фоне галактики ГЛК); и второе, не сохраняются относительные интенсивности отдельных частей изображения. Поэтому, хотя визуально результат такой обработки может выглядеть удовлетворительно, однако фотометрические измерения таких изображений после таких методов деконволюции невозможны. На Рис. 2.4 показаны некоторые из общих недостатков традиционных методов деконволюций.

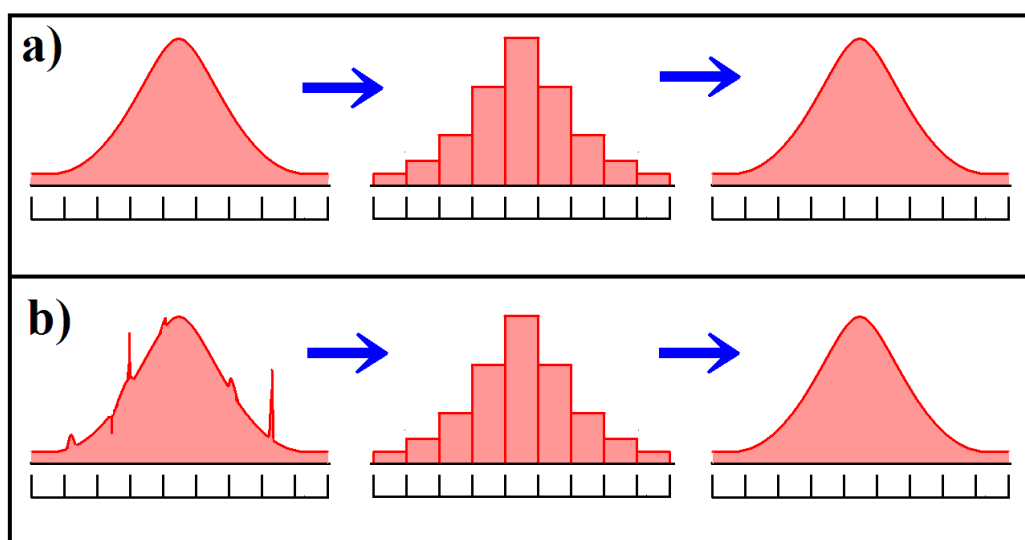


**Рис. 2.4.** Примеры деконволюций смоделированного изображения группы звезды, частично расположенной на фоне эллиптической галактики.

*a) истинное распределение света, с разрешением точечных источников  $FWHM=2$  пикселя; b) размытое изображение с разрешением  $FWHM$  в 6 пикселей и наложенным шумом; c) деконволюция с применением фильтра Винера; d) деконволюция Ричардсона-Луки; e) деконволюция методом максимальной энтропии; f) деконволюция методом MCS.*

Метод MCS деконволюции учитывает пространственное разрешение получаемых изображения с разрешением исходных изображений, таким образом, соблюдая теорему дискретизации. Теорема дискретизации (теорема Котельникова или Найквиста-Шеннона) – фундаментальная теорема, применяемая при дискретизации аналогового сигнала. Теорема гласит: непрерывная функция  $f(t)$ , содержащая наивысшую частоту  $\nu_0$ , полностью определяется дискретными значениями этой функции с интервалом  $(2\nu_0)^{-1}$ . В результате учета теоремы, непрерывная функция  $f(t)$  может быть полностью восстановлена по ее дискретным значениям полученных с частотой в два раза превышающей наивысшую частоту в этой функции, получаемой при Фурье разложении.

С учетом теоремы дискретизации, ПЗС матрица с фиксированными размерами пикселей действует как цифровой фильтр, отсекая пространственные частоты принимаемого изображения большего, чем половина размера пикселя (Рис. 2.5.).



**Рис. 2.5.** Схема дискретизации профиля галактики и проявление цифровой

*фильтрация при ПЗС наблюдениях. а) гладкий профиль при корректной дискретизации однозначно восстанавливается б) профиль с включением высокочастотных компонентов при дискретизации сглаживается.*

Таким образом, MCS деконволюция учитывает теорему дискретизации и выдает изображения не с бесконечным разрешением, а с учетом начального разрешения ПЗС кадров. В результате обработанные изображения получаются такими, как если бы они наблюдались на телескопе с идеальной оптикой и стабильной атмосферой. Это также помогает избежать артефактов и сохраняет фотометрические и астрометрические параметры первоначальных точечных источников.

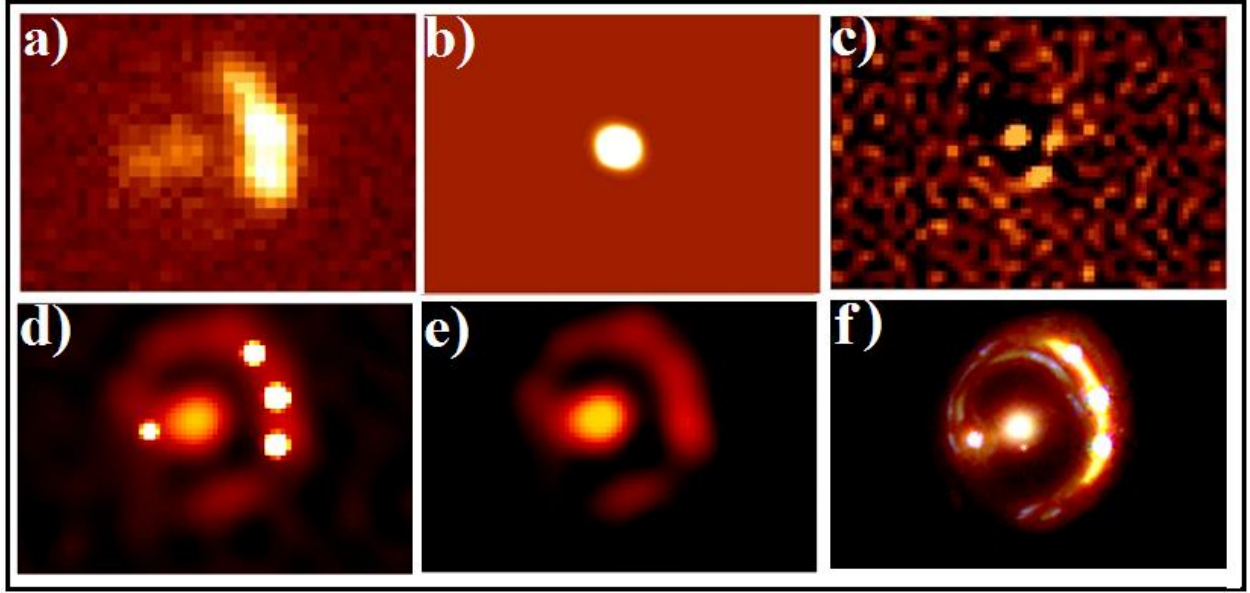
В методе MCS деконволюции [44], ФРТ восстановленного источника  $r(\vec{x})$ , является не Дираковским распределением, а Гауссовым с разрешением с FWHM выбираемым пользователем и учетом теоремы дискретизации. Максимально возможное, конечное значение разрешения, определяется размером пикселя исходного кадра. Поэтому данные подвергаются деконволюции не общей ФРТ,  $t(\vec{x})$ , а более узкой,  $s(\vec{x})$ , в соответствии со следующим выражением:

$$t(\vec{x}) = s(\vec{x}) * r(\vec{x}) \quad (2.3)$$

Большое внимание в MCS методе уделено вычислению формы точечного источника на восстанавливаемом кадре,  $r(\vec{x})$ , используемой для ограничения решений функции  $f(\vec{x})$ . В процессе деконволюции изображение  $f(\vec{x})$ , разделяется на точечные источники с известными профилями  $r$ , и на сглаженное изображение протяженного фонового источника  $h(\vec{x})$ :

$$f(\vec{x}) = h(\vec{x}) + \sum_{k=1}^P a_k r(\vec{x} - \vec{c}_k) \quad (2.4)$$

где положения точечных источников  $\vec{c}_k$  и их интенсивности  $a_k$  являются переменными параметрами алгоритма. Фон  $h(\vec{x})$  представляет собой плавное распределение.



**Рис. 2.6.** Этапы MCS деконволюции. а) ПЗС кадр ГЛК RXJ1131-1223 с обсерватории Майданак. б) аналитический профиль ФРТ звезды. в) числовая часть профиля ФРТ. д) результата MCS деконволюции. е) линзирующая галактика и кольцо Эйнштейна выявленные при MCS деконволюции. ф) для сравнения, изображения ГЛК RXJ1131-1223 с Космического Телескопа Хаббла.

Таким образом, деконволюция дискретизированного изображения описываемого уравнением (2.2), сводится к минимизации функции  $S$ :

$$S = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left\{ \sum_{j=1}^N s_{ij} \left( h_j + \sum_{k=1}^P a_k r(\vec{x}_j - \vec{c}_k) \right) - d_i \right\}^2 + \lambda \sum_{i=1}^N \left( h_i - \sum_{j=1}^N r_{ij} h_j \right)^2 \quad (2.5)$$

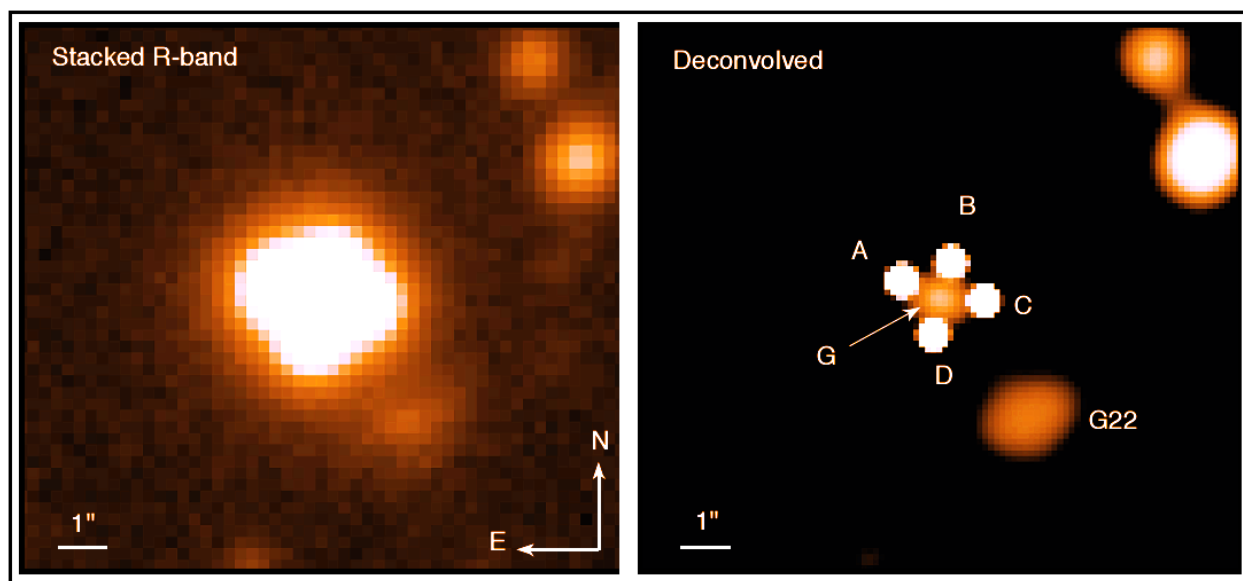
где  $N$  – число пикселей кадра данных,  $d_i$  и  $\sigma_i$  – интенсивность и ошибка  $i$ -того пикселя,  $h_i$  – сглаженное значение фона в пикселе  $i$ . Первая половина уравнения представляет собой минимизацию  $\chi^2$  разности между кадром деконволюции (ур-е. 2.4), при свертке с ФРТ  $s$ , и исходным кадром  $d$ . Вторая половина уравнения – функция сглаживания фона  $h$ .  $\lambda$  – параметр сглаживания Лагранжа, определяемый так, что  $\chi^2$  восстановленной модели должен быть статистически совместим с данными ( $\chi^2 \approx N$ ).

В процессе деконволюции создается кадр разности для оптимизации параметра  $\lambda$ : вначале модель  $f(\vec{x})$  свертывается с ФРТ  $s(\vec{x})$  с разрешением  $t(\vec{x})$ , затем вычитается исходный кадр и делится на  $\sigma$ .  $\lambda$  параметр подбирается таким чтобы значение кадра разности приближалось к единице.

Алгоритм MCS деконволюции также позволяет проводить одновременную обработку множества кадров одной ГЛК. Предварительно для всех  $n$  исходных кадров, ФРТ ( $s_1(\vec{x}), s_2(\vec{x}), \dots, s_n(\vec{x})$ ). Протяженные фоновые источники  $h(\vec{x})$  и положения точечных компонентов получаются одинаковыми для всех кадров деконволюции, а интенсивности компонентов  $a_{l,k}$  ( $l=1, \dots, n$ ) могут меняться от кадра к кадру в соответствии с оптической переменностью ГЛК. Преимущество одновременной деконволюции состоит в том, что для получения интенсивностей компонентов и построения профиля фонового источника (линзирующей галактики) используется суммарное отношение сигнал-шум всех кадров. При одновременной деконволюции производится минимизация функционала включающего параметры каждого кадра  $d_l$ , а так же общий сглаживающий параметр  $\lambda$ :

$$\begin{aligned}
S = & \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{1,i}^2} \left\{ \sum_{j=1}^N s_{1,ij} \left( \alpha_1 h(\bar{x}_j + \bar{\delta}_1) + \beta_1 + \sum_{k=1}^P a_{1,k} r(\bar{x}_j - \bar{c}_k + \bar{\delta}_1) \right) - d_2(\bar{x}_i) \right\}^2 + \\
& + \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{2,i}^2} \left\{ \sum_{j=1}^N s_{2,ij} \left( \alpha_2 h(\bar{x}_j + \bar{\delta}_2) + \beta_2 + \sum_{k=1}^P a_{2,k} r(\bar{x}_j - \bar{c}_k + \bar{\delta}_2) \right) - d_2(\bar{x}_i) \right\}^2 + \\
& + \dots \\
& + \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{n,i}^2} \left\{ \sum_{j=1}^N s_{n,ij} \left( \alpha_n h(\bar{x}_j + \bar{\delta}_n) + \beta_n + \sum_{k=1}^P a_{n,k} r(\bar{x}_j - \bar{c}_k + \bar{\delta}_n) \right) - d_n(\bar{x}_i) \right\}^2 + \\
& + \lambda \sum_{i=1}^N \left( h(\bar{x}_i) - \sum_{j=1}^N r_{ij} h(\bar{x}_j) \right)^2
\end{aligned} \tag{2.6}$$

где  $\bar{\delta}_l$  ( при  $l = 1, \dots, n$ ) смещения отдельных кадров в целом которые компенсируют возможные неточности выравниваний относительно референтного кадра при процедуре геометрических трансформаций.  $\alpha_l$  и  $\beta_l$  мультипликативные и аддитивные параметры вводимые, для регулировки глобального фона  $h$  по отношению к каждому кадру, с целью компенсаций возможных различий при нормировке потоков или при вычитании фона неба.



**Рис. 2.7.** Результат одновременной MCS деконволюции 2741 кадров ГЛК HE 0435-1223. Разрешение точечных компонентов на обработанных кадрах  $FWHM=0.34''$ .

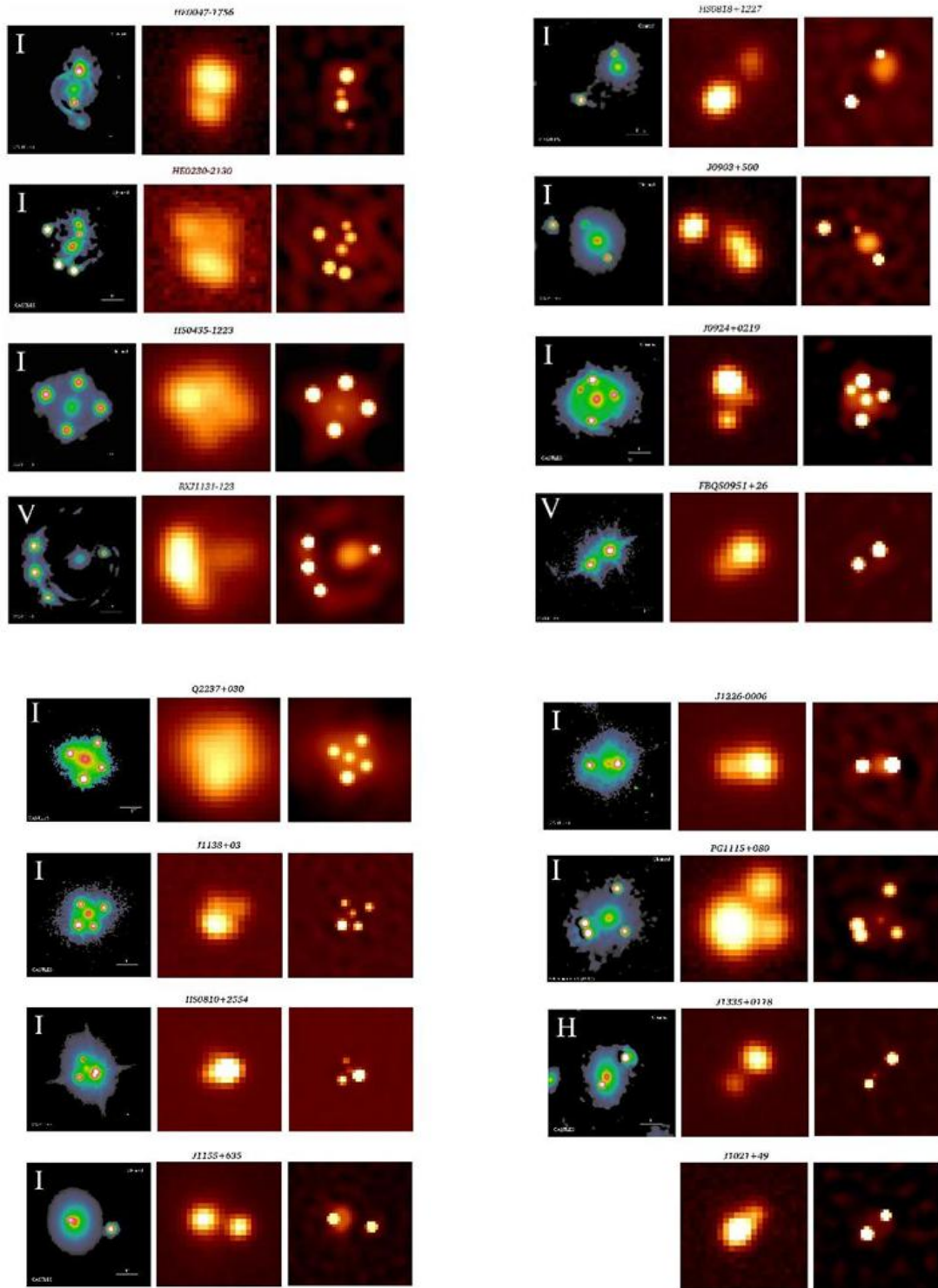
Другое преимущество одновременной деконволюции заключается в увеличении общего отношения сигнала к шуму. При наблюдениях, полученных со сдвигом отдельных кадров, компоненты ГЛК расположены в различных областях ПЗС матрицы. Таким образом, одновременная деконволюция множества отдельно смещенных кадров позволяет получить более точные выходные параметры, по сравнению с обработкой отдельного кадра. Этот способ деконволюции также хорошо подходит для обнаружения диффузно распределенных объектов малой светимости, таких как линзирующая галактика и галактика самого квазара.

Кроме того, при одновременной деконволюции всех кадров одного объекта в отдельные ночи наблюдений, мы получаем и кривые блесков точечных источников и высокое отношение сигнал-шум этих источников.

Таким образом методом MCS деконволюции получены результаты обработки наблюдений ряда ГЛК с Майданакской обсерватории в рамках



проекта COSMOGRAIL и их сравнения с прямыми изображениями с Космического телескопа Хаббла (Рис.2.8)



**Рис. 2.8.** Сравнение прямых изображений ГЛК с Космического телескопа Хаббла с изображениями MCS деконволюции по наблюдениям с обсерватории Майданак.

## §2.4. Методы вычисления времени задержки ГЛК

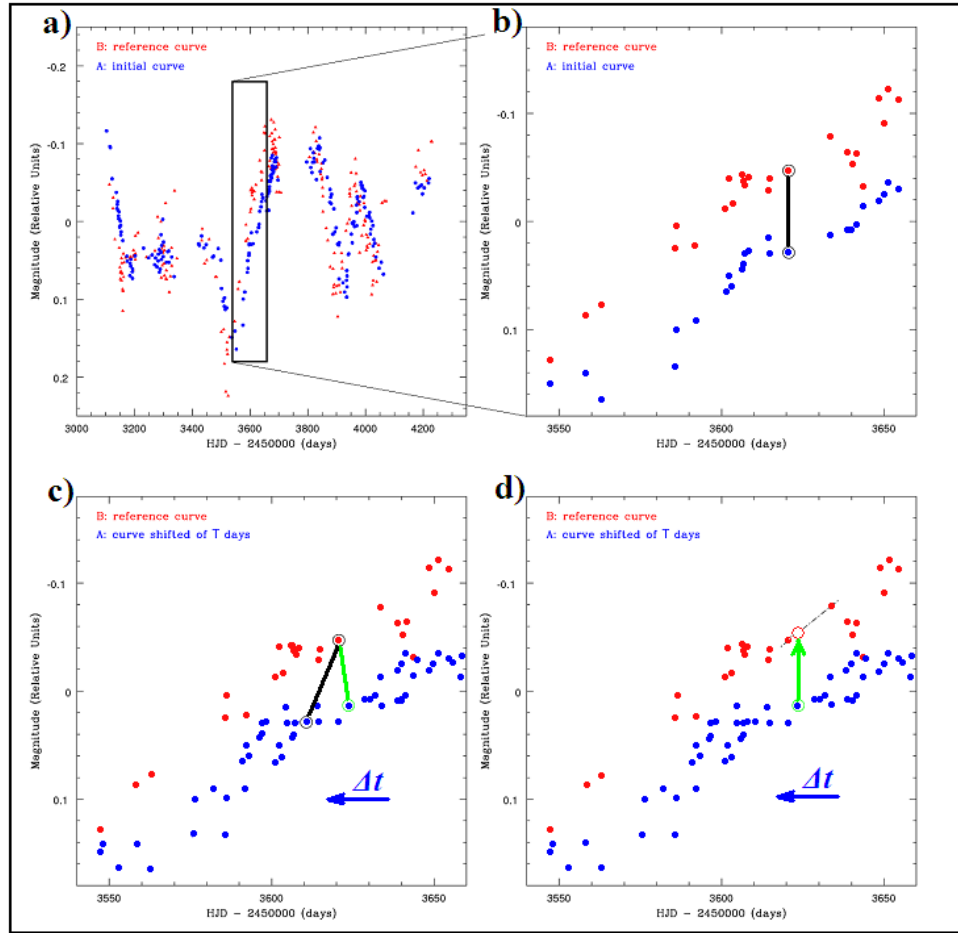
Обработка данных и MCS деконволюция позволяют получить кривые блеска отдельных компонентов линзованного квазара. С использованием полученных кривых блеска, вычисляют время задержки,  $\Delta t$  с применением различных численных и статистических методов. Измерение времени задержки заключается в определении временного сдвига между кривыми блеска. Однако, это достаточно непростая задача. Необходимо учитывать иррегулярность и ошибки измерений полученных наблюдений. Кроме того, кривые блеска, как правило, неполны, поскольку большинство астрономических объектов можно наблюдать только в течение определенного времени года в зависимости от его положения на небе и местоположения обсерватории. Это промежуток видимости определяет наблюдательные сезоны.

Но даже если получены хорошие кривые блеска объекта, определение  $\Delta t$  возможно, только при наличии существенной оптической переменности линзированного квазара. Эта переменность должна содержать в себе характерные особенности (максимумы, минимумы, и др.), хорошо распознаваемые на кривых блесков. Кроме того, изменения оптической яркости компонентов ГЛК могут происходить не только в результате собственной оптической переменности квазара, но и в результате эффекта микролинзирования создаваемыми звездами или другими компактными объектами в линзирующей галактике. В случае сильного влияния микролинзирования, становится достаточно сложно отличить его от собственной переменности квазара, что также внесет определенную ошибку в определение  $\Delta t$ .

Для определения  $\Delta t$  в ГЛС существуют несколько методов: метод минимальной дисперсии, метод аппроксимации полиномами и метод численного моделирования. Метод минимальной дисперсии основан на

кросс-корреляционном анализе двух кривых блеска. Полиномиальный метод состоит в интерполяции, а иногда экстраполяции, данных кривых блеска непрерывной функцией, и определения по ним времени задержки. Метод численного моделирования позволяет искусственно синтезировать и анализировать численные модели кривых блеска.

В методе наименьшей дисперсии, время задержки  $\Delta t$  вычисляется для пары кривых блеска, на основе техники кросс-корреляции, с учетом неоднородности полученных наблюдений. Суть метода заключается в том, что одна кривая блеска сдвигается по оси времени и оси магнитуд относительно другой с определенным шагом, и вычисляется средняя разность между соответствующими точками кривых блеска с построением графиков дисперсии. Таким образом, определяется наименьшее значение дисперсии при определенном сдвиге по оси времени и оси магнитуд. Т.е. находятся значения смещений одной кривой блеска относительно другой, дающие наивероятнейшее их совпадение.



**Рис. 2.9.** Иллюстрация принципа вычисления времени задержки, методом наименьшей дисперсии. а) Кривые блеска компонентов ГЛК. Красные точки – референтная кривая блеска, синие точки – тестируемая кривая. б) Фрагмент кривых блеска и соответствующие одной дате точки. в) Сдвиг тестируемой кривой д) Получение методом аппроксимаций прямой, точек референтной кривой для вычисления дисперсии.

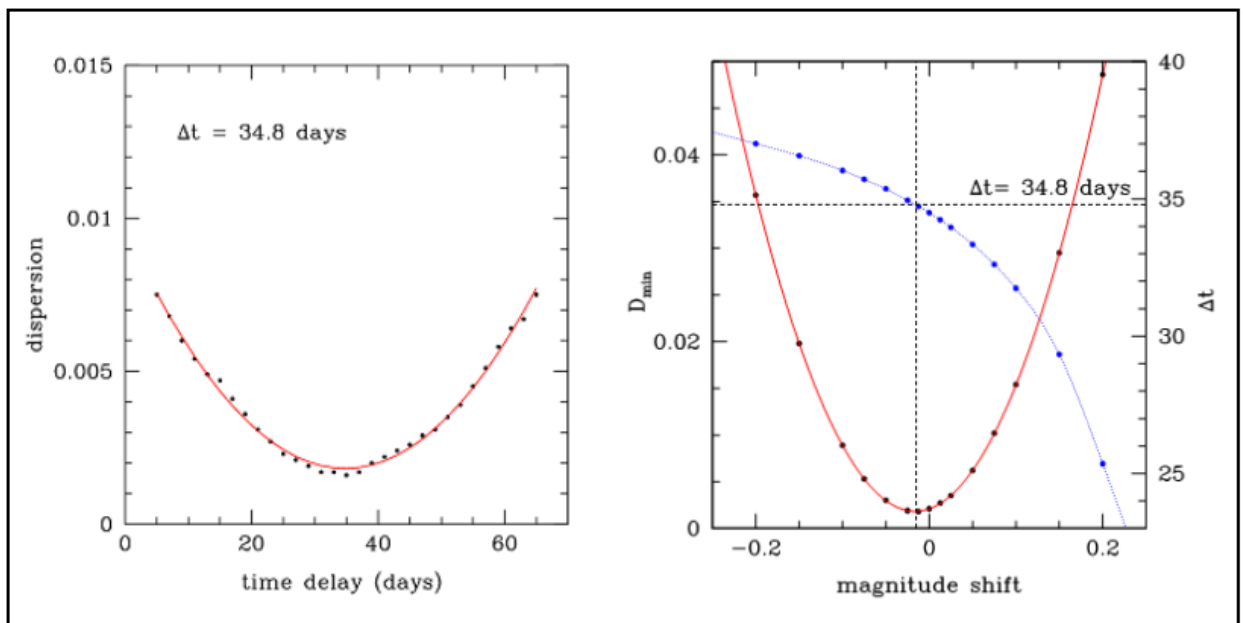
Вначале, кривые блеска смещаются по оси магнитуд (ось ординат –  $Y$ ), с получением среднего значения равного нулю, а первая оценка  $\Delta t$  производится визуально. Далее, одна из кривых блеска используется как референтная, а вторая кривая смещается в широком диапазоне по оси времени (ось абсцисс –  $X$ ) относительно значения визуальной оценки  $\Delta t$ . На Рис. 2.16 проиллюстрирован этот метод. Для каждой проверяемой задержки  $T$ , вычисляется среднее значение дисперсий  $D_T$  между смещенными

точками  $m'_{A,i}$  и ближайшими по времени точками  $m'_{B,i}$  референтной кривой:

$$D_T^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (m'_{B,i} - m'_{A,i})^2 \quad (2.15)$$

где  $N$  количество пар точек. Наилучшая оценка времени задержки есть минимум функции дисперсии. На рис. 7.1 показаны примеры спектров дисперсии, аппроксимированных параболой. Первая оценка задержки времени соответствует минимуму параболы.

Количество значений  $\Delta t$ , которые могут быть независимо проверены, ограничены средним интервалом точек кривых блеска. Поэтому при выборе, слишком малого шага сдвига, в спектре дисперсии могут появиться артефакты, поскольку те же самые пары точек будут сформированы для различных значений  $\Delta t$ . Таким образом, тестируемые значения  $\Delta t$  проверяются в среднем с шагом в один-два дня, в зависимости от плотности полученных наблюдений, и в достаточно широких интервалах. Это позволяет избежать получения местных минимумов функции дисперсии (т.е. артефактов).

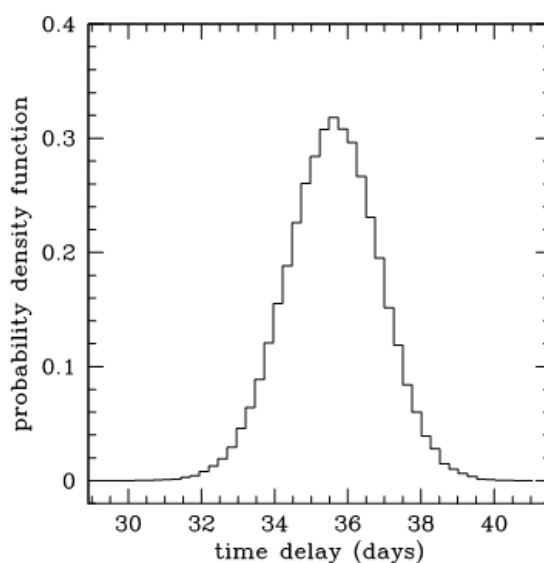


**Рис. 2.10.** *Вычисления времени задержки, методом наименьшей дисперсии. Слева – спектр дисперсии, полученный при оптимальном сдвиге по магнитуде кривых блесков ГЛК. Справа – график минимума  $D_{\min}$ , функции дисперсии в зависимости от добавочной величины сдвига магнитуды  $\Delta m$ , между двумя кривыми блеска (непрерывная красная линия). Вертикальная ось справа и синяя линия указывают оценку времени задержки.*

Метод минимальной дисперсии требует правильного использования, в особенности при нормировке. Среднее значение магнитуд точек данных двух кривых блеска приводится к нулю до их кросс-корреляции. В идеале эта нормировка должна быть выполнена на участках кривых блесков с одинаковой собственной переменностью квазара. В оптической переменности отдельных линзированных компонентах ГЛК, мы видим несколько версий одной кривой блеска квазара, которые смещены по времени, и ограничены окнами видимости (сезонами наблюдений). При времени задержки значительно большей, чем период наблюдений, расчет значения сдвига по магнитуде непосредственно из среднего значения данных может привести к неправильной нормировке. Эта проблема решается, вычислением минимумов дисперсии как функции малых дополнительных смещений на величину при нормировке, с измерением минимумов дисперсии  $D_{\min}(\Delta m)$  и временем задержки  $\Delta t(\Delta m)$  (Рис. 2.10). После определения оптимального смещения по магнитуде  $\Delta m$  второй кривой блеска, снова вычисляется функция дисперсии. Оценка задержки времени получается нахождением минимума полученного спектра дисперсии.

Ошибка определения полученного значения  $\Delta t$  определяется, с использованием статистического метода Монте Карло. Точки данных ( $m_a$ ,  $m_b$ ) кривых блеска случайно смещаются по Гауссовому распределению в пределах значений ошибок этих точек, тем самым эмитируя фотометрические ошибки. Далее, снова вычисляется функция дисперсии

этих смоделированных данных, с новым определением  $\Delta t$ . Данная статистическая операция повторяется  $N$  раз (обычно 100000 раз). Распределение значений  $\Delta t$ , полученное таким способом также является Гауссовым распределением, так, что его среднее значение  $\mu$  и стандартное отклонение  $\sigma$  определяет соответственно окончательное значение и ошибку определения  $\Delta t$ . На Рис. 2.11 показан пример распределения задержки времени рассчитанный методом Монте Карло.



**Рис. 2.11** Пример вычисления способом Монте-Карло значения и ошибки времени задержки в ГЛК. Среднее значение  $\mu$  и дисперсия в  $1\sigma$  дают заключительную оценку времени задержки и ее ошибку определения:  $\Delta t_{B-A} = 35.6 \pm 1.3$  дня (ошибка в 3.6 %).

Надо отметить, что эффект микролинзирования не учитывается в этом анализе. Однако метод минимальной дисперсии не очень чувствителен к низкоамплитудному микролинзированию. Добавление низкоамплитудного микролинзирования не изменяет значения  $\Delta t$ , а только немного увеличивает ширину распределения гистограммы при моделировании методом Монте-Карло.

## 2) Метод аппроксимации полиномами

В данном методе вычисление задержки времени производится аппроксимацией кривых блесков аналитическими функциями. Это может быть некая математическая функция, например полиномы Лагранжа

$$s(t) = \sum_{m=0}^{N_{scr}} a_m P_m \left[ \frac{t-t_c}{\delta} \right] \quad (2.16)$$

где  $s(t)$  – магнитуда источника в момент времени  $s(t)$ ,  $P_m$  полином Лагранжа степени  $m$ ,  $t_c = (t_n + t_1)/2$  – середина временного ряда, и  $\delta = (t_N + t_1)/2$  – его полуширина.  $N_{src}$  – степень полинома Лагранжа.

При отсутствии микролинзирования, кривая блеска  $i$ -того линзированного изображения квазара  $m_i(t)$ , должна быть смещена по времени, и магнитуде по отношению исходной кривой  $s(t)$ . При наличии микролинзирования в кривых блесках  $m_i(t)$  оно учитываются в процессе моделирования как дополнительный ряд Лагранжа  $N_\mu$  более низкой степени,

$$\Delta\mu_i(t) = \sum_{m=0}^{N_\mu} c_{m,i} P_m \left[ \frac{t-t_c}{\delta} \right] \quad (2.17)$$

которое включает в себя как усиление изображение яркости компонентов ГЛС, так и вариации дифференциального микролинзирования, так что  $m_i(t) = s(t - \Delta t_i) + \Delta\mu_i(t)$ , где  $\Delta t_i$  задержка времени  $i$ -того изображения.

Время задержки определяется минимизацией  $\chi^2$  для получения соответствия значения магнитуды,  $m_i(t_i)$   $i$ -того линзированного изображения в момент времени  $t_i$ :

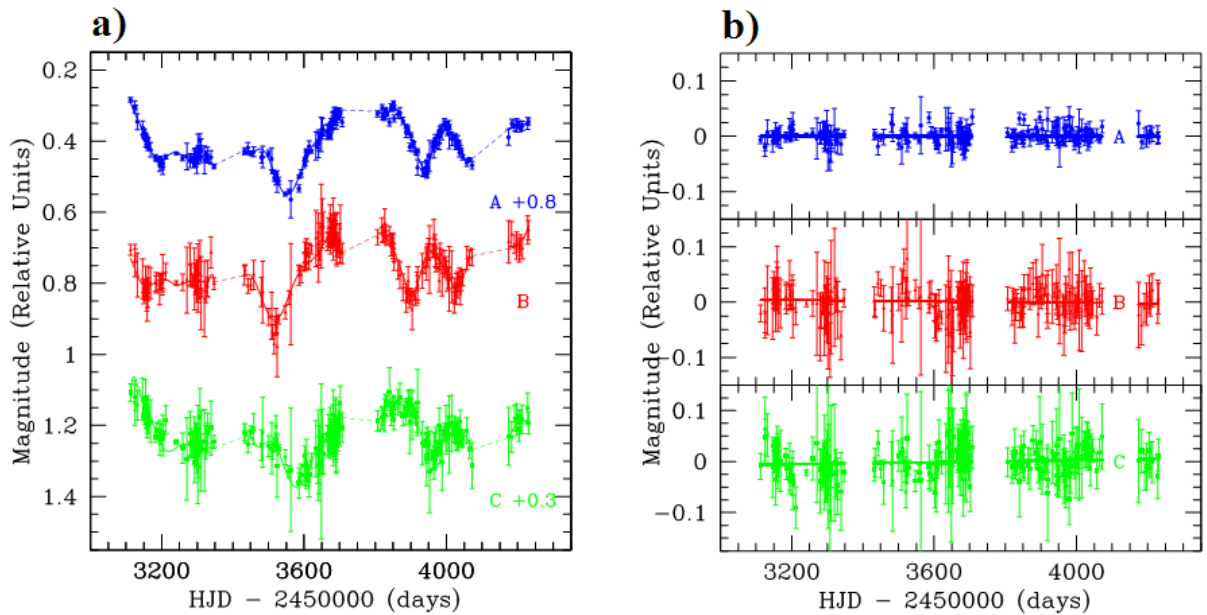


$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{Nim} \sum_{j=0}^{Nobs} \left( \frac{m_i(t_j) - s(t_j - \Delta t_i) - \Delta \mu_i(t_j)}{\sigma_i(t_j)} \right)^2 \quad (2.16)$$

$\sigma_i(t_j)$  – ошибка магнитуды  $i$ -того изображения в момент времени  $t_j$ , и  $Nobs$  – общее количество наблюдений. В методе аппроксимации полиномами, время задержки  $\Delta t_i$  между  $i$ -тым и референтным ( $\Delta t_i=0$ ) изображениями линзированного квазара, является одним из вычисляемых параметров, таких же как отношение потоков изображений  $Nim$ , необходимого для вычисления  $\Delta t$ . В этом методе не используется стабилизационный или сглаживающий параметр, который не обязателен при корректном выборе степеней полиномов  $N_{scr}$  и  $N_{\mu}$  в соответствии с числом точек кривой блеска. Степень полинома  $N_{scr}$  для кривой блеска компонента ГЛК подбирается итеративно для каждого сезона. Степень полинома увеличивается до тех пор, пока статистика  $\chi^2$  аппроксимации (ур-я. 2.16), перестает существенно меняться. Отметим что обычно слабое микролинзирование оптимально моделируется линейными трендами.

Метод полиномов может быть применен к данным двумя способами. Первое, можно положить, что собственная фотометрическая переменность квазара достаточно хорошо представляется кривой блеска самого яркого компонента  $A$  ГЛК, (так что  $\mu A=0$ ). В результате, микролинзирование вносящее вклад в изменение кривой блеска компоненты  $B$ , отражает только дифференциальное микролинзирование относительно компоненты  $A$ . Вторым способом, применения этого метода, используемый в данной работе, полагает, построение отдельной кривой блеска представляющей собственные оптические изменения квазара. Эта кривая вычисляется с одновременной аппроксимацией всех кривых блеска компонентов линзированного квазара,

каждый из которых также корректируется дополнительным полиномом низкой степени, для моделирования слабого микролинзирования.

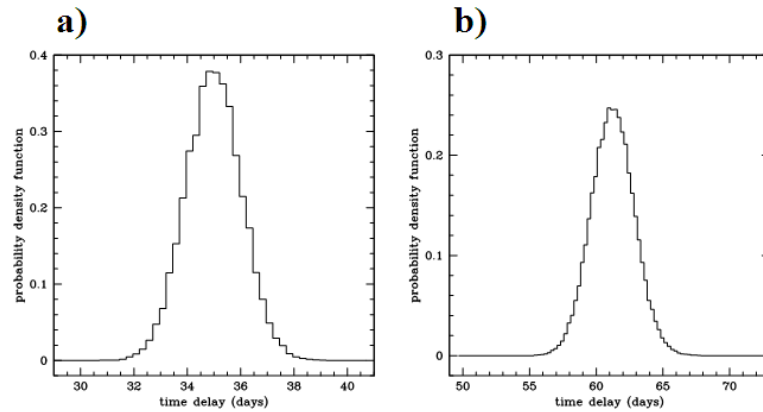


**Рис. 2.12** Пример использования метода полиномов, для трех кривых блеска компонентов ГЛК. В этих результатах использованные полиномы 11, 10, 17 и 4 степени для четырех сезонов наблюдений. Влияния слабого микролинзирования смоделированы простыми линейными функциями. а) Наилучшая аппроксимация полиномами кривых блеска компонентов ГЛК б) Разница между аппроксимированными полиномами и исходными данными.

Эти два способа метода полиномов, полностью эквивалентны для двойных линзированных квазаров с небольшим влиянием микролинзирования, таких как SDSS J1650+4251 и SDSS J1001+5027. Преимущество второго способа в том, не выбирается референтная кривая блеска: все кривые рассматриваются в равной мере. Это также позволяет получить кривые абсолютного микролинзирования для каждого компонента ГЛК.

На рис. 2.12 приведен пример использования метода полиномов, с наилучшей аппроксимацией данных и разностью между моделями и

исходными данными. Ошибка времени задержки оценена, с применением статистического алгоритма метода Монте-Карло (повторяемого обычно 100000 раз). Результат вычисления  $\Delta t$  и оценкой ее ошибки показан на рис. 2.13.



**Рис. 2.13.** Результат моделирования Монте-Карло для метода полиномов. Среднее значение  $\mu$  и дисперсия распределения в  $1\sigma$  соответствуют оценке  $\Delta t$  и ее ошибке. а) функция плотности вероятности (B - A) дает оценку задержки времени  $\Delta t_{B-A} = 35.0 \pm 1.1$  дней (ошибка в 3.0 %). б) Оценка  $\Delta t$  (B - C)  $\Delta t_{B-C} = 61.2 \pm 1.5$  дней (погрешность 2.4 %).

## ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ГЛК

### §3.1 Исследования ГЛК SDSS J1650+4251

Гравитационно линзированный квазар SDSS J1650+4251 (16:50:43.5, +42°51'45."0; J2000.0), был обнаружен в 2003г. [46] как квазар с двойным изображением на  $z_{\text{qso}} = 1,547$ , с угловым разделением 1,2". На момент обнаружения магнитуды в В фильтре линзированных компонентов А и В составляли 17,8 и 20,0 соответственно, а линзирующая галактика была обнаружена в I фильтре. Линии поглощения, видимые в спектре изображений квазара, указывают на красное смещение линзы  $z_{\text{lens}} = 0,577$ . Для космологии с  $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$  время задержки между изображениями квазара должно составить порядка месяца [46], предполагая гравитационный потенциал Сингулярной изотермической сферы (SIS) для линзирующей галактики. В непараметрических моделях [47] с такой же космологией, ожидаемое время задержки между двумя изображениями квазара должно составить  $\Delta t \sim 30\text{-}60$  дней.

Первые два сезона фотометрического мониторинга SDSS J1650+4251 проводились с помощью 1.5-метрового телескопа АЗТ-22 в обсерватории Майданак в Узбекистане. Учитывая координаты SDSS J1650+4251 и пределы наведения телескопа, этот объект можно наблюдать около 8 месяцев в году при хорошей воздушной массе и в условиях летнее-осеннего периода. Такое сочетание ожидаемого времени задержки и благоприятного окна наблюдаемости делает SDSS J1650+4251 хорошим объектом для точного измерения времени задержки. Численное моделирование кривых блеска, [47] предсказывают, что точность времени задержки может достигать 1%, в предположении, что амплитуда колебаний кривых блеска квазара составит 0,2 маг. за два года наблюдений с частотой наблюдений по крайней мере раз в неделю. Хотя для достижения этой конечной цели потребуется более двух

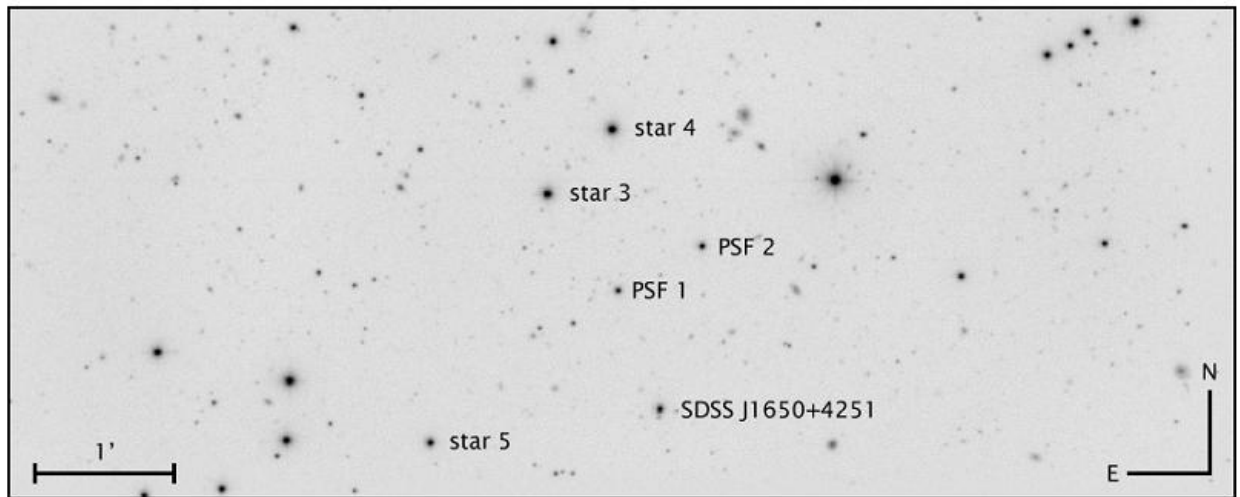
сезонов наблюдений, для SDSS J1650+4251 удалось достичь измерения времени задержки с точностью 3,8%.

Представленные фотометрические данные получены с мая 2004 г. по сентябрь 2005 г. Средняя частота в окне сезона видимости составила одно наблюдение в 5 дней. Наблюдения получены на ПЗС камере SITE 2000×800 с размером пикселя 0,266'' . Полезное поле зрения составило 3,5'× 8,9'. Данные получены в R-фильтре. Seeing был в пределах 0,7''- 2,0'' за два сезона наблюдений, причем 1,1'' является наиболее частым значением. Для каждой ночи наблюдений получалось 6 кадров с экспозицией по 300 сек. со смещением между экспозициями в пределах 15''.

**Обработка и деконволюция.** Поле зрения камеры показано на рис. 3.1, где SDSS J1650+4251 немного смещен от центра, чтобы включить больше звезд, полезных для построения функции распределения точек (PSF). Автоматизированная программа обработка(Pipe-line) используется для предварительной обработки отдельных ПЗС-кадров. Этот программа производит обрезку полезной области, Trim, вычитает смещение нуля, Bias для каждого изображения, затем для каждой ночи создает комбинированный кадр для коррекции плоского поля Flat получаемых наблюдениями сумеречного неба, и корректирует отдельные кадры наблюдаемого ГЛК. Далее измеряются точные положения 15 опорных звезд на всех изображениях с помощью пакета SExtractor[49] которые и используются в IRAF для вычисления геометрического преобразования между отдельными изображениями. Преобразования изображений включают сдвиг, поворот и масштабирование.

Поскольку воздушная масса и прозрачность неба меняются со временем, перед любым измерением необходима перекрестная калибровка фотометрической нулевой точки между всеми изображениями. Мы считаем, что лучший способ выполнить эту задачу на снимках с Майданака, - это использование опорных звезды расположенных как можно ближе к объекту.

Определение фотометрических смещений, достигнутых таким образом лучше, чем при использовании большего количества эталонных звезд, расположенных дальше от квазара. Мы используем четыре не переменные звезды, обозначенные PSF 1, PSF 2, звезды №3 и №4 на рис. 3.1.



**Рис. 3.1.** Изображение SDSS J1650+4251 в R-фильтре с обсерватории Майданак. Это скомбинированное изображение из 376 кадров с общей суммарной экспозицией в 31 час. Seeing 1.0'', поле зрения-3.5'× 8.9'. Две звезды с надписями PSF1 и PSF2 используются для моделирования ФРТ необходимой для метода MCS деконволюции. 4 опорные звезды, № 3, № 4, PSF1 и PSF2, используемые для фотометрической калибровки. Звезда № 5 используется в качестве перекрестной проверки фотометрии деконволюции.

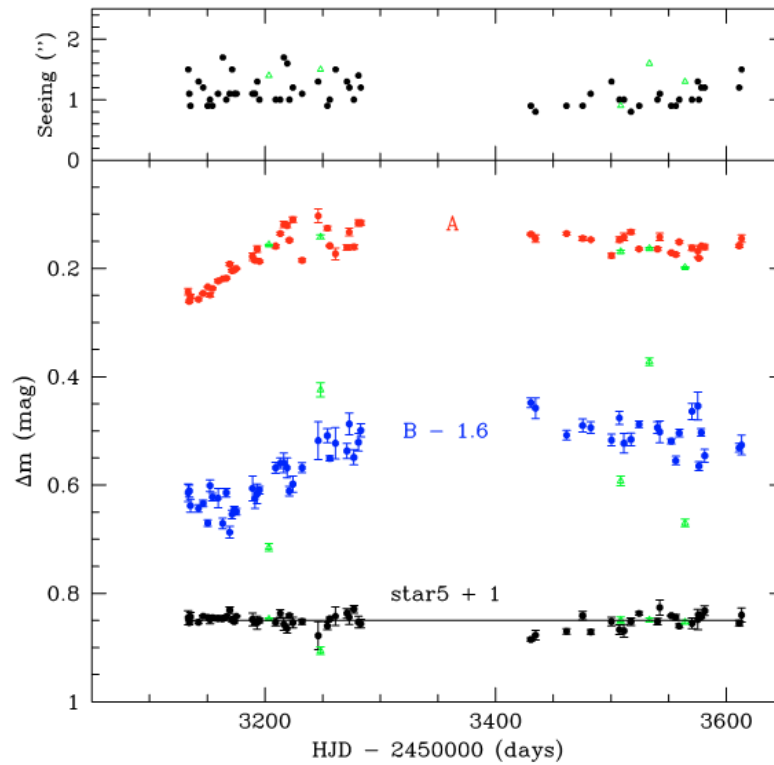
Предварительно откалиброванные кадры подвергаются последующей обработке посредством одновременной деконволюции с использованием алгоритма MCS [44], который позволяет получить фотометрию перекрывающихся точечных изображений линзированного квазара. Эта процедура уже была успешно применена к данным наблюдений нескольких линзированных квазаров (50-54). Главным преимуществом MCS метода является возможность одновременной деконволюции всех кадров разных дат наблюдений, что хорошо ограничивает положение двух линзированных

изображений квазара, даже если часть данных получена при плохих условиях наблюдений. Кроме того, не требуется предварительная информация о форме и положении линзирующей галактики и о сопутствующей галактике квазара. Все это окружение обрабатывается как полностью числовой массив пикселей. Поток от изображений квазара, рассчитывается и описывается программой аналитически, и может изменяться от кадра к кадру, что позволяет получить кривые блеска. Разрешение в обработанном деконволюцией изображении является параметром, задаваемым алгоритму: метод деконволюции разбивает каждый пиксель исходного изображения на 4 одинакового размера, а конечное разрешение соответствует размеру двух из этих меньших пикселей, в соответствии с теоремой дискретизации. Поэтому он задается размером пикселя детектора, т. е.  $0,27''$  для ПЗС телескопа АЗТ-22. Мы использовали две звезды для построения ФРТ, необходимого для работы MCS деконволюции. Они обозначены как PSF1 и PSF2 на рис. 3.1. Они также используются в качестве калибровки потока.

Хотя два изображения квазара хорошо разделяются на обработанных изображениях с получением разрешения  $0,27''$ , но линзирующая галактика и галактика окружения квазара оказались слишком слабы в данной серии для их обнаружения.

Кривые блеска R фильтра, полученные с помощью фотометрии деконволюции, представлены на рис. 3.2. Они состоят из 62 точек данных. Каждая точка соответствует одной ночи наблюдений и является средним значением 6 независимых последовательных измерений с отдельных кадров. Диапазон ошибок для каждой точки измерения представляет стандартное отклонение в  $1\sigma$  от этого среднего значения. Этот эмпирический способ определения погрешности из шести независимых измерения, полученные с использованием деконволюции, отображают ошибку ФРТ итоговой оценки фотометрии.

На рис. 3.2 также показана фотометрия, полученная с помощью деконволюции изолированной звезды № 5. Ее кривая блеска прямая, а стандартное отклонение между всеми измерениями ( $\sigma_{\text{tot}} = 0,006 \text{ mag}$ ) находится в соответствии со средним значением диапазона ошибок для каждой отдельной ночи наблюдений ( $\sigma_{\text{mean}} = 0,007 \text{ mag}$ ).



**Рис. 3.2.** Кривые блеска в  $R$  фильтре для двух изображений линзированного квазара в  $SDSS J1650+4251$ , а также звезды сравнения №5. Величины магнитуд даны в относительных единицах. Для удобства отображения кривая компоненты  $B$  и звезды сравнения были смещены на 1.6 величины и 1 mag соответственно. 5 точек, отмеченных зелеными треугольниками, имеют достаточно большое отклонение от остальной серии кривой блеска компоненты  $B$  и были удалены при определении времени задержки.

**Измерение времени задержки.** Приблизительная оценка сдвига кривых блеска указывает на задержку времени около 50 дней, т. е. на 20 дней



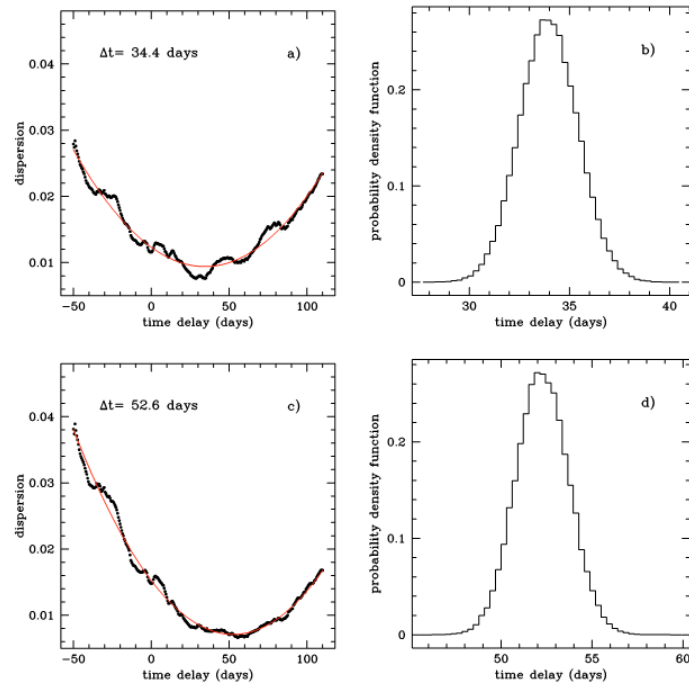
больше, чем предсказано в статье обнаружения[46]. Для получения точного значения времени задержки требуются численные методы. Мы используем два совершенно разных метода: метод наименьшей дисперсии [55] и метод полиномов [56].

Набор данных состоит из 62 ночей наблюдений. Однако фотометрические точки для 5 ночей, отмеченные треугольниками на рис. 3.2, очень сильно отклоняются от общей тенденции на кривой блеска В компоненты квазара. Эти точки, не являются артефактами из-за плохой ФРТ или проблем с калибровкой потока. Однако они приводят к нестабильному поведению функции дисперсии и не отражают плавное изменение квазара. В связи с этим, мы решили удалить их из ряда данных до измерения времени задержки.

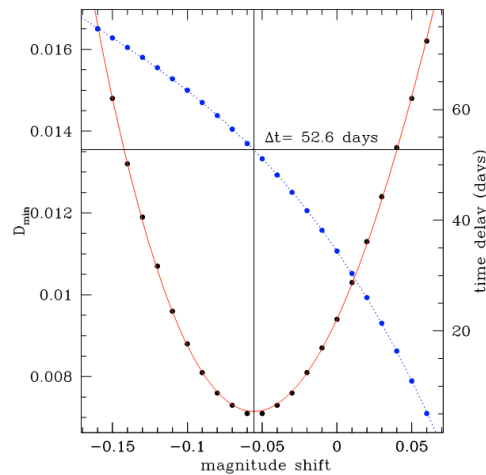
Метод наименьшей дисперсии. Метод наименьшей дисперсии уже много раз применялся к кривым блеска линзированных квазаров [57]. Средняя значение точек данных обоих кривых блеска должна быть равна нулю до их взаимной корреляции. Однако требуемые коэффициенты нормировки часто определяются по самим кривым блеска. Если мы нормируем данные SDSS J1650+4251 без учета отсечения кривых блеска, функция дисперсии, как показано на верхней левой панели рис. 3.3, достигает своего минимума при  $\Delta t = 34,4$  дня, и при вторичном минимуме около 55 дня.

Чтобы оценить правильные коэффициенты нормировки необходимо следовать итерационной процедуре. Сначала, приблизительно оценивается коэффициент нормировки по данным и измеряется минимум  $D_{min}$  функции дисперсии, а также положение  $\Delta t$  этого минимума. Затем мы слегка изменяем сдвиг величины магнитуды  $\Delta m$  между двумя кривыми блеска и повторяем измерение  $(D_{min}, \Delta t)$ , так что мы можем построить зависимость  $D_{min}$  от смещения  $\Delta m$ . Результат показан на рис. 3.4. Считается что правильный сдвиг величины между кривыми блеска и, следовательно, наилучшая оценка времени задержки - это та, которая соответствует глобальному минимуму

$D_{\min}$ . Таким образом, мы получаем  $\Delta t = 52,6$  дня. Обращаем внимание, что сдвиг величины, соответствующий глобальному минимуму  $D_{\min}$ , также дает гораздо более гладкую функцию дисперсии с одним минимумом, как показано на нижней левой панели рис. 3.3.



**Рис. 3.3.** а) Функция дисперсии, полученная при нормировке кривых блеска определенных непосредственно из данных. Появляется несколько локальных минимумов. Аппроксимация полиномом соответствующей функции дисперсии (сплошная линия) позволяет определить задержку времени  $\Delta t \sim 34,4$  дня. б) Соответствующий результат моделирования методом Монте-Карло для 100000 немного измененных кривых блеска дают  $\Delta t = 34,4 \pm 1,4$  дня. в) Функция дисперсии, полученная для кривых блеска, оптимально сдвинутых по величине магнитуды (см. текст и рис. 4). Функция теперь намного более плавная и имеет только один четкий минимум при  $\Delta t \sim 52,6$  дня. д) Соответствующий результат моделирования методом Монте-Карло и окончательная оценка задержки по времени  $\Delta t = 52,3 \pm 1,6$  дня.



**Рис. 3.4.** Значение минимума  $D_{\min}$  функции дисперсии в зависимости от сдвига величины магнитуды между двумя кривыми блеска. Соответствующая вертикальная линия дает оптимальный сдвиг величины  $\Delta t = -0,056$ . На рисунке сдвиг 0 соответствует нормировке, выполненной непосредственно по данным. Пунктирная линия и вертикальная ось справа дают соответствующее значение времени задержки  $\Delta t \approx 52,6$  дня (для одной единственной реализации моделирования по методу Монте-Карло).

Точность значения времени задержки оценивается с использованием статистического метода Монте-Карло: точки данных на кривых блеска слегка изменяются в соответствии со случайным Гауссовым распределением, которое имитирует измеренные фотометрические ошибки, и запускается алгоритм на этих новых измененных данных. Операция повторяется 100000 раз. Конечная задержка по времени-это среднее значение этих 100000 измерений, а ошибка измерений оценивается как  $1\sigma$  разброса от полученного среднего значения. Результат прогона по методу Монте-Карло показан на правых панелях на рис. 3. Наше конечное значение времени задержки с использованием 57 ночей и метода минимальной дисперсии составляет  $\Delta t = 52,3 \pm 1,6$  дня.

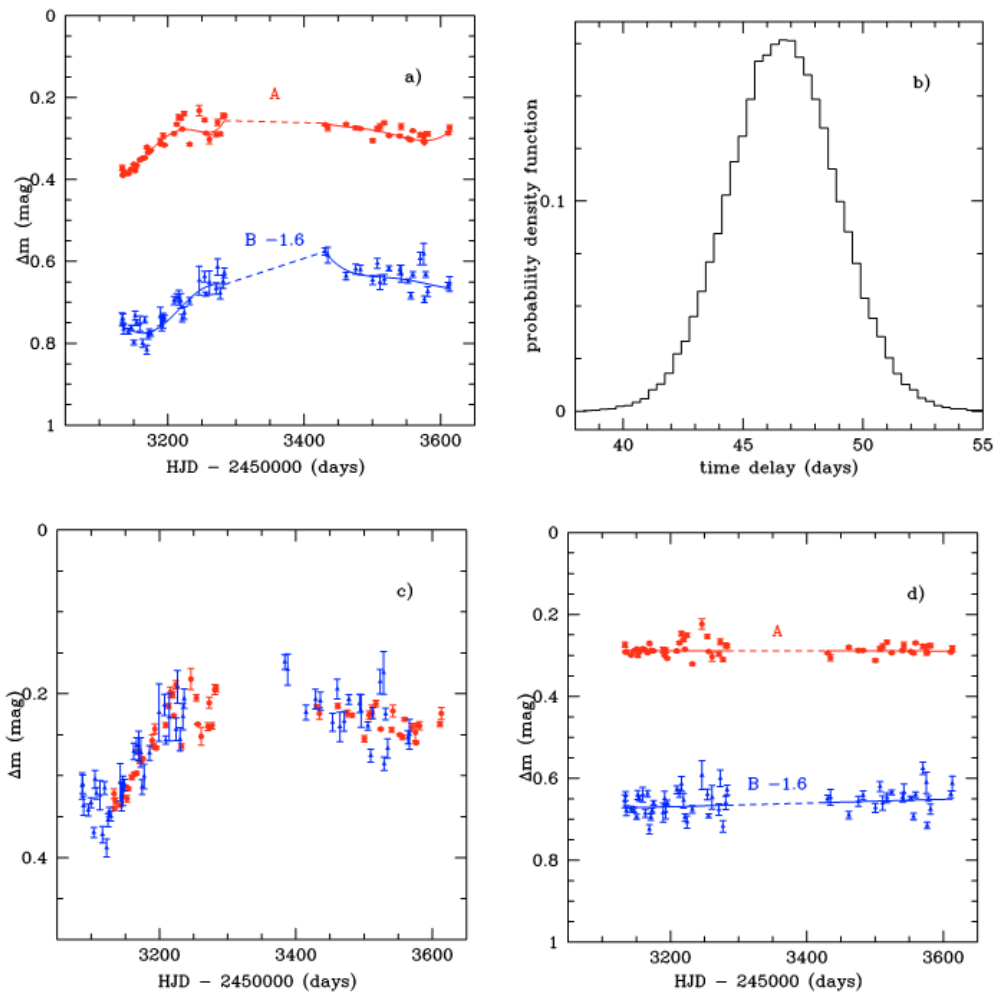
Обращаем внимание, что это значения не учитывают микролинзирование. Однако метод минимальной дисперсии не очень

чувствителен к вариациям микролинзирования малой амплитуды, как показано в работе [48].

Аппроксимация полиномами кривых блеска. Другой подход к измерению времени задержки заключается в подгонке и аппроксимации аналитическими функциями кривых блеска. Реализация этого типа метода была использована в работе [56], где полиномы Лежандра подгонялись к кривым блеска каждого изображения квазара одновременно. Время задержки между каждой парой изображений является одним из параметров подгонки, а также коэффициент потока изображений, скорректированных к временной задержке. В нашей реализации метода не используется какой-либо термин стабилизации или сглаживания. Кроме того, к каждой кривой блеска добавляется медленное фотометрическое изменение, чтобы учесть микролинзирование.

Этот метод применяется к данным двумя способами, которые полностью эквивалентны для двойного квазара с небольшим вкладом микролинзирования. Во-первых, мы предполагаем, что внутреннее фотометрическое изменение квазара хорошо представлено кривой блеска самого яркого изображения компоненты А. Результирующий вклад микролинзирования в общее изменение кривой блеска учитывается только для изображения компоненты В, которое отражает дифференциальное микролинзирование относительно компонента А. Второй способ реализации метода заключается в использовании одной кривой блеска для представления собственной переменности квазара и одновременной подгонки ее к двум линзированным изображениям. В этом случае получается выделить две независимые кривые микролинзирования соответствующих двум кривым блеска. Подгонка к данным выполняется итеративным способом, и алгоритм выполняется 100000 раз на модифицированных версиях кривых блеска с учетом ошибок фотометрии в  $1\sigma$ . Как и для метода минимальной дисперсии, среднее значение распределения времени задержки, полученное таким

образом, принимается за измерение времени задержки, а его стандартное отклонение в  $1\sigma$  за ошибку измерений (рис. 3.5)



**Рис. 3.5.** а) Аппроксимация полиномами кривых блеска линзированных компонент А и В ГЛК SDSS J1650+4251. Порядок полинома Лежандра равен 5 для первого сезона и 4 для второго сезона. б) Результат моделирования методом Монте-Карло для 100000 модифицированных кривых блеска, с полученным среднего значения времени задержки  $\Delta t = 46,7 \pm 2,2$  дня. в) Кривые блеска, сдвинутые на время задержки и скорректированные за медленные изменения микролинзирования. г) Изменение в результате микролинзирования кривой компоненты В относительно компоненты А, как медленный линейный тренд за весь период наблюдения.

Критическим шагом в использовании этого метода подгонки является выбор оптимального порядка для полиномов Лежандра. Данные состоят из двух сезонов наблюдений, для которых колебания и продолжительность от пика к пику различны. Поэтому мы подгоняем многочлены с разными порядками для двух сезонов. Мы постепенно увеличиваем степень полинома до тех пор, пока  $\chi^2$  подгонки существенно не улучшится. Микролинзирование оценивается таким же образом, но мы предполагаем, что изменения микролинзирования являются медленными по сравнению с собственной переменностью квазара. Возможное быстрое микролинзирование, действующее в масштабах недели, рассматривается как дополнительный источник шума, а не как систематический эффект. Полученное оптимальное сочетание порядков полиномов составляет  $N = 5$  для первого сезона наблюдений и  $N = 4$  для второго сезона. Изменения микролинзирования моделируются с использованием простого линейного наклона. Разница между подгонкой и данными показана на нижней правой панели рис. 3.5, где дисперсия между точками хорошо совместима со шкалой ошибок в отдельных точках.

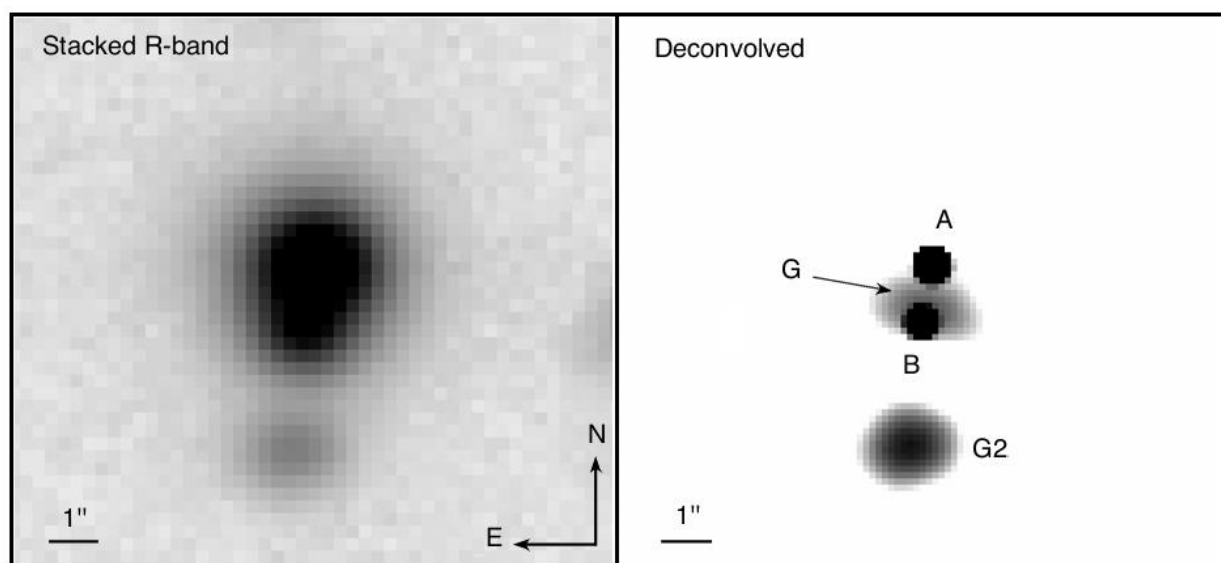
Оба способа метода подгонки полиномов к имеющимся данным эквивалентны в частном случае для SDSS J1650+4251, поскольку мы используем полином первого порядка только для моделирования микролинзирования и поскольку имеются только два кривых блеска. Время задержки, полученные двумя способами, согласуются и дают  $\Delta t = 46,7 \pm 2,2$  дня. Мы обнаружили, что медленное микролинзирование практически незначительно в SDSS J1650+4251, с глобальным изменением 0,02 маг за 500 дней (рис. 3.5). Среднее значение времени задержки, по методу наименьшей дисперсии, и метода полиномов дает  $\Delta t = 49,5 \pm 1,9$  дня, которая принята за нашу окончательную оценку времени задержки. Это приводит к относительной погрешности 3,8%, что также согласуется с прогнозируемой шкалой ошибок [48] для кривых блеска с теми же характеристиками, что и у

SDSS J1650+4251. Наконец, соотношение потоков в фильтре R между изображениями квазара, скорректированное на смещение времени задержки и медленное микролинзирование, составляет  $F_A/F_B = 6,2$ .

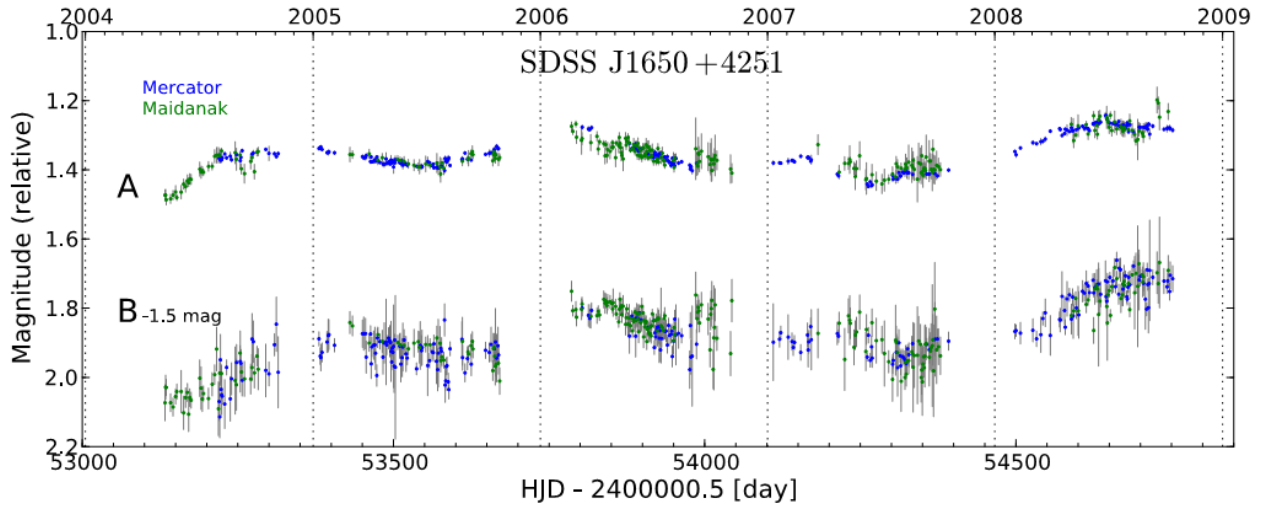
В последующие годы были продолжены наблюдения SDSS J1650+4251 с телескопов АЗТ-22 и Mercator(Испания), результаты деконволюции и кривые блеска до 2008г. которых приведены ниже.

Таблица 3.1: Данные оптического мониторинга ГЛК SDSS J1650+4251 за 2004-2008 гг.

Телескоп	Обсерватория	Камера	Размер пикселя	Поле	Период наблюдений	Кол-во ночей	Средний интервал
Mercator 1.2м	Ла Пальма, Испания	MEROPE	0.193''	6.5'x6.5'	Август 2004 – Октябрь 2008	251	~4
АЗТ-22 1.5м	Майданак, Узбекистан	SITE 2000x800	0.266''	8.9'x3.5'	Май 2004 – Октябрь 2008	183	~4
АЗТ-22 1.5м	Майданак, Узбекистан	SI 4Kx4K	0.266''	18.1'x18.1'	Сентябрь 2006– Октябрь 2007	72	~4



**Рис. 3.6..** Результат MCS деконволюции наилучших изображений ГЛК SDSS J1650+4251 и выявленные линзирующая галактика G и сопутствующая галактика G2.



**Рис. 3.7.** Кривые блеска компонент *A* и *B* ГЛК SDSS J1650+4251, данных с телескопа Mercator и АЗТ-22 в течении 5 сезонов наблюдений. Разделение и фотометрия компонентов получены по результатам MCS деконволюции.

Более детальный анализ данных этих измерений продолжается с целью разработки методов уменьшения источников шумов, повышения точности фотометрии и измерений значения времени задержки с учетом микролинзирования.

### §3.2 Исследования ГЛК SDSS J1206+4332

Линзированный квазар SDSS J1206+4332 (12:06:29:65; +43:32:17.60; J2000.0) был обнаружен в 2005г. [58] как квазар на  $z = 1.789$ , с разделением линзированных компонент  $2.90''$ . Красное смещение главной линзирующей галактики было оценено на  $z = 0.748$ .

Для исследования ГЛК SDSS J1206+4332 мы использовали данные с трех телескопов. На Майданаке этот ГЛК наблюдался с января 2005г. по июль 2008г. В течение сезона 2007г. использовалась вторая камера SI-4Kx4K. Данные с телескопа Mercator охватывают период с марта 2005г. по декабрь



2008г., и телескоп НСТ с мая 2007г. по июнь 2011г. Совокупность этих данных приводит к семи полным сезонам наблюдений с 2005 по 2011гг.

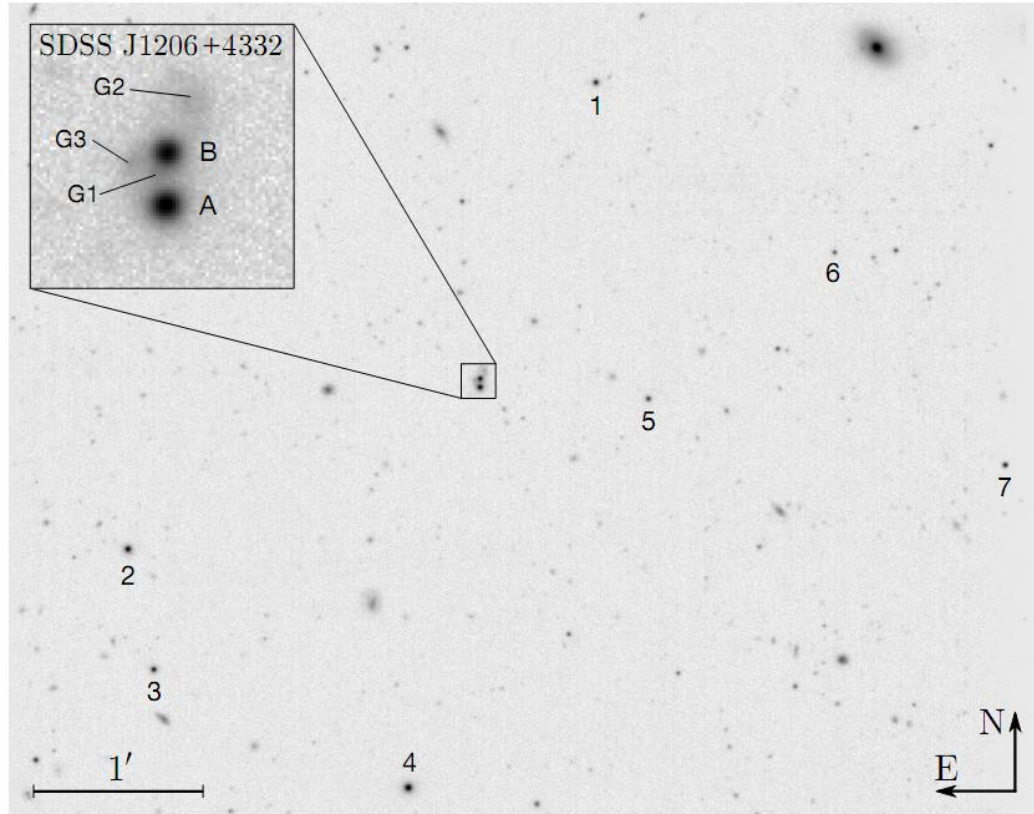
Продолжительность сезона видимости наблюдения объекта составляет до 10 месяцев с ноября по август, с промежутком порядка в 100 дней. Средняя частота наблюдений за сезон составила в среднем раз в четыре ночи для телескопа Mercator и АЗТ-22 и одно наблюдение в неделю для НСТ. В наиболее интенсивном сезоне наблюдений 2008г. было в общем получено более одного наблюдения каждую вторую ночь. В результате, наблюдения SDSS J1206+4332 в рамках проекта COSMOGRAIL были проведены на трех телескопах в течении 7 лет с марта 2005 по июль 2011гг. Параметры наблюдений приведены в таб. 3.2.

Таб. 3.2. Статистика и параметры наблюдений SDSS J1206+4332.

Телескоп	Обсерватория	Камера	Размер пикселя	Поле камеры	Период наблюдений	Кол-во ночей	Ср. частота
Mercator 1.2м	Ла Пальма, Канарские острова, Испания	MEROPE	0.193''	6.5' × 6.5'	Март 2005 – Дек. 2008	196	~4 дня
АЗТ-22 1.5м	Майданак, Узбекистан	SITE 2000x800	0.266''	3.5' × 8.9'	Янв.2005– Июль 2008	57	~4 дня
АЗТ-22 1.5м	Майданак, Узбекистан	SI 4Kx4K	0.266''	18.1' × 18.1'	Янв. 2007– Авг. 2007	14	~4 дня
НСТ 2м	Ханле, Индия	HFOSC	0.269''	10' × 10'	Май 2007– Июль 2011	115	~7 дня

Четыре звезды, обозначенные 1 до 4 на рис. 3.8, использовались для моделирования ФРТ, необходимого для одновременной деконволюции. Если эти звезды не удовлетворяли нашим критериям качества, использовался

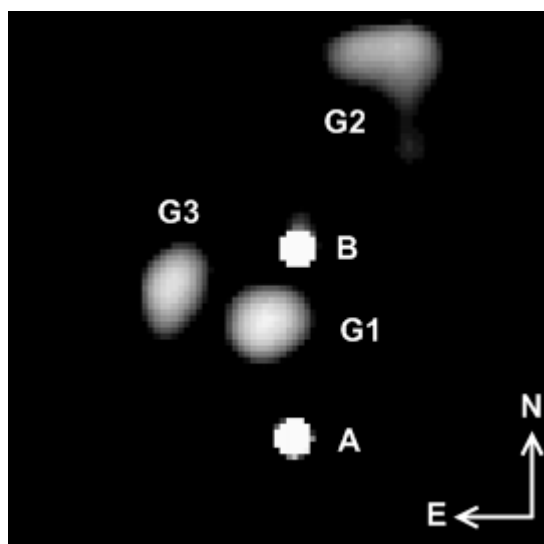
второй набор из четырех звезд: звезда 1 в сочетании со звездой от 5 - 7. Пять звезд, 1 - 5, также использовались для калибраторов потока.



**Рис. 3.8.** Область ПЗС кадра ГЛК SDSS J1206+4332 с обозначениями звезд для моделирования ФРТ, и калибровки.

На рис. 3.9 показан результат одновременной деконволюции изображений 1109 кадров в полученных в фильтре R на котором выявлена линзирующая галактика между линзированными компонентами квазара. Также выявлены возможные две другие галактики, которые также были идентифицированы в работе [58]. В таблице 3.3 представлена относительная астрометрия системы, определенная на основе деконволюции. Мы получили разделение изображений на  $2.98''$  между компонентами изображения квазара A и B и коэффициент отношения потока  $F_A/F_B = 1.31$ . Полученные кривые блеска показаны на рис. 3.10. Одна ночь наблюдений соответствует одной точке данных на кривой блеска, которая является средним значением

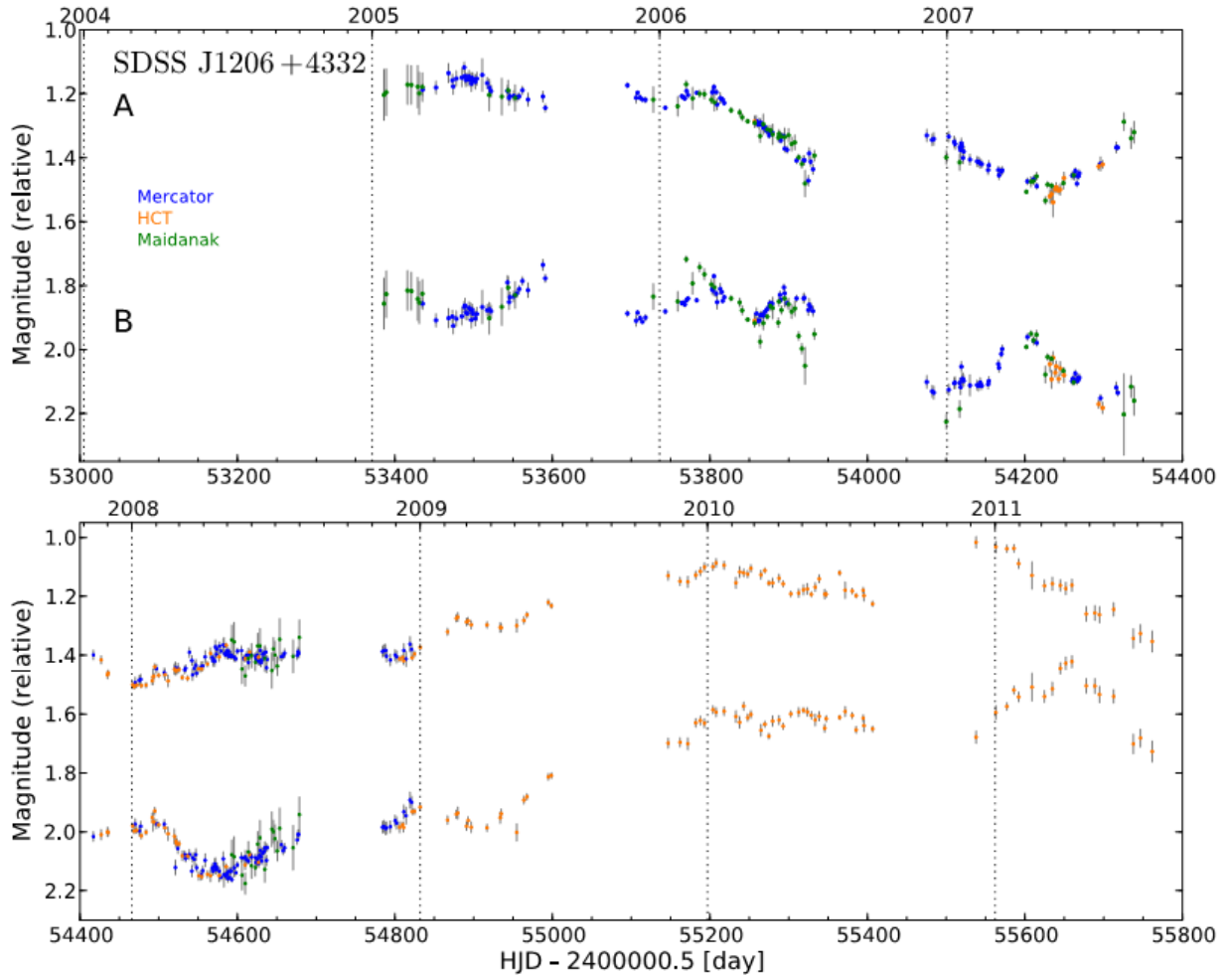
измерений отдельных кадров для этой ночи. Сезоны 2007 и 2008 годов включают данные со всех трех телескопов и показывают, что они хорошо сочетаются и дополняют друг друга. Визуальная оценка смещения на время задержки кривых блеска соответствует порядку 100 дней.



**Рис. 3.9.** Результат одновременной деконволюции изображений 1109 кадров SDSS J1206+4332 R фильтра. В дополнение к основной линзирующей галактике G1 между линзированными изображениями A и B мы четко идентифицировали еще две галактики: G2 к северу от системы и G3 к востоку.

**Таб. 3.3.** Относительная астрометрия ГЛК SDSS J1206+4332 относительно компоненты A.

Обозначение	x(")	y(")
A	$0.000 \pm 0.004$	$0.000 \pm 0.004$
B	$0.073 \pm 0.005$	$2.970 \pm 0.004$
G1	$-0.411 \pm 0.042$	$1.817 \pm 0.012$
G2	$1.482 \pm 0.006$	$5.959 \pm 0.010$
G3	$-1.902 \pm 0.027$	$2.353 \pm 0.021$



**Рис. 3.10.** Кривые блеска линзированных компонент A и B ГЛК SDSS J1206+4332 полученные по данным с телескопов Mercator, АЗТ-22 и НСТ за 7 сезонов наблюдений.

Наш анализ времени задержки ГЛК SDSS J1206+4332 основан на полученных кривых блеска (рис. 3), с использованием четырех различных методов. Использование различных методов повышает достоверность и позволяет оценить возможные систематические смещения в оценках времени задержки присущих отдельным методам. Три из них, подгонка сплайнами, минимизация дисперсии и метод наименьшей регрессии, подробно описаны

и протестированы в работе [59]. Четвертый метод, подгонка численной модели, был описан и применен в работе [60].

Особенности методов:

1. Метод дисперсии вычисляет время задержки как сдвиг между кривыми блеска с минимизацией функции дисперсии между этими кривыми. Микролинзирование моделируется полиномами до третьего порядка, но не строится модельная кривая блеска переменности квазара.
2. Метод разности регрессии минимизирует переменность различий между регрессиями кривых блеска со сдвигом на время задержки. Переменное микролинзирование здесь явно не моделируется.
3. Метод сплайнов со свободными узлами моделирует собственную переменность квазара, а также вариации микролинзирования, путем одновременной подгонки сплайнов к кривым блеска. Кривые смещаются по времени, для наилучшей оптимизации этой подгонку.
4. Численно модельная подгонка (NMF) строит численную модель переменности квазара вместе с линейным трендом микролинзирования для заданного значения времени задержки. Оптимальное значение времени задержки приводит к минимуму разницы между исходными данными и численной моделью.

Поскольку три из этих методов (дисперсии, разность регрессии и подгонка сплайнов) основаны на оптимизации с первоначальным предположением о времени задержки, мы проверяем надежность результатов, выполнив по 200 оценок на одном и том же наборе данных, равномерно и случайным образом смещая предполагаемую начальную задержку в диапазоне  $\pm 10$  дней от предполагаемого.

Эти четыре метода основаны на совершенно разных принципах, поэтому мы ожидаем, что они будут чувствительны к различным источникам ошибок. Применяя их все к нашим кривым блеска, мы минимизируем смещение, которое может быть связано с выбором метода.

Мы используем подход Монте-Карло для расчетов неопределенности с задержкой по времени. Для первых трех методов они основаны на моделируемых кривых освещенности с известными временными задержками, основанными на подгонке сплайна, как описано в [59]. Для последнего метода мы используем кривую блеска численной модели, к которой мы добавляем соответствующий гауссов шум.

**Таб. 3.4.** Оценки времени задержки ГЛК SDSS J1206+4332 полученных четырьмя различными методами

Метод	Данные Mercator+НСТ	Данные Mercator+НСТ+А3Т-22
Дисперсии	$111.52 \pm 4.95$	$113.65 \pm 6.79$
Регрессии	$110.89 \pm 10.04$	$109.73 \pm 8.28$
Спланов	$111.18 \pm 5.79$	$111.31 \pm 3.93$
NMF	$111.87 \pm 0.96$	$113.80 \pm 0.90$

Поскольку оценки времени задержки в результате использования четырех методов, сходятся примерно к одному значению в пределах ошибок, нам нужно определить итоговое среднее значение и диапазон ошибки. Различия оценок значений времени задержки отражают различную чувствительность к различным аспектам данных методов. Учитывая небольшой разброс оценок значений времени задержки между методами и что ошибки измерений в методе дисперсии, разности регрессий и сплайнов возможно были завышены, а для оценок в NMF могут быть занижены, мы считаем, что окончательное значение времени задержки для ГЛК SDSS J1206+4332  $\Delta t_{AB} = 111,3 \pm 3$  является разумным, которое может быть использовано при моделировании.

### §3.3 Исследования ГЛК HS2209+1914

Объект HS 2209+1914 был идентифицирован во время Гамбургского обзора квазаров [61] как яркий квазар на  $z_s = 1.07$ , у которого обнаружены соседние галактики. Также были отождествлены другие близлежащие галактики, которые могут внести свой вклад в потенциал линзирования. В работе [62], была получена точная астрометрия для двух линзированных изображений квазара и линзирующей галактики на основе деконволюции изображений с Космического телескопа Хаббла.

Двойной линзированный квазар HS 2209+1914 наблюдался на четырех телескопах, участвующих в проекте COSMOGRAIL: телескоп Euler начал наблюдения в мае 2004г., к нему присоединился телескоп Mercator, который продолжал мониторинг до декабря 2008г.. В мае 2007г. наблюдения этой линзы также начались в обсерватории Майданак на АЗТ-22 в течение двух сезонов, и в том же году присоединился НСТ продолжив наблюдения до 2012г. В результате мы располагаем в общей сложности 8.5 сезонами наблюдений с 2004г. до середины 2012г.

ГЛК HS 2209+1914 можно наблюдать с мая по декабрь, с перерывом в течение четырех месяцев. Частота наблюдений зависит от времени года и телескопов. Объединение данных Mercator, НСТ и Майданака за 2007-2008гг. дало наилучшую выборку с более одного измерения в каждую вторую ночь. Частота наблюдений в 2010-2012гг. годах составила в среднем одно наблюдение раз в две недели по данным НСТ.

В таб. 3.5 приведена статистика оптического мониторинга ГЛК HS 2209+1914.

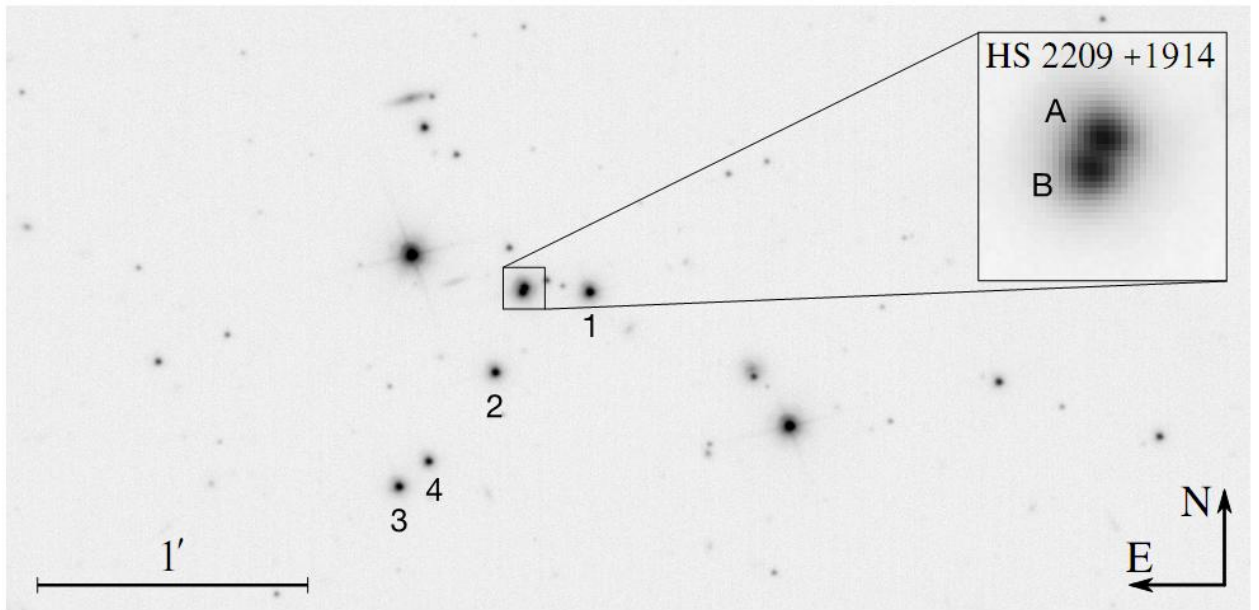
**Таб. 3.5.** Статистика и параметры наблюдений ГЛК HS 2209+1914

Телескоп	Обсерватория	Камера	Размер пикселя	Поле камеры	Период наблюдений	Кол-во ночей
Euler 1.2м	ЕЮО Ла Силья, Чили	C2	0.344''	11'x11'	Май 2004- Окт.2006	21
Mercator 1.2м	Ла Пальма, Канарские острова, Испания	MEROPE	0.193''	6.5' × 6.5'	Авг. 2004 – Дек. 2008	191
A3T-22 1.5м	Майданак, Узбекистан	SITE 2000x800	0.266''	3.5' × 8.9'	Май 2008– Авг. 2008	32
A3T-22 1.5м	Майданак, Узбекистан	SI-4Kx4K	0.266''	18.1'×18.1'	Май-Окт. 2007+Сент.- Окт. 2008	58
НСТ 2м	Ханле, Индия	HFOSC	0.269''	10' × 10'	Сент 2007– Авг. 2012	136

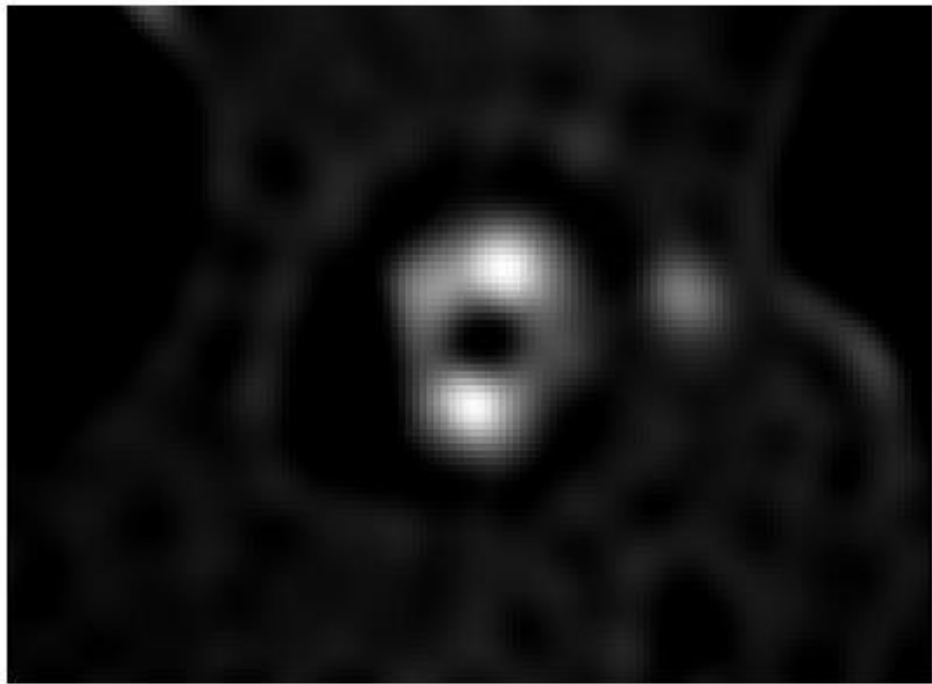
На рис. 3.11 показаны четыре звезды, отмеченные 1 - 4, используемые для моделирования PSF для одновременной деконволюции. Три из этих звезд, 1-3 также использовались в качестве калибраторов потока.

Одновременная MCS деконволюция 2242 ПЗС кадров ГЛК SDSS J1206+4332 позволила выявить слабую кольцевидную структуру (см. рис. 3.12) похожую на изображения деконволюции с космического телескопа Хаббла [62]. Также выявилась вторая галактика к западу от системы. Однако основная линзирующая галактика не выявилась ввиду ее малого блеска и достаточно компактного расположения линзированных компонент квазара. Угловое расстояние между компонентами составило всего 1,02'', а соотношение потоков после деконволюции  $F_B/F_A=0,82$  что согласуются с работой [62], со значениями 1,04'' и  $0,79 \pm 0,027$  соответственно.

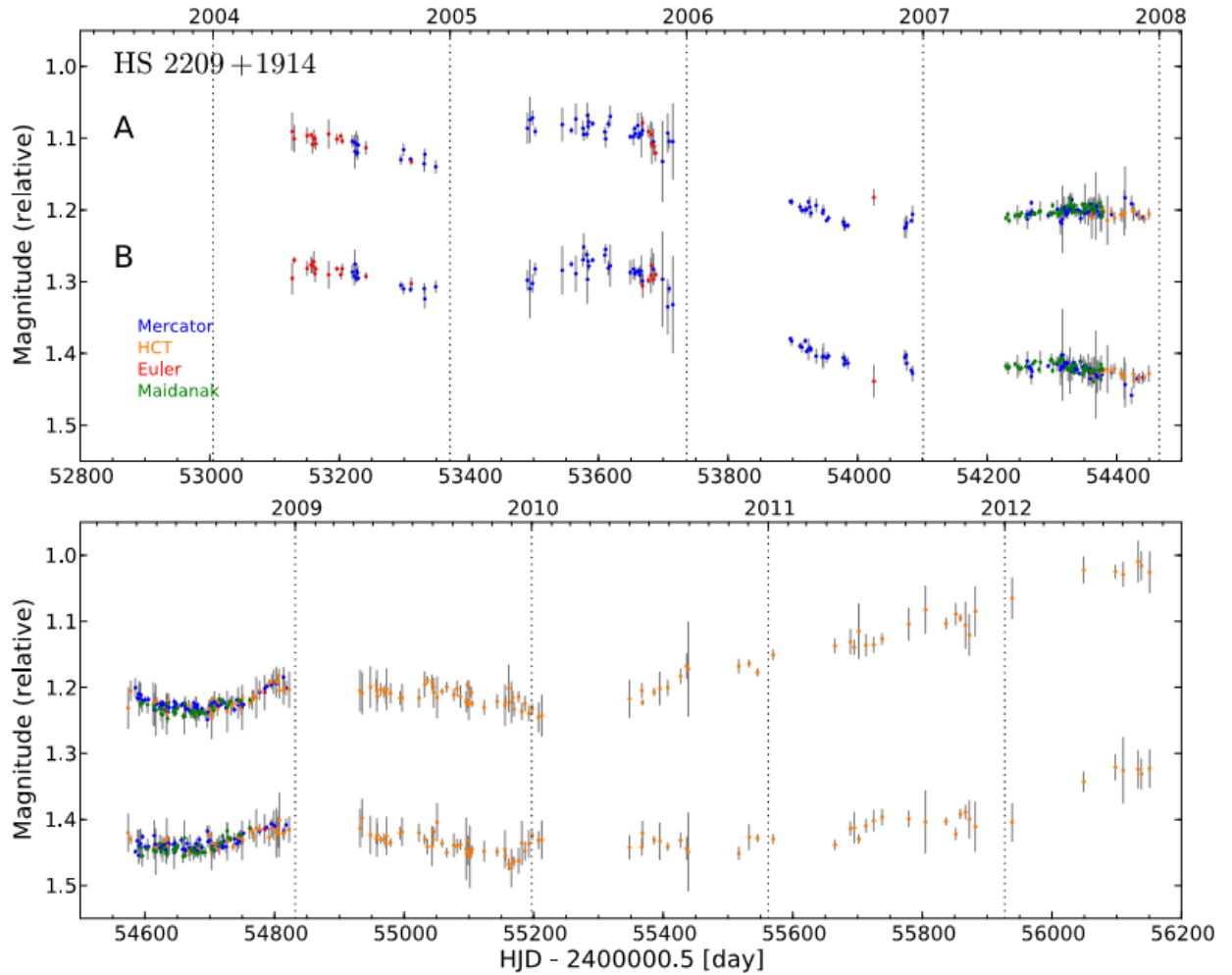




*Рис. 3.11. Область ПЗС кадра ГЛК SDSS J1206+4332 с обозначениями звезд для моделирования ФРТ, и калибровки.*



*Рис. 3.12. Фон ГЛК HS 2209+1914 с выявленной слабой кольцевой структурой по результатам одновременной деконволюции 2242 кадров в R фильтре.*



**Рис. 3.13.** Кривые блеска линзированных компонент *A* и *B* ГЛК SDSS J1206+4332 полученные по данным с телескопов Mercator, АЗТ-22 Майданак, Euler и HCT за 9 сезонов наблюдений.

Результаты оценок времени задержки ГЛК SDSS J1206+4332, полученных четырьмя различными методами, представлены в таблице 5. Отметим что, несмотря на достаточно большой разброс ошибок, особенно для методов дисперсии и регрессии, различные оценки времени задержек сходятся к общей задержке  $\Delta t_{BA} \approx 20$  дней

**Таб. 3.6.** Оценки времени задержек ГЛК HS 2209+1914, полученных четырьмя различными методами по общей кривой блеска наблюдений с телескопов Euler, Mercator, АЗТ-22 Майданак и HCT.

Метод	$\Delta t_{\text{BA}}$
Дисперсии	$20.99 \pm 10.09$
Регрессии	$20.08 \pm 13.78$
Спланов	$19.77 \pm 6.03$
NMF	$19.28 \pm 1.48$

В распределении времени задержек ГЛК HS 2209+1914 проявляется наличие второго решения для метода регрессии и дисперсии что усложняют картину. Но в основном результаты оценок различными методами сходятся к одному значению  $\Delta t_{\text{BA}} \approx 20$  дней, поэтому конечный результат был оценен  $\Delta t_{\text{BA}} = 20 \pm 5$ . Однако, необходимо учитывать отсутствие собственной быстрой переменности квазара на этих кривых блеска и возможное наличие микролинзирования.

### §3.4 Исследования ГЛК SDSS J1001+5027

Гравитационно-линзированный квазар SDSS J1001+5027 (10:01:28.61, +50:27:56.90) с двойным линзированным изображением находится на  $z = 1.838$  [63]. Достаточное для наземных наблюдений угловое расстояние  $2,86''$  [ между линзированными изображениями и высокое склонение делают этот объект относительно хорошим для наблюдений на небольших телескопах северного полушария и средних условий качества наблюдений. Красное смещение линзирующей галактики  $z_1 = 0.415$  было измерено спектроскопическими методами [64].

Наблюдения SDSS J1001+5027 в фильтре R проводились более шести лет, с марта 2005 по июль 2011 года, с помощью трех различных телескопов: Mercator, 1.5-метрового телескопа АЗТ-22 и 2-метрового Гималайского телескопа Чандра (НСТ). В таб. 3.7 подробно представлена статистика наших мониторинговых наблюдений. В общей сложности мы получили

фотометрические измерения для 443 ночей со средним интервалом менее четырех дней. Каждая серия ночных наблюдений состоит, по меньшей мере из трех, но в основном из четырех или более отдельных экспозиций.

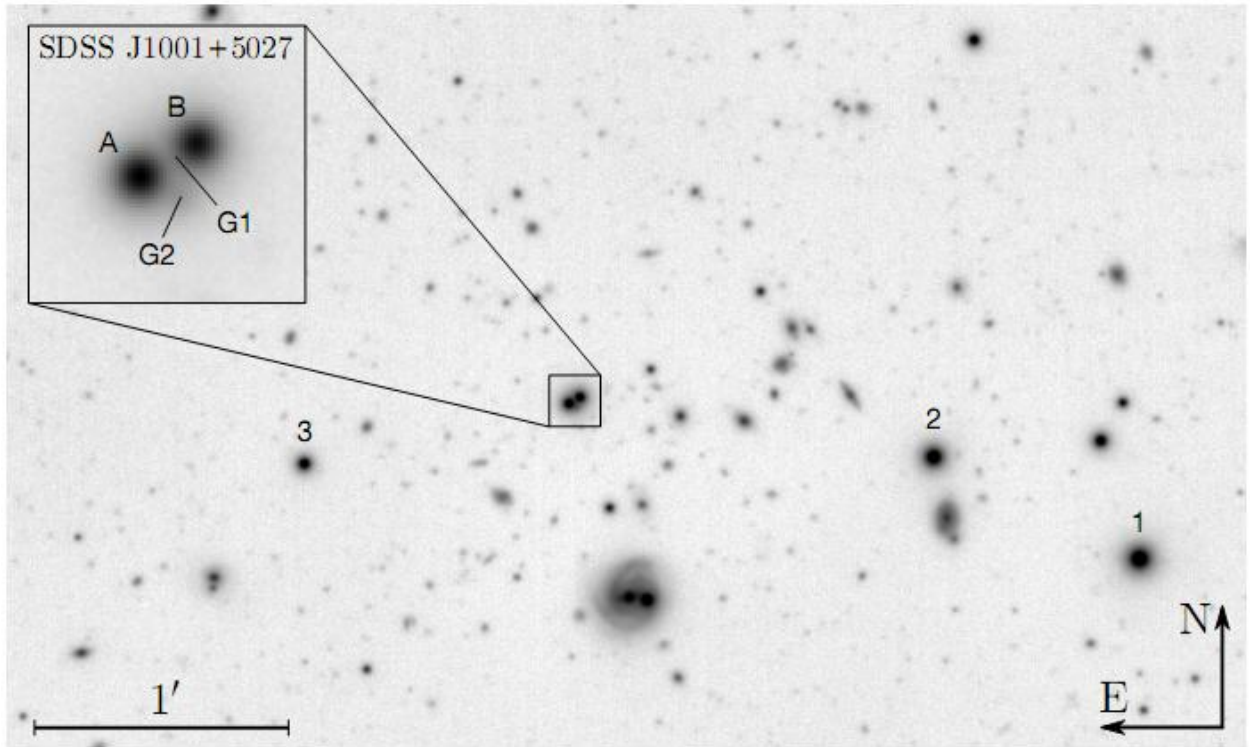
**Таб. 3.7.** Статистика наблюдений по проекту COSMOGRAIL ГЛК SDSS J1001+5027.

Телескоп	Камера	Поле камеры	Размер пикселя	Период наблюдений	Кол-во ночей	Экспо зиция	Ср. частота
Mercator 1.2м	MEROPE	6.5' × 6.5'	0.190"	Март 2005 – Дек. 2008	239	5х360с	3.8 дня
НСТ 2.0 м	HFOSC	10' × 10'	0.296"	Окт.2005– Июль 2011	143	4х300	9.5 дня
АЗТ-22 1.5м	SITE	8.9'х3.5'	0.266"	Нояб.2006 – Окт. 2008	41	7х180	5.9 дня
АЗТ-22 1.5м	SI	18.1'х18.1'	0.266"	Янв. 2007– Авг. 2007	20	6х600	12.6 дня
<b>Итого</b>				<b>Март 2005 – Июль 2011</b>	<b>443</b>	<b>201.5 ч</b>	<b>3.8 дня</b>

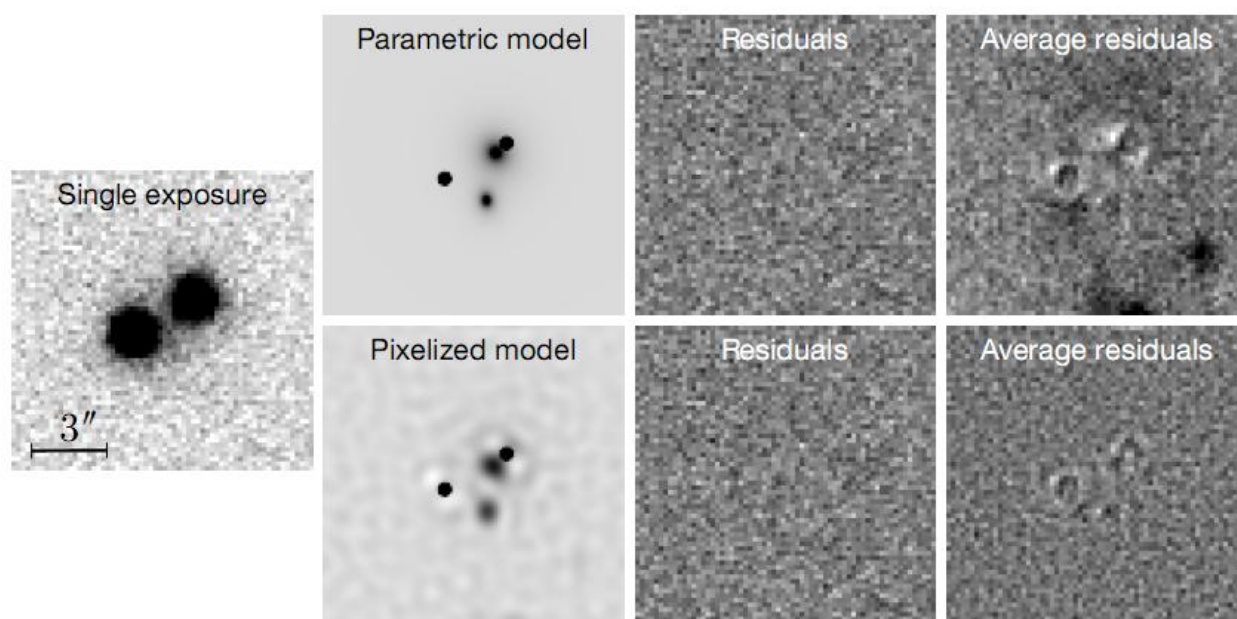
На рисунке 3.14 показана часть поля области SDSS J1001+5027, полученная путем сложения наилучших результатов мониторинга с общим временем экспозиции в 21 час. Измерения относительных потоков отдельных линзированных изображений квазара и звезд сравнения для каждой отдельной ночи были получены с помощью фотометрии MCS деконволюции. Звезды, обозначенные 1, 2 и 3 на рис. 2 используются для определения профиля ФРТ (PSF) и ноль пункта относительной фотометрии каждого кадра.

Два точечных изображения квазара А и В ГЛК SDSS J1001+5027 разделены на 2,86", что значительно больше, чем типичное разделение в линзованных квазарах. В принципе, это делает SDSS J1001+5027 относительно легкой целью для мониторинга, так как изображения квазаров

лишь слегка перекрываются в большинстве наших изображений. Однако изображение В находится близко к основной линзирующей галактике G1. Поэтому для минимизации дополнительного влияния G1 при измерениях потока В требуется модель распределения света G1 представленная на результатах MCS деконволюции на рис. 3.

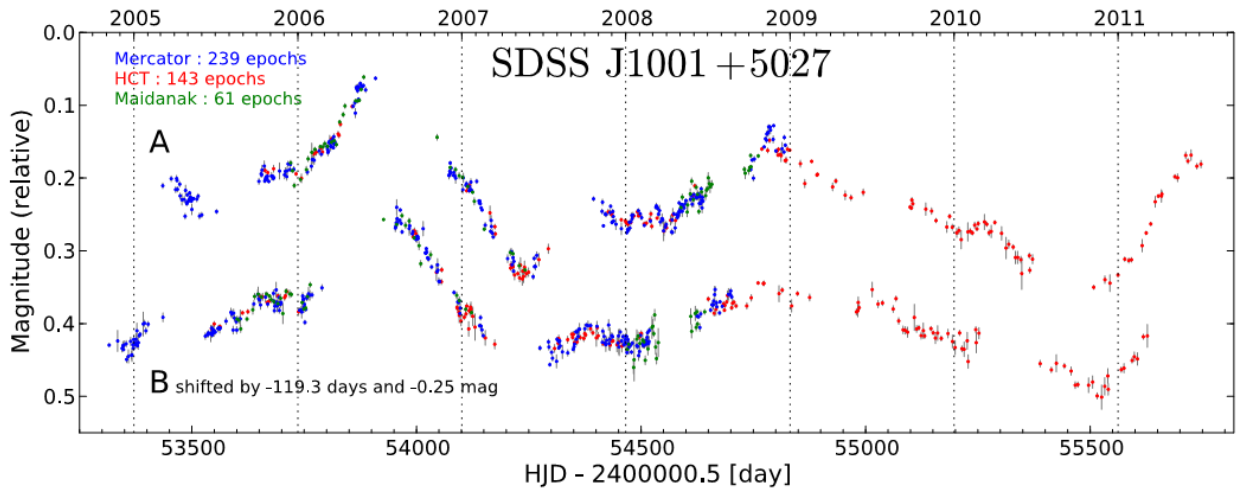


**Рис. 3.14.** Изображение поля ГЛК SDSS J1001+5027 в фильтре R с общей суммарной экспозицией в 21 час. Звезды отмеченные как 1, 2 и 3, использованы для моделирования ФРТ и калибровки фотометрии каждой экспозиции. Положение двух линзирующих галактик G1 и G2 указано на увеличенном изображении в левом верхнем углу.



**Рис. 3.15** Результаты MCS деконволюции. Слева показана одна 360-секундная экспозиция ГЛК SDSS J1001+5027, полученная в типичных атмосферных условиях. На других панелях показаны параметрические (верхний ряд) и результат MCS модели (нижний ряд) для галактик-линз.

На рисунке 3.16 показаны объединенные кривые блеска продолжительностью 6,5 сезона(года) наблюдений, по которым мы измерили время задержки  $\Delta t_{AB} = -119.3$  дня. На этом рисунке кривая блеска В сдвинута на эту время задержки, для отображения соответствия кривых и временное перекрытие данных. Мы определили существенную сильную собственную оптическую переменность квазара, общую для изображений А и В. Наши данные определенно визуально показывают, приблизительное время задержки  $\Delta t_{AB} \approx 120$  дней, с ведущей компонентой В.



**Рис. 3.16.** Кривые блеска в фильтре  $R$  линзированных изображений  $A$  и  $B$  квазара  $SDSS\ J1001+5027$  с марта 2005 по июль 2011 года. Для каждой точки показаны диапазоны  $1\sigma$  фотометрической ошибки. Для отображения соответствия переменности кривая изображения квазара  $B$  показана сдвинутой во времени на измеренное значение времени задержки  $\Delta t_{AB} = -119.3$  дня.

Для  $SDSS\ J1001+5027$  по данным, показанным на рис. 3.16 было использовано пять различных метода измерения времени задержки. Все эти методы были разработаны для измерений кривых блеска, подверженных влиянию внешней переменности, возникающей в результате микролинзирования.

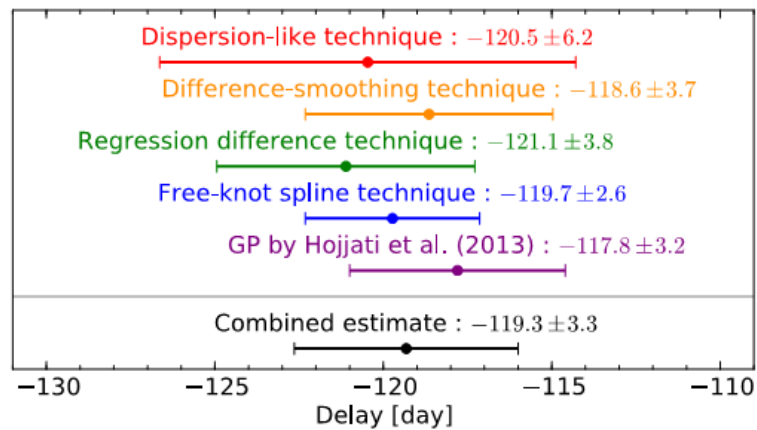
В процессе работ с  $SDSS\ J1001+5027$  был предложен новый независимый метод измерения [65] времени задержки, который также способен учитывать влияние внешней переменности. Этот метод основан на моделировании гауссовских процессов. Он предоставляет свою собственную автономную оценку общей неопределенности. Данные COSMOGRAIL по  $SDSS\ J1001+5027$ , показали оценку  $\Delta t_{AB} = 117.8 \pm 3.2$  дня.

Мы включили это измерение в качестве пятого измерения в нашу сводку результатов, представленную в таблице 2 отображенную в графической форме на рис. 3.17. Полученное значение времени задержки, а



также их показатели ошибок хорошо согласуются с нашими четырьмя оценками, несмотря на иной способ оценки.

Таким образом, для SDSS J1001+5027 у нас есть пять оценок времени задержки полученных пятью разными методами, и все эти оценки согласуются друг с другом в пределах ошибок. Усреднение измерения времени задержки, приводит к значению  $\Delta t_{AB} = 119.3 \pm 3.3$  дня.



*Рис. 3.17. Измерения времени задержки в SDSS J1001+5027, выполненные пятью различными методами. Показанная здесь шкала суммарных ошибок включает систематические и случайные ошибки.*

В результате по проекту COSMOGARAIL получены оптические кривые блеска ГЛК SDSS J1001+5027 более шести лет, с марта 2005 года по июль 2011 года в фильтре R. Полученные кривые блеска демонстрируют сильную собственную переменность квазара с амплитудой порядка 0,2 зв. величины. Итоговая оценка времени задержки приводит к выводу, что кривая блеска изображение А запаздывает от кривой изображения В на  $119.3 \pm 3.3$  дня ( $1\sigma$  погрешность 2,8%), включая систематические ошибки.



## ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЯ ЧЕТЫРЁХКОНЕНТНЫХ ГЛК

### §4.1. Исследования ГЛК HE0435-1223

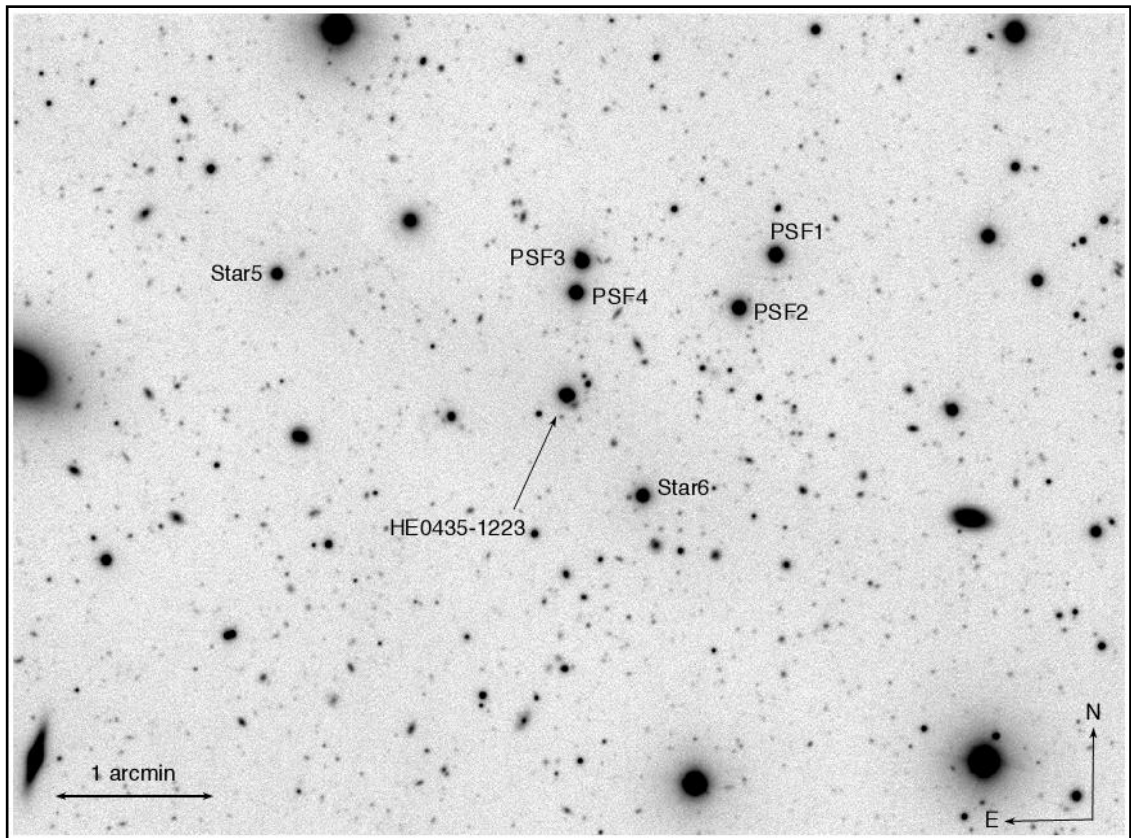
Гравитационная линза HE 0435-1223 ( $\alpha(2000)=04:38:14.9$ ;  $\delta(2000)=-12:17:14.4''$ ) обнаружена в 2000 г. по обзору “Hamburg/ESO” (HES) ярких квазаров в южном полушарии [66]. Объект был идентифицирован как квадрупольно линзированный квазар [67]. Красное смещение источника –  $Z_{QSO} = 1.689$  и линзы  $Z_L = 0.4546 \pm 0.0002$  [68]. Квазар проявляет явную оптическую переменность, что делает его хорошим кандидатом для определения  $\Delta t$  между компонентами линзы. Локальное окружение линзирующей галактики было подробно изучено по наблюдениям с КТХ, оснащенной современной обзорной камерой (ACS) [67]. Также было определено, что линзирующая галактика находится в группе, состоящей по крайней мере, из 11 членов. Дисперсия скоростей этой группы составила  $\sigma \approx 496 \text{ км сек}^{-1}$ .

По результатам 2-х летних оптических наблюдений, были получены аналитические модели линзы “HE 0435-1223”, и вычислены значения времени задержки:  $\Delta t_{AD} = -14.37^{+0.75}_{-0.85}$ ,  $\Delta t_{AB} = -8.00^{+0.73}_{-0.82}$  и  $\Delta t_{AC} = -2.10^{+0.78}_{-0.71}$  дней [69].

Наблюдения HE0435-1223 по проекту COSMOGRAIL проводились в течение 7 лет, с января 2004 г. до марта 2010 г., в фильтре R, на трех телескопах: Швейцарский 1.2м телескоп Euler (Чили), Бельгийско-Швейцарского 1.2м телескопа Mercator (Испания), и 1.5м телескопа АЗТ-22 обсерватории Майдакак АИ АН РУз(Узбекистан). Кроме того, были также использованы данные наблюдений 136 ночей 2-х летнего мониторинга, проводившегося с августа 2003 г. по апрель 2005 г., на 1.3м телескопе SMARTS в обсерватории СТЮ (Чили)[68]. Информация о данных наблюдений показана в Таблице 4.1.

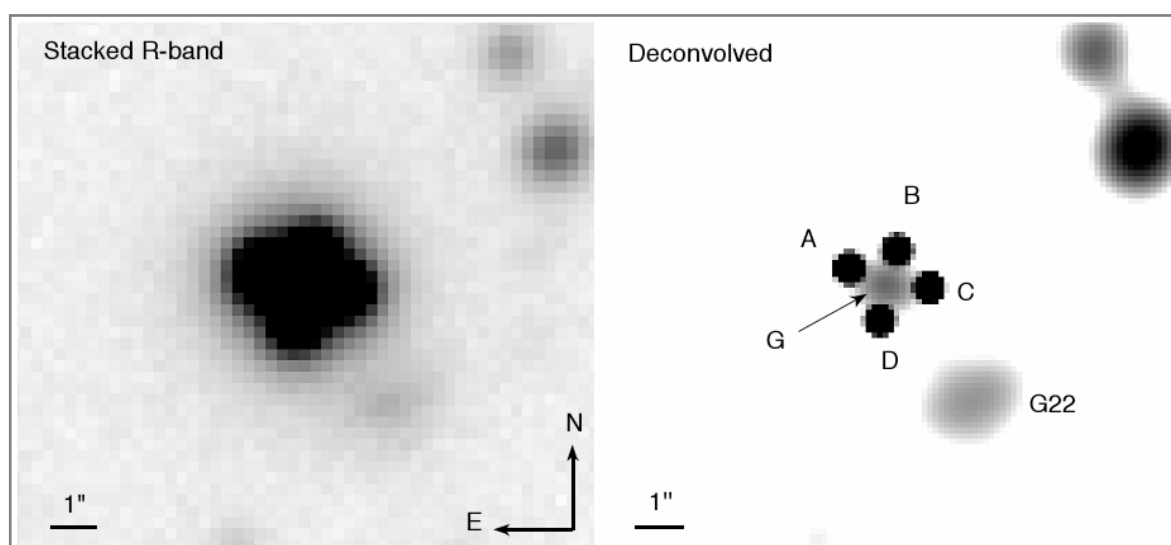
**Таблица 4.1.** Полученные данные оптических наблюдений HE 0435-1223.

Телескоп	Камера	Поле	Пик- сель	Период	Наблю- дения	Экспо- зиция	Ср. seeing	Ср. частота
Euler	C2	11' × 11'	0.344"	Янв. 2004– Март 2010	301	5 × 360 с	1.37"	6 дней
Mercator	MEROPE	6.5' × 6.5'	0.190"	Сент.2004– Дек.2008	104	5 × 360 с	1.59"	11 дней
Майданак АЗТ-22	SITE 2000x800	8.9' × 3.5'	0.266"	Окт. 2004– Июль 2006	26	10 × 180 с	1.31"	16 дней
Майданак АЗТ-22	SI 4Kx4K	18.1' × 18.1' ,	0.266"	Авг. 2006– Янв.. 2007	8	6 × 300 с	1.31"	16 дней
SMARTS	ANDICAM	10' × 10'	0.300"	Авг. 2003 – Апр. 2005	136	3 × 300 с	≤1.80"	4 дня
<b>ИТОГО</b>	-	-	-	<b>Авг. 2003 – Март 2010</b>	<b>575</b>	<b>242.5 ч</b>	-	<b>3.2</b>



**Рис. 4.1.** Область звездного поля ГЛК HE 0435-1223. Обозначены 4 звезды для построения ФРТ и референтные звезды необходимые для выполнения фотометрической калибровки потоков.

Данные с трех телескопов, используемые в проекте COSMOGRAIL были обработаны с применением программы поточной обработки [70]. Основная сложность в этой работе состояла в том, что необходимо было стандартизировать разнородные данные с различных телескопов, поскольку каждая камера имеет свой физический размер, угловое разрешение и пространственную ориентацию получаемых изображений.



**Рис. 4.2.** Результат одновременной деконволюции кадров наблюдений HE 0435-1223. G – линзирующая галактика, и G22 – ее ближайшая спутница. Угловое разрешение на изображении после процедуры деконволюции составило  $FWHM = 0.34''$  для точечных компонентов A, B, C и D.

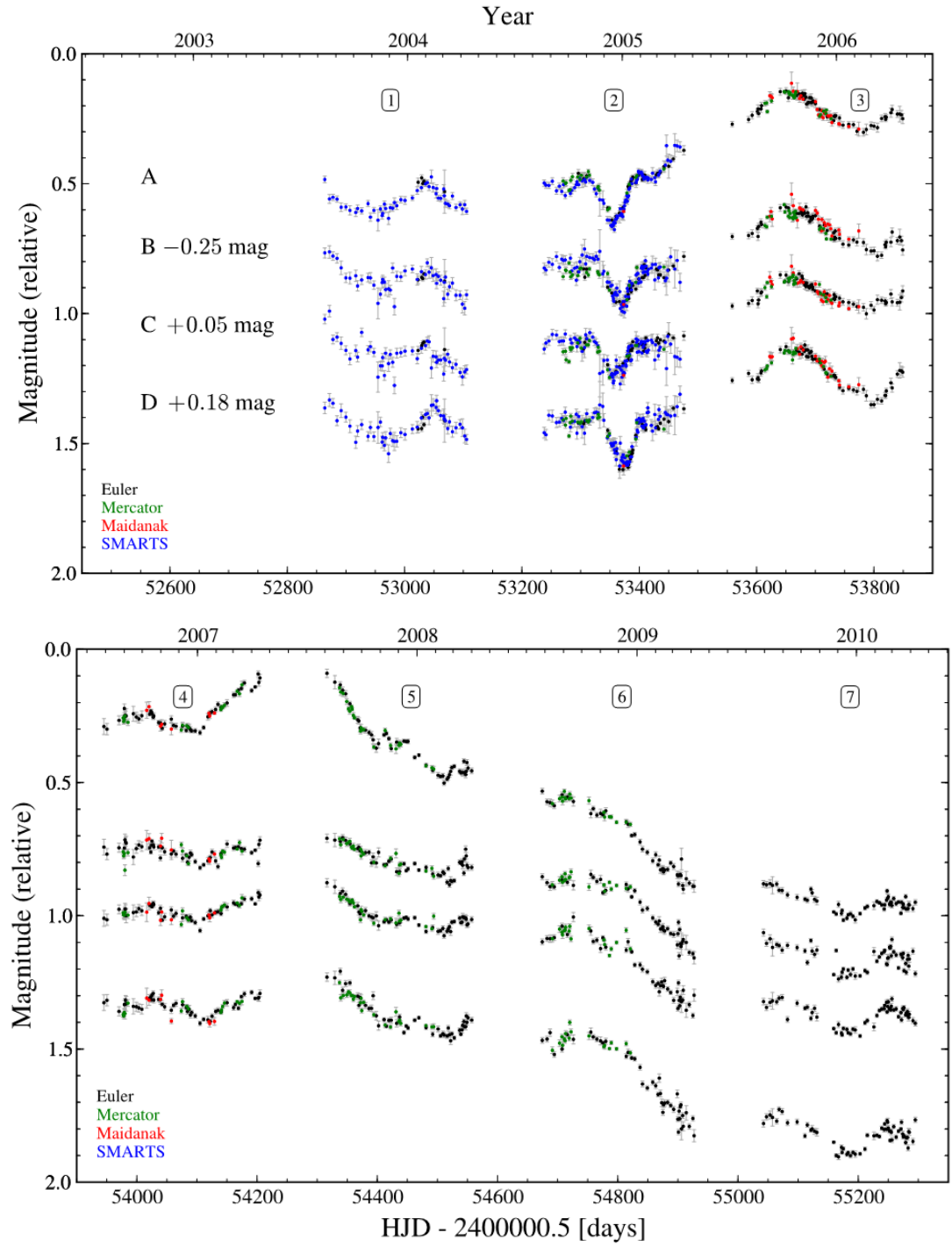
На поле этого кадра HE 0435-1223 (рис. 4.1) было выбрано несколько референтных звезд для вычисления геометрических преобразований между изображениями. Эти преобразования включают масштабирование, смещение и вращение поля. Референтные звезды также используются, для вычисления фотометрических калибровок между кадрами разных ночей. Далее каждый кадр обрабатывался алгоритмом L.A.Cosmic [71] для удаления космических

лучей. Все изображения также проверялись визуально, для проверки корректной работы алгоритма.

Фотометрические измерения были получены в процессе применения алгоритма MCS деконволюции. ФРТ вычисляется для каждого кадра по четырем звездам обозначенных на Рис. 3.18 как PSF 1-4. Эти звезды до одной звездной величины ярче компонентов квазара в HE 0435-1223 и расположены в пределах  $2''$  от центра поля, что минимизирует искажения ФРТ.

Обработанные MCS алгоритмом изображения вычисляются как модель суммы числовой части и аналитической части точечного источника с формой симметричной Гауссианы. В случае гравитационно линзированного квазара, числовая часть содержит информацию о линзирующей галактике. Результаты фотометрии и астрометрии изображений квазара выдаются программой MCS в виде списка интенсивностей и координат Гауссовских профилей, полученных в процессе деконволюции. В данной работе, размер пикселя после деконволюции составляет половину размера пикселей исходных данных, то есть,  $0.172''$ . Пространственное разрешение полученных после деконволюции кадров составляет  $\text{FWHM} = 0.35''$ .

С помощью программного обеспечения MCS, отдельные изображения HE 0435-1223 были обработаны одновременно. Это позволило скомбинировать все изображения в один кадр с получением максимально глубокого проникновения и выявлением тонкой структурой наблюдаемого объекта. Заметим, что интенсивности точечных источников изменяются от кадра к кадру, в то время как сглаженный фон, включающий линзирующую галактику, остается неизменным на всех кадрах.



**Рис. 4.3.** Кривые блеска четырех линзированных компонент ГЛК HE0435-1223 в фильтре  $R$  по данным наблюдений с четырех телескопов за период декабрь 2003 г. - апрель 2010 г.

Результат MCS деконволюции показан на рис. 4.2. Использование априорной информации об обрабатываемом деконволюцией объекте может привести к более лучшим результатам. В случае HE0435-1223 относительные положения точечных источников использованы по астрометрии с Космического телескопа Хаббла.

На рис. 4.3 показаны кривые блеска, по фотометрическим измерениям полученных в процессе MCS деконволюции. Приведены четыре кривых для каждого компонента квазара HE 0435-1223, где ошибка в  $1\sigma$  включает статистическую и возможную систематическую ошибки. Статистическая ошибка вычисляется как дисперсия фотометрических значений, полученных в течение отдельной ночи. Систематические ошибки определены посредством одновременной деконволюции референтных звезд, расположенных вблизи HE0435-1223.

Наконец, для приведения к соответствию фотометрических измерений, полученных на разных телескопах, включая опубликованные кривые блеска с телескопа SMARTS, с фотометрией телескопа Euler в полученных кривых блеска учитывалось небольшое значения смещения по магнитуде. Эти смещения составляют менее 0.03 маг.

Измерения времени задержки в HE0435-1223 были основаны на технике наименьшей дисперсии: Кроме того, кривые блеска также немного трансформируются на больших промежутках времени, для учета малых вариаций в результате микролинзирования. Это выполняется суммированием всей кривой блеска и полинома низкой степени, рассчитанного для определенного сезона наблюдений.

**Микролинзирование и его влияние на время задержки.** Степень достоверности метода оценивается применением смоделированных кривых блеска со схожими фотометрическими изменениями, имитирующими результаты реальных наблюдений. Ошибка определения  $\Delta t$  вычисляется методом Монте-Карло, посредством моделирования кривых блеска с

распределением звездных величин в пределах ошибок фотометрии. Таким образом, диапазон ошибки времени задержки, полученной из реальных измерений, оценивался как значение отклонения в  $1\sigma$  измерений  $\Delta t$ , полученной методом Монте-Карло.

В результате эффекта микролинзирования, не представляется возможным напрямую наблюдать собственную переменность квазара. Микролинзирование было выявлено для трех кривых блеска относительно четвертой кривой, выбранной как наиболее стабильный референт. Для выбора референтной кривой блеска, тестируется каждая из четырех кривых, на наличие минимального эффекта микролинзирования. В результате такого анализа HE 0435-1223, кривая блеска компоненты В была выбрана в качестве референтной.

В случае выбора референтной кривой блеска компоненты В, отметим что, микролинзирования в кривых С и D проявляются как гладкие и непрерывные, а потому могут быть смоделированы полиномами низких степеней на всем интервале наблюдений. Однако, кривая А содержит переменность более высоких частот что потребовало учета микролинзирования для каждого сезона индивидуально, на Рис. 5. В результате, мы получаем почти полное совпадение кривых блесков, что видно по разностям кривых.

Степень достоверности метода проверяется несколькими способами. Сначала моделируется изменения микролинзирования, с применением полиномов различных степеней. Затем, полиномами аппроксимируются отдельные сезоны наблюдений или несколько сезонов. Все эти изменения приводят к незначительному влиянию на определение значения  $\Delta t$ . Заметим, что такой учет микролинзирования сложно проводить по 2 или 3 сезонам данных наблюдений, что указывает на важность длительных мониторинговых программ.

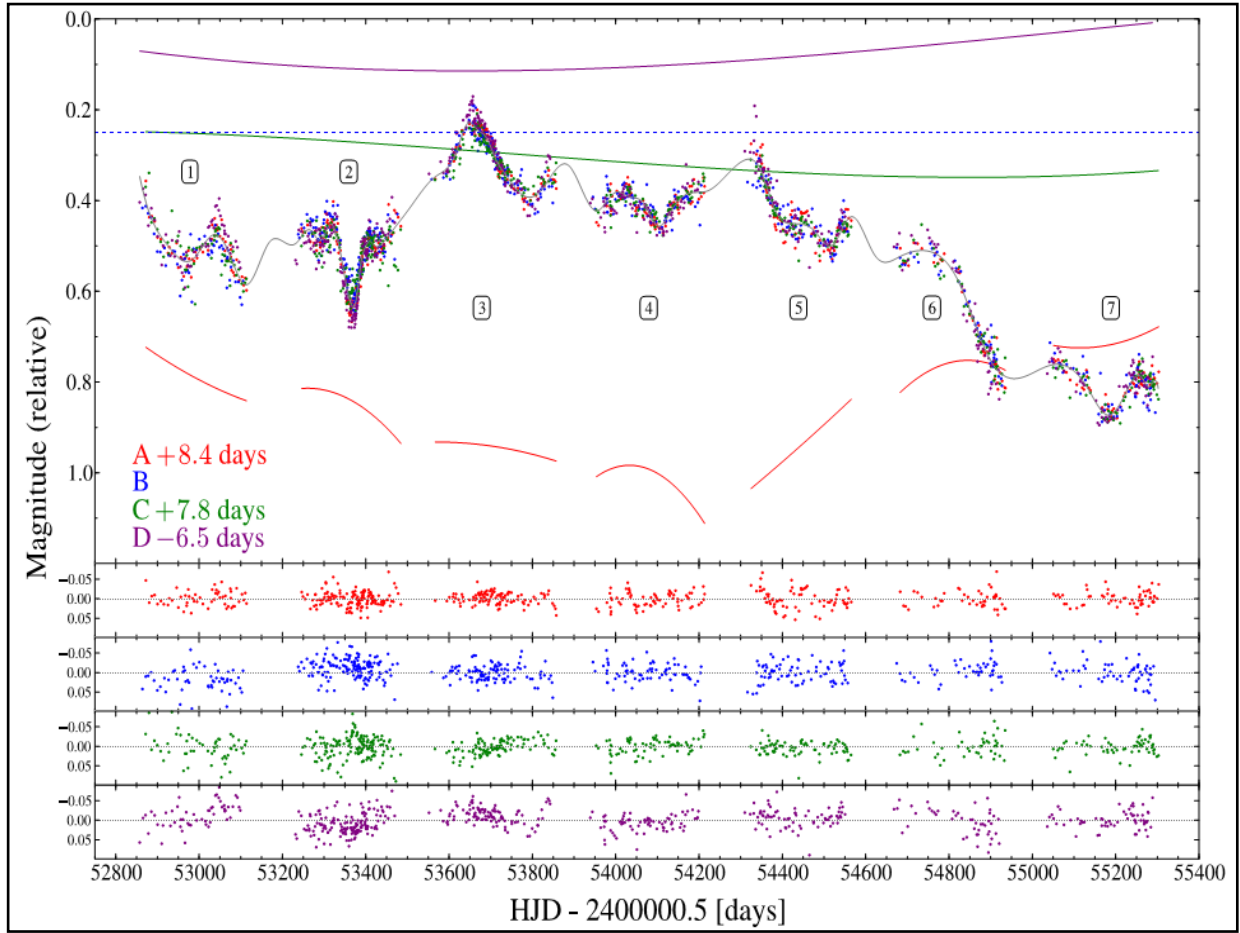
**Результаты измерений времени задержек.** Полученные результаты  $\Delta t$  приведены в таблице 4.2, где также, для сравнения, приведены предыдущие измерениями других авторов [69], по результатам только двух сезонов наблюдений с аппроксимации кривых блеска полиномами. Используя те же самые данные, но с применением нашего модифицированного метода наименьшей дисперсии, мы получили очень схожие задержки времени, как и в работе [69], но с большей ошибкой измерения. Это получается, главным образом, из-за большего количества степеней свободы, применявшихся при моделировании кривых блеска в работе [69]. Увеличение количества степеней свободы, в этом случае, приводит к уменьшению значений ошибок определения  $\Delta t$ . Мы же придерживаемся методики с применением минимально возможного количества степеней свободы.

Также отметим, что в работе [69] даются значения  $\Delta t$ , вычисленные относительно кривой блеска А, которая на протяжении всех 7 сезонов наблюдений наиболее сильно подвержена микролинзированию. И как следствие, в ошибки вычислений значений  $\Delta t$  большой вклад вносит остаточное микролинзирование, а не статистические ошибки фотометрии. Это хорошо подтверждается тем фактом, что наши ошибки измерений  $\Delta t$ , выраженных относительно В хорошо соотносятся с ошибками измерений  $\Delta t$ , вычисленных относительно А, в случае использования данных только за два сезона наблюдений. Но в случае использования 7 сезонов, точность вычислений  $\Delta t$  относительно В существенно улучшаются, по сравнению с измерениями относительно А. Таким образом, все значения  $\Delta t$ , используемые в последующем анализе, вычислены относительно наиболее стабильной кривой блеска компоненты В.

Наконец, по кривым блеска, после коррекции за микролинзирование и учета времени задержки, вычисляются отношения потоков (разность магнитуд) в R фильтре между четырьмя изображениями линзированного



квазара. В результате вычислений получено  $m_B - m_A = \Delta m_{BA} = 0.62 \pm 0.04$ ,  $\Delta m_{BC} = 0.05 \pm 0.01$ ,  $\Delta m_{BD} = -0.16 \pm 0.01$ .



**Рис. 4.4.** Кривые блеска полученные с 4 телескопов и смещённые на время задержки  $\Delta t_{BA} = 8.4$  дней,  $\Delta t_{BC} = 7.8$  дней и  $\Delta t_{BD} = -6.5$  дней. Микролинзирование для каждой из кривых A, C и D показаны как непрерывные линии, полученные относительно пунктирной синей линии. На нижних панелях показаны разности, между непрерывной аппроксимированной общей кривой и кривыми блеска отдельных компонент.

**Таблица 4.2.** Время задержки для ГЛС “HE 0435-1223” и их сравнение с предыдущими измерениями.

Данные	Метод	$\Delta t_{AB}$	$\Delta t_{AC}$	$\Delta t_{AD}$	$\Delta t_{BC}$	$\Delta t_{BD}$	$\Delta t_{CD}$
SMARTS (2 сезона)	работа [16]	$-8.0 \pm 0.8$	$-2.1 \pm 0.8$	$-14.4 \pm 0.8$			
SMARTS (2 сезона)	дисперсии	$-8.8 \pm 2.4$	$-2.0 \pm 2.7$	$-14.7 \pm 2.0$	$6.8 \pm 2.7$	$-5.9 \pm 1.7$	$-12.7 \pm 2.5$
COSMOGRAIL	дисперсии	$-8.4 \pm 2.1$	$-0.6 \pm 2.3$	$-14.9 \pm 2.1$	$7.8 \pm 0.8$	$-6.5 \pm 0.7$	$-14.3 \pm 0.8$

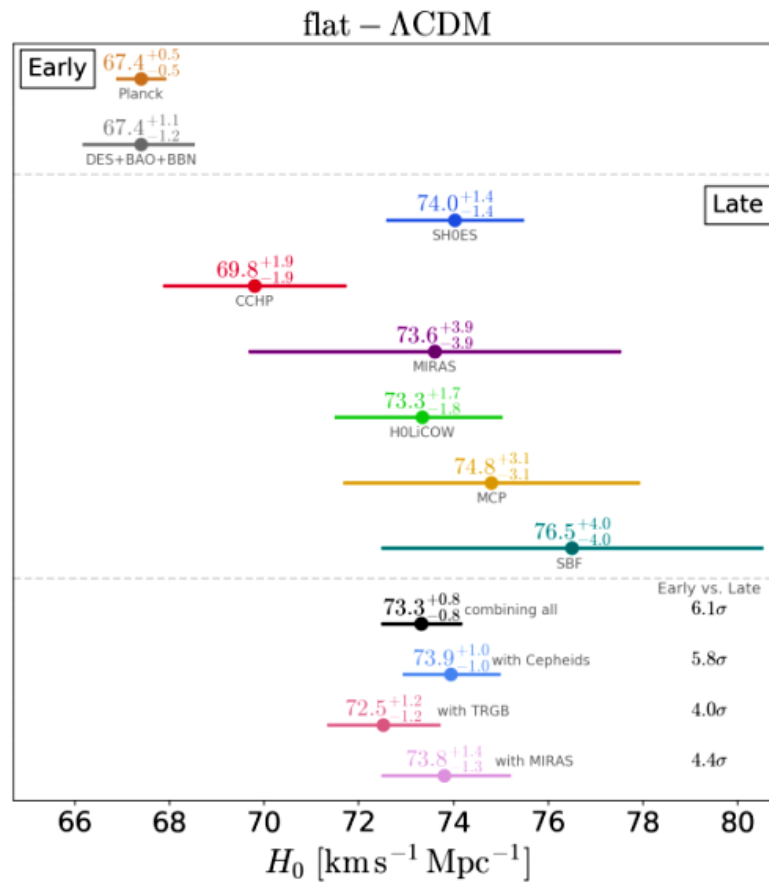
В результате, времена задержек в ГЛК HE 0435-1223 были вычислены по 575 отдельным фотометрическим измерениям, полученным в R фильтре в период с января 2004 г. по март 2010 г. Данные наблюдений за семь лет ясно показывают, что компонента А линзированного квазара подвержена сильному микролинзированию, и что время задержки лучше всего вычисляются относительно компоненты В. Измерения времени задержки составили  $\Delta t_{BC} = 7.8 \pm 0.8$  дня,  $\Delta t_{BD} = -6.5 \pm 0.7$  дня и  $\Delta t_{CD} = -14.3 \pm 0.8$  дня.

Погрешность измерений  $\Delta t$  составляет от 5 % до 10 % в зависимости от компонента, что является результатом малых значений полученных  $\Delta t$ . В случае таких малых значений  $\Delta t$ , уменьшение ошибок измерений возможно в случае увеличения временного разрешения кривых блеска и более интенсивных наблюдений с более длительными экспозициями для большего отношения сигнал/шум.

#### **§4.2 Исследования ГЛК SDSS J1721+8842, SDSS J1433+6007 и SDSS J2145+6345**

В настоящее время исследования гравитационно-линзированных квазаров (ГЛК) с обнаружением активной оптической переменности приобретают все больший астрофизический интерес в связи с нарастающим увеличением точности измерений константы Хаббла,  $H_0$ . Последовательное повышение

точности измерений  $H_0$  различными методами выявило разность  $4.0\sigma - 6.1\sigma$  (рис. 4.5) в рамках общепринятой стандартной  $\Lambda$ -CDM модели Вселенной между измерением  $H_0$  для ранней Вселенной с космической миссии Planck на основе флуктуаций микроволнового реликтового излучения (CMB), и ряда измерений  $H_0$  для поздней Вселенной по локальным методам звезд типа цефеид, сверхновых, гравитационного линзирования ГЛК и др. [72]. Таким образом, дальнейшие исследования могут послужить как выявлению неучтенных или новых физических явлений и их возможного систематического влияния в одном или в обоих направлениях измерений  $H_0$  для ранней и поздней Вселенной, так и пересмотру всей стандартной  $\Lambda$ CDM модели и, возможно, открытию новой физики космологии.



**Рис. 4.5.** Разность измерений константы Хаббла  $H_0$  для ранней (early) и поздней (late) Вселенной[72].

В связи с этим, в настоящее время, существенно возрос объем исследований в различных независимых направлениях измерений  $H_0$ , в том числе на основе гравитационного линзирования и ГЛК, позволяющих проводить измерения  $H_0$  напрямую, в отличие от других локальных методов измерений, опирающихся на промежуточные калибровки. Также это обусловлено резким ростом обнаружения новых ГЛК [73] за последние годы и развитием новых методов цифровой обработки и анализа данных наблюдений для повышения углового разрешения. Эти методы дают возможность получения сверхвысокого углового разрешения, что необходимо для разделения компонентов ГЛК и измерений времени задержки между ними с высокой точностью с использованием также интенсивных методик наблюдений и современных статистических методов анализа и программ [76, 77].

Под сверхвысоким угловым разрешением понимается возможность существенного повышения углового разрешения цифровых изображений ГЛК для данной обсерватории, данного телескопа и камеры, превышающего возможный фактический предел. Это становится возможным с применением современных цифровых методов обработки по принципу обращения математической свертки, называемой в зарубежной литературе деконволюцией, в частности, методы MCS [74] и FIREDEC [75], с детальным учетом инструментального профиля точечных источников по отдельным звездам, грамотной фильтрации шумов и разделением точечных составляющих ГЛК и фона линзирующей галактики.

Так, например, для данных наблюдений ГЛК с обсерватории Майданак с предельным разрешением для 1.5 м телескопа АЗТ-22 на изображениях с качеством  $\text{seeing} \sim 0.6-0.7''$  методом MCS деконволюции удается “восстановить” размытое атмосферой изображение до значения  $\text{FWHM} = 0.26''$ . Такое разрешение точечных компонентов ГЛК в среднем в 3-4 раза лучше исходных хороших наблюдений, а также методом MCS удается

выявить саму линзирующую галактику. Достоверность таких изображений со сверхвысоким разрешением подтверждается анализом изображений остатков фона  $\chi^2$  в результате работы программы MCS с последовательным итеративным приближением к минимизации и также в сравнении с прямыми изображениями ГЛК с космического телескопа Хаббла (КТХ). Такое высокое угловое разрешение необходимо для корректного разделения отдельных точечных компонентов ГЛК с целью фотометрии и определения точных значений времени задержки для последующего вычисления  $H_0$ .

Таким образом, в результате совместного анализа данных ряда ГЛК в рамках проектов COSMOGRAIL и H0LiCOW, по наблюдениям с нескольких обсерваторий, в том числе с обсерватории Майданак, ГЛК HE 0435–1223 и SDSS J1206+4332 получено определение  $H_0$  с ошибкой 2.4% и выявлена разность в  $5.3\sigma$  между измерениями в ранней и поздней Вселенной [78, 79]. Это приводит к выводу, что Вселенная расширяется быстрее, чем ожидалось [90]. В связи с этим возникли вопросы о возможном влиянии неучтенных физических явлений, как возможное влияние гало темной материи линзирующей галактики и других эффектов, или систематики в методах измерений  $H_0$  по гравитационному линзированию. Эти вопросы рассмотрены в рамках проекта TDCOSMO – космография времени задержки и моделирование в частности: исследование систематических неопределенностей в выводе  $H_0$  по космографии времени задержки[91], измерения шести новых временных задержек в линзованных квазарах по интенсивному мониторингу ГЛК с 2.2 м MPIA телескопа[92], взаимодействие субструктуры темной материи с темной энергией – влияние (суб)гало на измерения  $H_0$  по сильному линзированию[93], иерархическая космография с временной задержкой - совместный вывод постоянной Хаббла и профилей плотности галактики[94], стратегия точных и достоверных измерений константы Хаббла с помощью сильного гравитационного

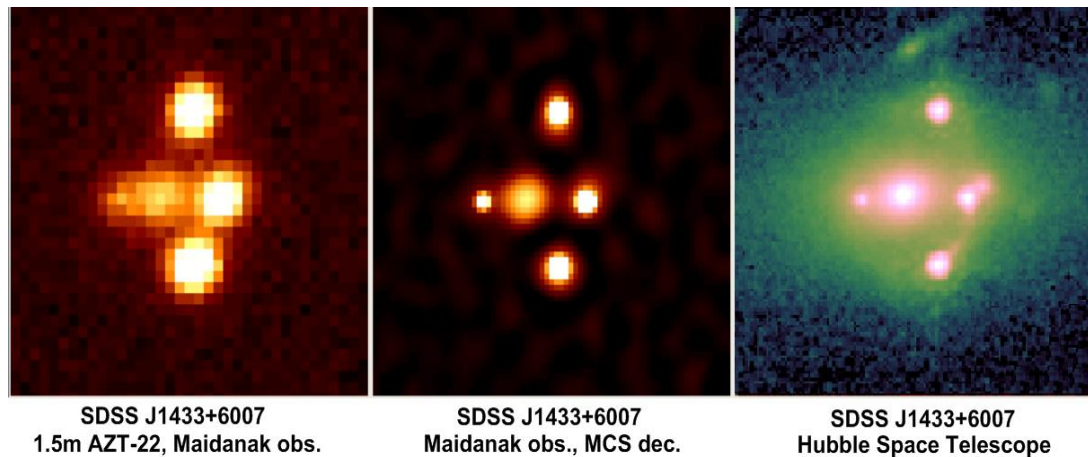
линзирования[95], Измерения расстояний на основе космографии времени задержки[96]

На точность измерений в ГЛК также возможно влияние эффекта времени задержки микролинзирования. Это обусловлено вкладом различной оптической переменности микролинзирования аккреционного диска квазара для отдельных компонентов ГЛК. Учет этого может также позволить оценку размеров аккреционного диска в случае получения наблюдений ГЛК в различных диапазонах длин волн и различных фильтрах [97].

До настоящего времени обнаружено 220 ГЛК обзорными миссиями GAIA [98-100], DES, SDSS и других. При этом около 100 из них обнаружены за последние два-три года, в числе которых 6-ти компонентный двойной линзированный квазар SDSS J1721+8842, 4-х компонентный SDSS J1433+6007 и 4-х компонентный SDSS J2145+6345, рассматриваемых в данном параграфе по наблюдениям с обсерватории Майданак. SDSS J1721+8842 и SDSS J1433+6007 наблюдались в обсерватории Майданак с 2018 по 2020гг., а SDSS J2145+6345 был недавно обнаружен и наблюдения были начаты в 2020 г.

Таким образом, в связи с возросшими требованиями к измерениям времени задержки в ГЛК, необходимых для прямой оценки  $H_0$ , и ростом общего количества обнаруживаемых ГЛК, в том числе и в северном полушарии, где наилучшим местом наблюдений в данной географической области остается обсерватория Майданак [101], возникает потребность в “быстрых” и точных измерениях времен задержек за 1-2 сезона наблюдений, возможного при более высокочастотном режиме (high-cadence mode) подразумевающих наблюдения каждую ночь. Такие интенсивные наблюдения позволяют надеяться на выявление быстрой собственной “внутренней” (intrinsic) переменности линзированных компонентов ГЛК по сравнению с ожидаемой, более медленной “внешней” (extrinsic) переменностью компонентов в результате различного внешнего влияния на них эффектов микролинзирования в линзирующей галактике.

Наблюдения исследуемых ГЛК в обсерватории Майданак проводили в период 2018-2020 гг. на телескопе АЗТ-22 с камерой SNUCAM 4Kx4K в фильтре R.

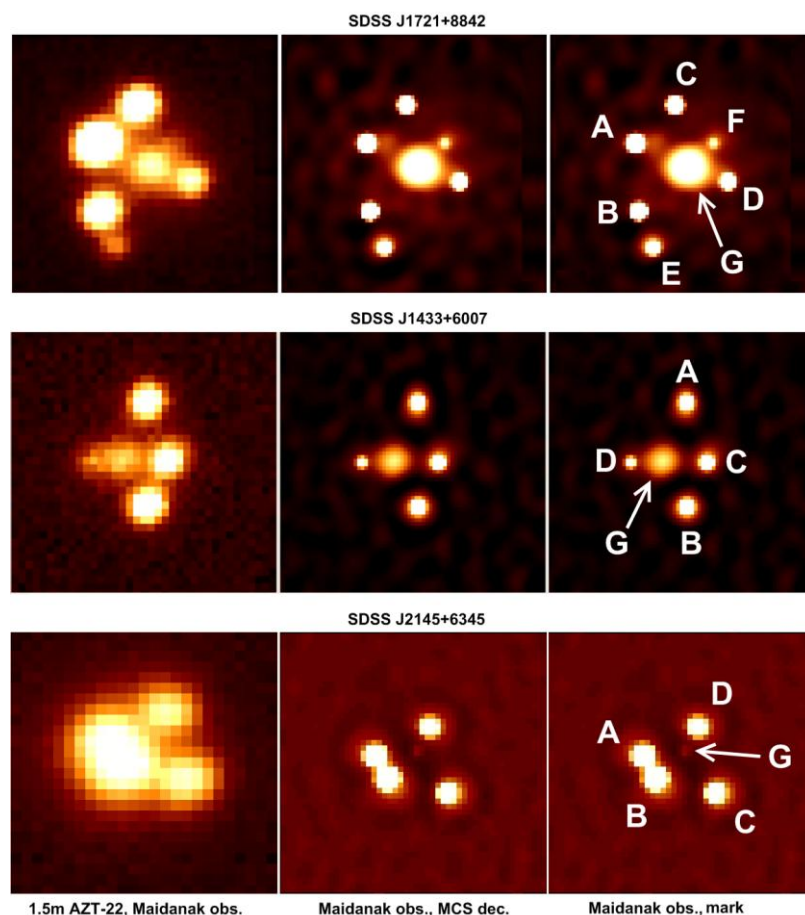


*Рис. 4.6. Результаты наблюдений и цифровой обработки ГЛК SDSS J1433+6007 с обсерватории Майданак в сравнении с прямым изображением с космического телескопа Хаббла [102,103].*

Получены результаты наилучших наблюдений исследуемых ГЛК (рис. 4.6, и рис. 4.7) с качеством seeing=0.6–0.7'' и результаты цифровой обработки изображений методом MCS деконволюции. Это дало возможность разделения линзированных компонентов и получить сверхвысокое угловое разрешения с FWHM=0.266''.

В ГЛК SDSS J1721+8842 также ранее удалось оценить степень оптической переменности, выделить 6 точечных линзированных компонентов с линзирующей галактикой и определить ее профиль для моделирования [104, 105].

В ГЛК SDSS J1433+6007 удалось выделить 4 точечных линзированных компонента и также линзирующую галактику, позволивших провести сравнение с прямым изображением с КТХ.



**Рис. 4.7.** Результаты наилучших наблюдений ГЛК SDSS J1721+8842, SDSS J1433+6007 и SDSS J2145+6345 с обсерватории Майданак (слева), цифровой обработки изображений методом MCS деконволюции (в центре), отождествление линзированных компонент ABCD и линзирующих галактик G (справа).

В ГЛК SDSS J2145+6345 удалось выделить 4 точечных линзированных компонента, но пока не удалось выделить саму линзирующую галактику ввиду ее малой светимости. Дальнейшие наблюдения SDSS J2145+6345 с хорошим качеством seeing < 1'' в обсерватории Майданак, должны позволить выделить данную линзирующую галактику и воссоздать ее профиль, необходимый для моделирования.



Для возможности дальнейшего моделирования ГЛК и вычисления  $H_0$  необходима прецизионная астрометрия компонентов и профиль линзирующей галактики. С этой целью по результатам цифровой обработки скомбинированного множества наилучших изображения ГЛК SDSS J1721+8842, SDSS J1433+6007 и SDSS J2145+6345, с использованием метода MCS деконволюции получена прецизионная астрометрия линзированных компонент исследуемых ГЛК (таб. 4.3).

**Таб. 4.3.** Результаты астрометрии ГЛК.

SDSS J1721+8842				
	X-XG	Y-YG	$\Delta\alpha_{AZT}(\prime)$	$\Delta\delta_{AZT}(\prime)$
A	13.831	6.109	1.840	0.813
B	12.995	-11.556	1.728	-1.537
C	3.364	16.073	0.447	2.138
D	-10.536	-3.846	-1.401	-0.512
E	9.114	-21.071	1.212	-2.802
F	-6.687	6.178	-0.889	0.822
G	0.0	0.0	0.0	0.0

SDSS J1433+6007						
	$\Delta\alpha_{HST}(\prime)$	$\Delta\delta_{HST}(\prime)$	$\Delta\alpha_{AZT}(\prime)$	$\Delta\delta_{AZT}(\prime)$	$\Delta\alpha_{HST-AZT}(\prime)$	$\Delta\delta_{HST-AZT}(\prime)$
A	-0.941	2.058	-0.940	2.037	-0.00054	0.02101
B	-0.943	-1.691	-0.940	-1.719	-0.00254	0.02780
C	-1.721	-0.083	-1.721	-0.101	0.00017	0.01799
D	1.075	-0.138	1.096	-0.138	-0.02050	-0.00037
G	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
STD $\Delta\alpha \Delta\delta$ (HST-AZT)= 0.015"						
SDSS J1433+6007 lensing galaxy G: $\alpha=218.345420$						
$\delta=60.120777$ [22]						

SDSS J2145+6345				
	X-XG	Y-YG	$\Delta\alpha_{AZT}(\prime)$	$\Delta\delta_{AZT}(\prime)$
A	7.793	-0.923	1.036	-0.123
B	5.543	-5.062	0.737	-0.673
C	-5.692	-7.815	-0.757	-1.039
D	-2.326	4.523	-0.309	0.602
G	0.0	0.0	0.0	0.0
G-D: $\alpha=0.309\pm0.015''$ $\delta=-0.602\pm0.015''$				

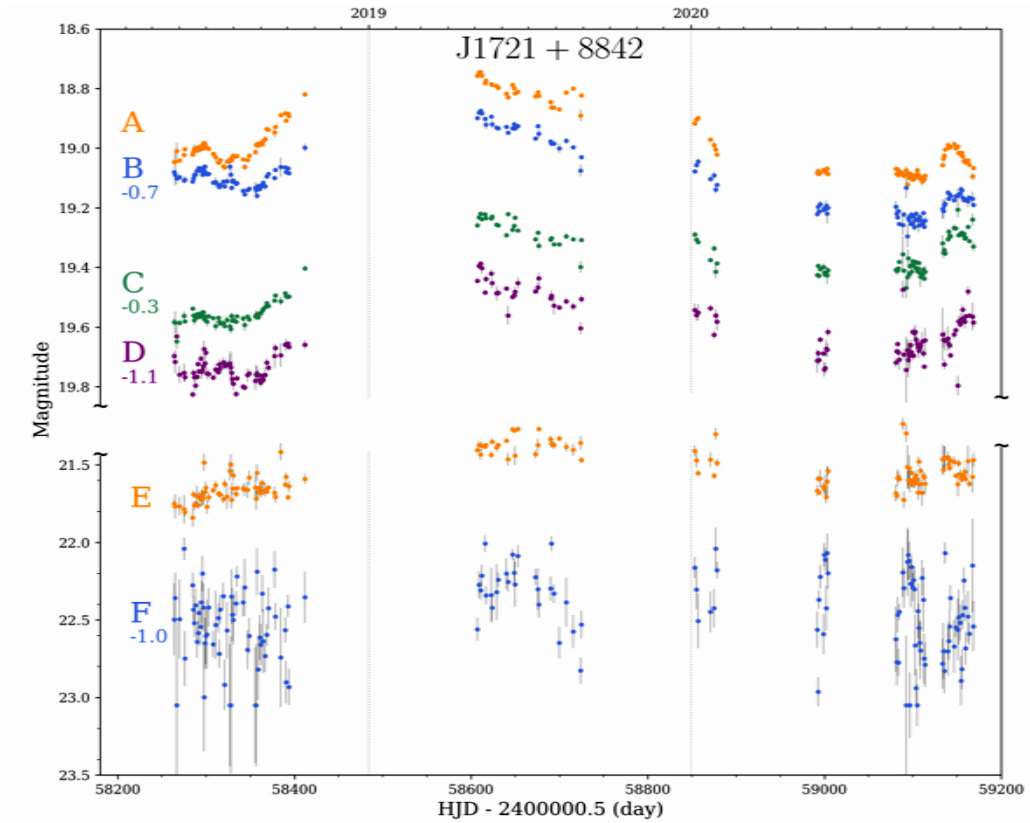
Полученные прецизионные значения астрометрии ГЛК приведены относительно центра линзирующей галактики G, координаты которой приняты за 0.0".

Для ГЛК SDSS J1721+8842 и SDSS J2145+6345 в первых двух столбцах приведены значения в пикселях ПЗС камеры обработанных изображений методом MCS(0.133"/pix), а в последующих двух значения в угловых секундах из расчета углового размера пикселя для AZT-22.

Для ГЛК SDSS J1433+6007 проведено сравнение результатов полученной астрометрии с последними опубликованными и уточненными данными астрометрии с KTX [102, 103]. По результатам сравнения среднеквадратичное отклонение координат точечных компонентов A, B, C, и D для измерений KTX-Майданак составило  $STD_{\Delta\alpha\Delta\delta}(HST-AZT) = 0.015''$ .

Для ГЛК SDSS J2145+6345 по результатам астрометрии удалось оценить возможное местоположение линзирующей галактики G относительно компоненты D:  $\alpha = 0.309 \pm 0.015''$  и  $\delta = -0.602 \pm 0.015''$ . Дальнейшие наблюдения этого объекта должны подтвердить и уточнить данное предположение.

Вычисление времени задержки требует разделения и фотометрии отдельных линзированных компонентов. По результатам MCS деконволюции всех данных наблюдений получены кривые блеска отдельных линзированных компонент исследуемых ГЛК (рис. 4.8, 4.9, 4.10), на основе которых по совместным данным с других обсерваторий планируется получение значений времени задержки с высокой точностью.

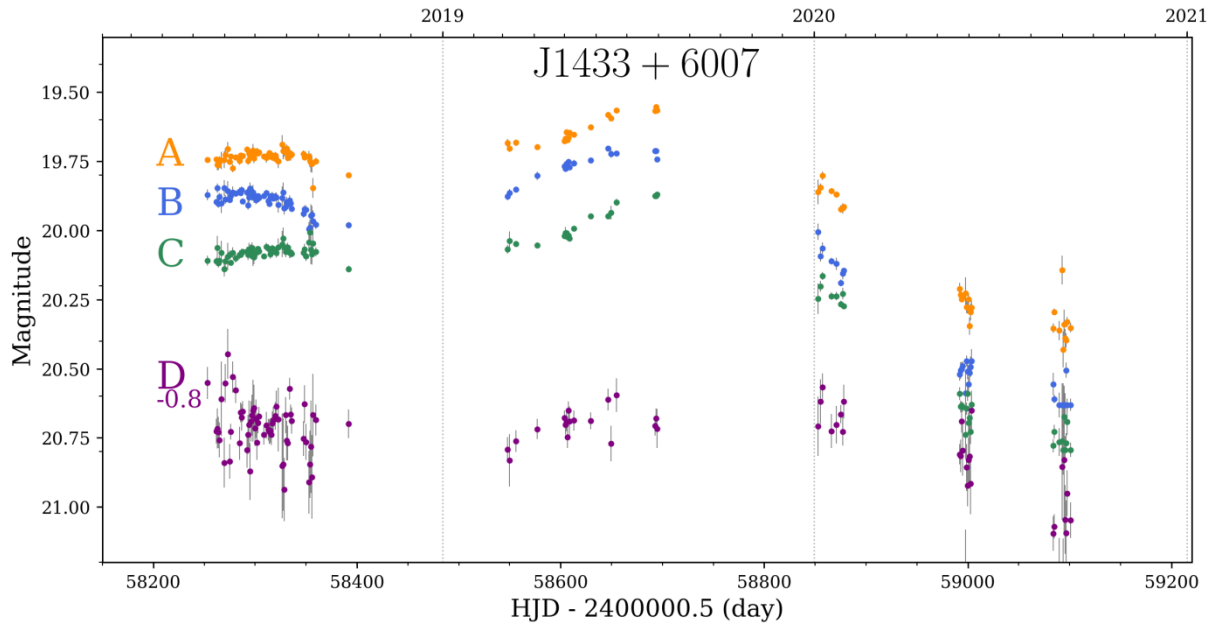


**Рис. 4.8.** Кривые блеска компонент *A*, *B*, *C*, *D*, *E* и *F* в ГЛК SDSS J1721+8842 за 2018-2020 гг., полученные методом MCS деконволюции.

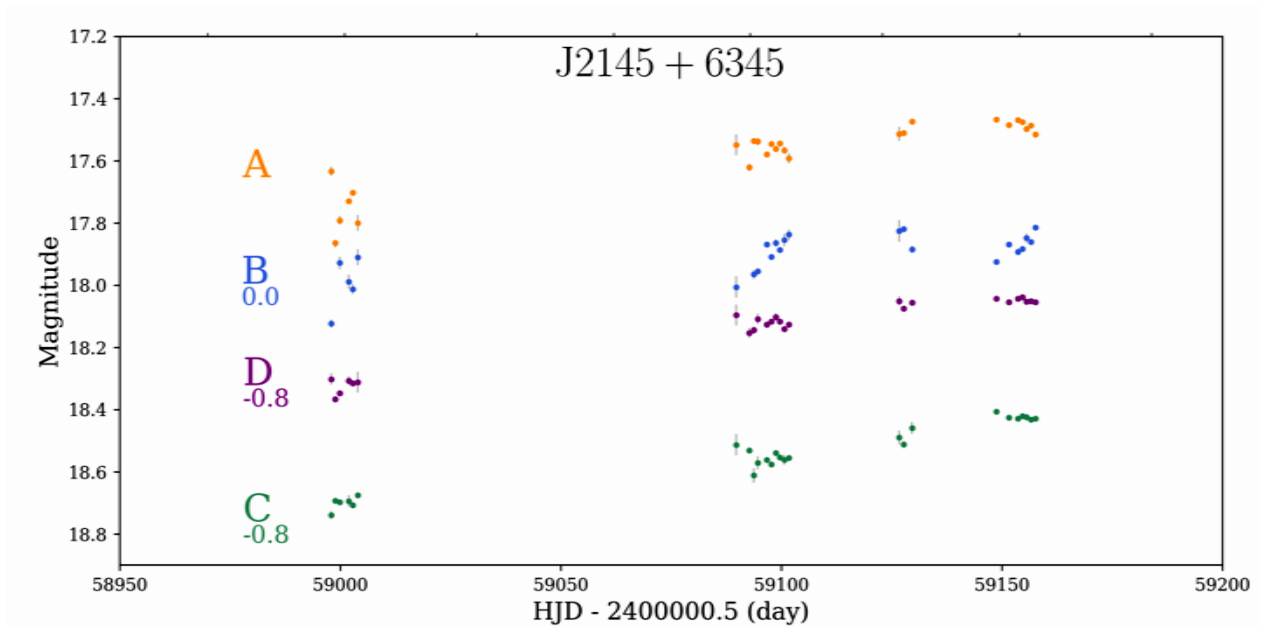
Для всех компонент ГЛК SDSS J1721+8842 выявлена общая внутренняя активная оптическая переменность квазара и влияние сравнительно небольшой внешней переменности микролинзирования, которая при совместном анализе с данными других ведущих обсерваторий (Ла Пальма, телескоп NOT и др.) в дальнейшем должно позволить получить достоверные измерения времени задержки.

Для ГЛК SDSS J1433+6007 пока не выявлена существенная быстрая собственная переменность и оптические осцилляции отдельных компонентов, но определенно прослеживается влияние микролинзирования, которое важно учитывать при вычислении времени задержки на основе будущих совместных данных с других обсерваторий. Для ГЛК SDSS

J2145+6345 пока выявлен общий возрастающий тренд, однако требуются более интенсивные и непрерывные наблюдения с обсерватории Майданак.



**Рис. 4.9.** Кривые блеска компонентов A,B,C и D в ГЛК SDSS J1433+6007 за 2018-2020 гг.

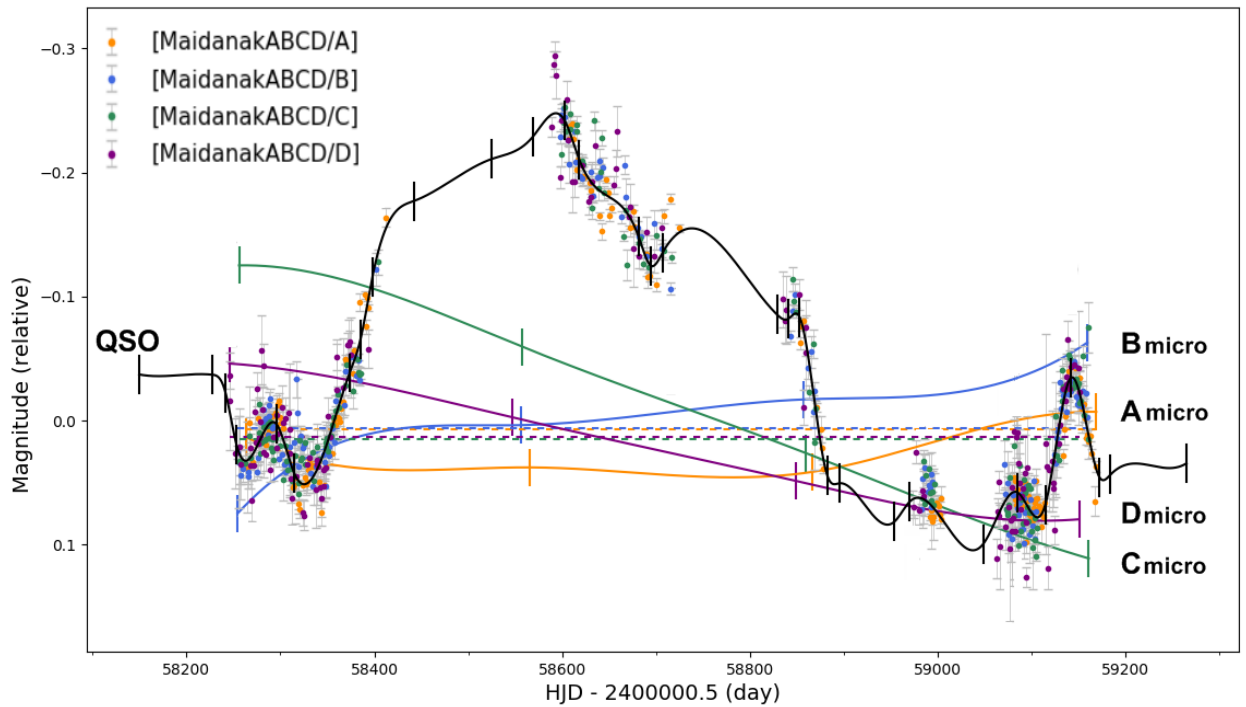


**Рис. 4.10.** Кривые блеска компонентов A,B,C и D в ГЛК SDSS J2145+6345 за 2020 г.

По результатам совместной работы и комплексного анализа ГЛК SDSS J1721+8842 с коллегами из лаборатории астрофизики EPFL(Швейцария),

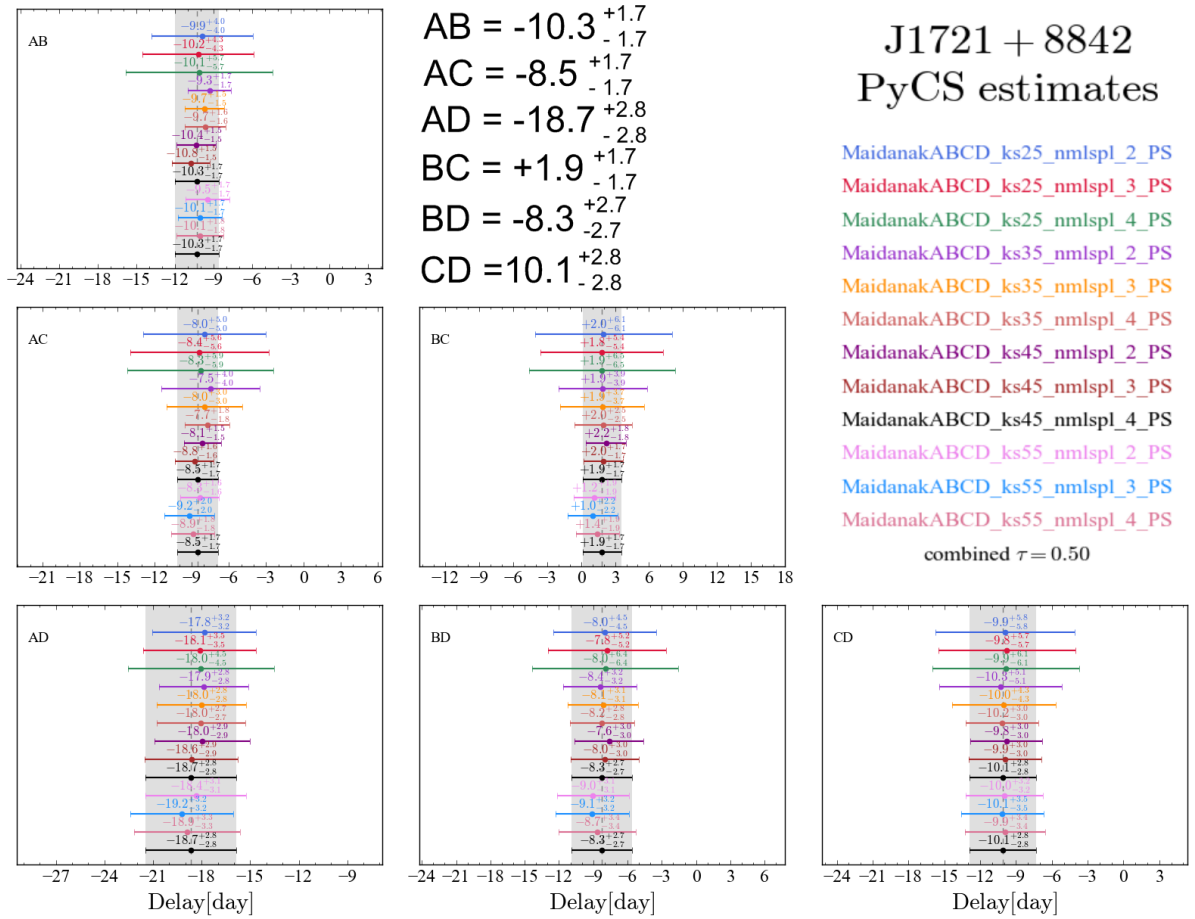
получены оценки времени задержки между компонентами А, В, С и D с учетом микролинзирования кривых блеска (рис. 4.11).

Анализ кривых блеска проводился с применением техники аппроксимации сплайнами - гибкими кривыми с переменными узловыми точками, специально разработанного программного обеспечения PyCS.



**Рис. 4.11.** Определение собственной переменности квазара (QSO) и кривых микролинзирования (A,B,C,D micro).

Данное программное обеспечение PyCS позволяет комплексно более корректно аппроксимировать различные кривые блеска наблюдаемой оптической переменности линзированных квазаров, с выявлением собственной переменности квазара, внешнего микролинзирования и расчетами времени задержки.



**Рис. 4.12.** Результаты оценок времени задержки ГЛК SDSS J1721+8842 программой PyCS.

Таким образом, в результате анализа определены изменения яркости компонент линзированного квазара SDSS J1721+884 в последовательность A-C-B-D с задержками времени:  $AC = -8.5 \pm 1.7$  дней,  $AB = -10.3 \pm 1.7$  дней и  $AD = -18.7 \pm 2.8$  дней (рис. 4.12). Дальнейшие совместные наблюдения и более детальный анализ позволят повысить точность и достоверность полученных результатов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертационная работа посвящена как сбору наблюдательного материала в рамках международного проекта COSMOGRAIL для восьми ГЛК – SDSS J1650+4251, SDSS J1206+4332, HS 2209+1914, SDSS J1001+5027, HE0435-1223, SDSS J1721+8846, SDSS J1433+6007 и SDSS J2145+6345, повышению углового разрешения изображений методом MCS деконволюции и определению времени задержки. В ходе выполнения работы были получены следующие результаты:

- 1) Получены мониторинговые многолетние наблюдения в фильтре R целого ряда избранных ГЛС на 1.5м телескопе АЗТ-22 обсерватории Майданак за период 2004-2020гг. в рамках международного проекта COSMOGRAIL (более 2000 ночей наблюдений 22 ГЛС, с том числе 8 ранее не исследованных и рассматриваемых в данной работе.
- 2) Разработаны специализированные пакеты астрономических программ(скриптов Pipe-line) в среде работы с астрономическими данными IRAF для поточной, скоростной и стандартизированной обработки большого объема астрономических ПЗС наблюдений;
- 3) Выявлены компоненты ГЛС ранее не обнаруживаемых на прямых изображениях гравитационно-линзированных квазаров;
- 4) Определено значение времени задержки двухкомпонентного ГЛК SDSS J1650+4251,  $\Delta t_{AB} = 49,5 \pm 1,9$  дней с относительной погрешностью 3,8%.
- 5) Определено значение времени задержки двухкомпонентного ГЛК SDSS J1206+4332,  $\Delta t_{AB} = 111,3 \pm 3$  дней
- 6) Определено значение времени задержки двухкомпонентного ГЛК SDSS ГЛК HS 2209+1914  $\Delta t_{BA} = 20 \pm 5$  дней
- 7) Определено значение времени задержки двухкомпонентного ГЛК SDSS J1001+5027,  $\Delta t_{BA} = 117.8 \pm 3.2$  дней.

- 8) Определены значения времени задержки четырехкомпонентного ГЛК HE 0435-1223,  $\Delta t_{AD} = -14.37^{+0.75}_{-0.85}$ ,  $\Delta t_{AB} = -8.00^{+0.73}_{-0.82}$  и  $\Delta t_{AC} = -2.10^{+0.78}_{-0.71}$  дней
- 9) Определена последовательность переменности линзированных компонент A-C-B-D SDSS J1721+8842 и определены времена задержек : AC=-8.5±1.7 дней, AB=-10.3±1.7 дней и AD=-18.7±2.8 дней.
- 10) Выявлена активная оптическая переменность кривых блеска линзированных ГЛК SDSS J1721+8842, SDSS J1433+6007 и SDSS J2145+6345 за период 2018-2020 гг. по наблюдениям с обсерватории Майданак.
- 11) Получена высокоточная астрометрия ГЛК SDSS J1721+8842, SDSS J1433+6007 и SDSS J2145+6345 методом MCS деконволюции
- 12) Результаты фотометрии выявленных с помощью метода MCS деконволюции компонент ГЛС с учетом обнаруженных эффектов микролинзирования;
- 13) Выявлено и учтено влияние сильного микролинзирования в ГЛК SDSS J1001+5027, HE 0435-1223 и SDSS J1721+8842
- 14) Показано что линзированный квазар SDSS J1721+8842 представляет собой двойной линзированный квазар с шестью отдельными компонентами - 4 линзированных компонента A,B,C,D от одного квазара и 2 компонента E и F от другого удаленного квазара.



## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Vuissoz C., Courbin F., Sluse D., Meylan G., Ibrahimov M., Asfandiyarov I., Stoops E., Eigenbrod A., Le Guillou L., van Winckel H., Magain, P. COSMOGRAIL: the COSmologicalMONitoring of GRAvItational Lenses. V. The time delay in SDSS J1650+4251 // *Astronomy and Astrophysics*, 2007, Volume 464, Issue 3, pp.845-851
- [2] Courbin F., Chantry V., Revaz Y., Sluse D., Faure C., Tewes M., Eulaers E., Koleva M., Asfandiyarov I., Dye S., Magain P., van Winckel H., Coles J., Saha P., Ibragimov M., Meylan G. COSMOGRAIL: the COSmologicalMONitoring of GRAvItational Lenses. IX. Time delays, lens dynamics and baryonic fraction in HE 0435-1223 // *Astronomy & Astrophysics*, 2011, Volume 536, id.A53, 12 pp.
- [3] Tewes M., Courbin F., Meylan G., Kochanek C.S., Eulaers E., Cantale N., Mosquera A.M., Asfandiyarov I., Magain P., van Winkel H., Sluse D., Keerthi R.K.S., Stalin C.S., Prabhu T.P., Saha P., Dye S.X. COSMOGRAIL: Measuring Time Delays of Gravitationally Lensed Quasars to Constrain Cosmology // *The Messenger*, 2012, vol. 150, p. 49-52
- [4] И.М. Асфандияров, Ш.А. Эгамбердиев, Ф. Корбин, Д. Майлан, М.А. Ибрагимов. Результаты наблюдений системы гравитационно-линзированного квазара HE 0435-1223, // *УФЖ*, 14 (3), 131-143, 2012
- [5] И.М. Асфандияров, Ш.А. Эгамбердиев, М.А. Ибрагимов, Т.А. Ахунов, Ф. Корбин, Д. Майлан, Результаты многолетних наблюдений гравитационно-линзированных квазаров SDSS J1650+4251 и SDSS J1001+5027 // *УФЖ*, 14 (4), 201-208, 2012
- [6] Eulaers E., Tewes M., Magain P., Courbin F., Asfandiyarov I., Ehgamberdiev Sh.A., Rathna Kumar S., Stalin C.S., Prabhu T.P., Meylan G., van Winkel H. COSMOGRAIL: the COSmological MONitoring of GRAvItational Lenses. XII. Time delays of the doubly lensed quasars SDSS J1206+4332 and HS 2209+1914 // *Astronomy & Astrophysics*, 2013, Volume 553, id.A121, 9 pp.
- [7] Rathna Kumar S., Tewes M., Stalin C.S., Courbin F., Asfandiyarov I., Meylan G., Eulaers E., Prabhu T.P., Magain P., van Winkel H. Ehgamberdiev Sh.A. COSMOGRAIL: the COSmological MONitoring of GRAvItational Lenses. XIV. Time delay of the doubly lensed quasar SDSS J1001+5027 // *Astronomy & Astrophysics*, 2013, Volume 557, id.A44, 7 pp.
- [8] И.М. Асфандияров, Ш.А. Эгамбердиев, О.А. Бурхонов, F. Courbin, M. Millon, Активная переменность двойного линзированного квазара SDSS J1721+8842 // *ДАН*, №6, 2019, с.37-41
- [9] И.М. Асфандияров, Ш.А. Эгамбердиев, Трехкомпонентная модель гравитационно-линзированного квазара SDSSJ1721+8842 // *ДАН*, №5, 2020, с.14-19
- [10] L.J. Goicoechea, B.P. Artamonov, V.N. Shalyapin, A.V. Sergeyev, O.A. Burkhonov, T.A. Akhunov, I.M. Asfandiyarov, V.V. Bruevich, S.A.

- Ehgamberdiev, E.V. Shimanovskaya, A.P. Zheleznyak, Liverpool-Maidanak monitoring of the Einstein Cross in 2006–2019-I. Light curves in the gVrRI optical bands and microlensing signatures // *Astronomy & Astrophysics*, 2020, 637, A89
- [11] И.М. Асфандияров, Ш.А. Эгамбердиев, М. Millon, F. Courbin, Оптические осцилляции активных ядер и сверхвысокое угловое разрешение гравитационно-линзированных квазаров SDSS J1721+8842, SDSS J1433+6007 и SDSS J2145+6345 // *УФЖ*, т.22, №.6, 2020, с.325-333
- [12] S. Rathna Kumar, CS. Stalin, M. Tewes, F. Courbin, I. Asfandiyarov, M. Ibrahimov, E. Eulaers, G. Meylan, TP. Prabhu, P. Magain, COSMOGRAIL: Time delays in lensed quasars from Himalayan Chandra Telescope, 2013, *Astronomical Society of India Conference Series*, V.9, p.87
- [13] Асфандияров И.М., Ибрагимов М.А., Исследование гравитационно-линзированных квазаров в рамках проекта “COSMOGRAIL” // *Труды Всероссийской астрономической конференции*, Казань, 2007, с. 462-464
- [14] Асфандияров И.М., Эгамбердиев Ш.А., Измерения задержек времени и параметра Хаббла по проекту “COSMOGRAIL” на основе гравитационно линзированных квазаров с применением метода “MCS” деконволюции // *Инновационное развитие Узбекистана*, Ташкент, 2010, с. 42-49
- [15] Асфандияров И.М., Эгамбердиев Ш.А., Серебрянский А.В., Демонстрационная модель для качественного и количественного анализа эффекта гравитационного линзирования // *Научно-практическая конференция молодых ученых, НУУз*, 2012
- [16] Асфандияров И., Гайсин Р., Ахунов Т., Измерение времени задержки гравитационно линзированных квазаров SDSS J1001+5027, SDSS J1206+4332 и HS 2209+1914 в рамках программы COSMOGRAIL // *Республиканская научно-практическая конференция молодых ученых посвященной 70-летию Академии наук Республики Узбекистан, АН РУз* 2013, с.120
- [17] Асфандияров И. М., Алгоритм деконволюции астрономических изображений с применением вейвлет фильтрации. // *Сборник материалов конференции «Проблемы физики и роль одаренной молодежи в ее развитии»*, РИАК-2017, Ташкент, НУУз, 2017, с.157-158
- [18] Асфандияров И. М., Определение оптической переменности гравитационно-линзированных систем SDSS J1721+8842 и SDSS J1433+6007 // *Труды республиканской научной и научно-технической конференции “XXI век – век интеллектуальной молодёжи”* 2019, с.33-34
- [19] Асфандияров И.М., Повышение углового разрешения оптических наблюдений и потенциал астроклимата обсерватории Майданак, *Сборник трудов научно технической конференции “Роль молодежи в развитии науки и образования”*, 2020, с. 17-18

- [20]Асфандияров И.М., Р.А.Гайсин, Ш.А. Эгамбердиев, Гравитационная линза френеля // Сборник трудов научно технической конференции “Роль молодежи в развитии науки и образования”, 2020, с.18-19
- [21]Асфандияров И. М., Метод адаптивной стабилизации оптических изображений в реальном времени на основе DIMM измерений // Международная научная конференция “Наука и инновации”- 2020, с. 173-175.
- [22]Licia Verde, Treu Tommaso, Riess Adam G. Tensions between the early and late Universe // Nature Astronomy, 2019, v. 3, p. 891-895
- [23]A. G. Riess, The expansion of the Universe is faster than expected // Nature Reviews Physics, 2019, Volume 2, Issue 1, p.10-12
- [24]Kenneth C. Wong, Sherry H. Suyu, Geoff CF. Chen, et.al. H0LiCOW – XIII. A 2.4 per cent measurement of  $H_0$  from lensed quasars:  $5.3\sigma$  tension between early- and late-Universe probes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, V. 498, Issue 1, 2020, p. 1420–1439
- [25]Ehgamberdiev Sh., Bayjumanov A., Ilyasov S. et al. The astroclimate of Maidanak Observatory in Uzbekistan // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. - 2000. - Vol. 145. - P. 293-304.
- [26]Ehgamberdiev Sh., Modern astronomy at the Maidanak observatory in Uzbekistan, // Nature Astronomy, May 2018, vol.2, pp. 349-351
- [27]<https://research.ast.cam.ac.uk/lensedquasars/index.html>
- [28]F. Courbin, V. Bonvin, E. Buckley-Geer, et.al., COSMOGRAIL: the COSmological MOnitoring of GRAvItational Lenses-XVI. Time delays for the quadruply imaged quasar DES J0408– 5354 with high-cadence photometric monitoring // A&A, 2018, V 609, p. A71
- [29]J. H. H. Chan, K. Rojas, M. Millon, F. Courbin, V. Bonvin and G. Jauffret, Measuring accretion disk sizes of lensed quasars with microlensing time delay in multi-band light curves // A&A 647, A115 (2021)
- [30]Артамонов Б.П., Бруевич В.В., Бугаенко О.И. и др. 1.5 метровый телескоп АЗТ-22: цеховая аттестация оптических систем: Препр. // МГУ. ВСЭ ГАИИШ; 16. -М.: 1990. -31с.
- [31]M. Millon, F. Courbin, V. Bonvin et.al. COSMOGRAIL XIX: Time delays in 18 strongly lensed quasars from 15 years of optical monitoring // A&A, 2020, Volume 640, id.A105, 31 pp.
- [32]L.J. Goicoechea, B.P. Artamonov, V.N. Shalyapin, A.V. Sergeyev, O.A. Burkhonov, T.A. Akhunov, I.M. Asfandiyarov, V.V. Bruevich, S.A. Ehgamberdiev, E.V. Shimanovskaya, A.P. Zheleznyak, Liverpool-Maidanak monitoring of the Einstein Crossin 2006–2019-I. Light curves in the optical bands and microlensing signatures // A&A, 2020, 637, A89
- [33] A. Eigenbrod, F. Courbin, C. Vuissoz, G. Meylan, P. Saha, 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*, 2005 436 (1), 25-35
- [34] Isaac Newton, “Opticks: A Treatise of the Reflexions, Refractions, Inflexions and Colours of Light” // London, Printers to the Royal Society, 1704
- [35] Einstein A. On the Influence of Gravitation on the Propagation of Light // *Annalen der Physik*, 1911. (ser. 4), 35, – pp. 898–908.
- [36] Einstein A. Explanation of the Perihelion Motion of Mercury from the General Theory of Relativity// *Preussische Akademie der Wissenschaften, Sitzungsberichte*, 1915. (part 2), –pp. 831–839.
- [37] Eddington, A. S. , The Deflection of Light during a Solar Eclipse // *Nature*, 1919. Volume 104, Issue 2615, -p. 372.
- [38] Einstein A. Lens-like action of a star by deviation of light in the gravitational field // *Science*, 1936. 84, -pp. 506–507.
- [39] Zwicky F. On the Probability of Detecting Nebulae Which Act as Gravitational Lenses // *Physical Review*, 1937. vol. 51, Issue 8, -pp. 679-679.
- [40] Zwicky F. Nebulae as Gravitational Lenses // *Physical Review*, 1937. vol. 51, Issue 4, -pp. 290-290.
- [41] Refsdal S. On the possibility of determining Hubble's parameter and the masses of galaxies from the gravitational lens effect // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1964. Vol. 128, -pp. 307-310.
- [42] Refsdal S. The gravitational lens effect // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1964. Vol. 128, - p.295-306
- [43] Walsh D., Carswell, R. F., Weymann, R. J. 0957+561 A, B: twin quasistellar objects or gravitational lens? // *Nature*, 1979. Vol. 279, -pp. 381-384
- [44] P. Magain, Courbin, F., & Sohy, S. Deconvolution with Correct Sampling // 1998, *ApJ*, 494, 472
- [45] N. Cantale , Courbin, F., Tewes, M., Jablonka, P., & Meylan, G. Firedec: a two-channel finite-resolution image deconvolution algorithm // 2016, *A&A*, 589, A81
- [46] Morgan, N. D., Snyder, J. A., & Reens, L. H., SDSS J1650+4251: A New Gravitational Lens // 2003, *AJ*, 126, 2145
- [47] Saha, P., Courbin, F., Sluse, D., Dye, S., & Meylan, G. COSMOGRAIL: the COSmological MONitoring of GRAvItational Lenses IV. Models of prospective time-delay lenses // 2006, *A&A*, 450, 461
- [48] A. Eigenbrod, F. Courbin, C. Vuissoz, G. Meylan, P. Saha, 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* 436, 25-35 (2005)
- [49] Bertin, E., & Arnouts, S. SExtractor: Software for source extraction // 1996, *A&AS*, 117, 393
- [50] Burud, I., Hjorth, J., Jaunsen, A., et al., An Optical Time Delay Estimate for the Double Gravitational Lens System B1600+434 // 2000, *ApJ*, 544, 117

- [51] Burud, I., Courbin, F., Magain, P., et al., An optical time-delay for the lensed BAL quasar HE 2149-2745, // 2002a, A&A, 383, 71
- [52] Burud, I., Hjorth, J., Courbin, F., et al., Time delay and lens redshift for the doubly imaged BAL quasar SBS 1520+530 // 2002b, A&A, 391, 481
- [53] Hjorth, J., Burud, I., Jaunsen, A., et al., The Time Delay of the Quadruple Quasar RX J0911.4+0551 // 2002, A&A, 572, L11
- [54] Jakobsson, P., Hjorth, J., Burud, I., et al., An optical time delay for the double gravitational lens system FBQ 0951+2635 // 2005, A&A, 431, 103
- [55] Pelt, J., Kayser, R., Refsdal, S., & Schramm, T. The light curve and the time delay of QSO 0957+561 // 1996, A&A, 305, 97
- [56] Kochanek, C. S., Morgan, N. D., Falco, E. E., et al., The Time Delays of Gravitational Lens HE 0435–1223: An Early-Type Galaxy with a Rising Rotation Curve // 2006, ApJ, 640, 47
- [57] Pelt, J., Schild, R., Refsdal, S., & Stabell, R., Bias and consistency in time delay estimation methods: Case of the double quasar HE 1104-1805 // 1998, A&A, 336, 829
- [58] Oguri, M., Inada, N., Hennawi, J. F., et al. 2005, ApJ, 622, 106
- [59] Tewes, M., Courbin, F., & Meylan, G. 2013b, A&A
- [60] Eulaers, E., & Magain, P. 2011, A&A, 536, A44
- [61] Hagen, H.-J., Engels, D., & Reimers, D., The Hamburg Quasar Survey - III. Further new bright quasars // 1999, A&AS, 134, 483
- [62] Chantry, V., Sluse, D., & Magain, P., COSMOGRAIL: the COSmological MONitoring of GRAvItational Lenses - VIII. Deconvolution of high resolution near-IR images and simple mass models for 7 gravitationally lensed quasars // 2010, A&A, 522, A95
- [63] 5. Oguri, M., Inada, N., Hennawi, J. F., et al. 2005, ApJ, 622, 106
- [64] 2. Inada, N., Oguri, M., Shin, M.-S., et al. 2012, AJ, 143, 119
- [65] Hojjati, A., Kim, A. G., & Linder, E. V. 2013, Phys. Rev. D, 87, 123512
- [66] L. Wisotzki, N. Christlieb, N. Bade, et al., The Hamburg/ESO survey for bright QSOs. III. A large flux-limited sample of QSOs // A&A, **77**, 358 (2000)
- [67] L. Wisotzki, P. L. Schechter, H.V. Bradt, J. Heinmuller, & D. Reimers, HE 0435-1223: A wide separation quadruple QSO and gravitational lens // A&A, 17, 395 (2002)
- [68] N. D. Morgan, C. S. Kochanek, O. Pevunova, & P. L. Schechter, The Lens Redshift and Galaxy Environment for HE 0435-1223 // AJ, 129, 2531 (2005)
- [69] Kochanek, C. S., Morgan, N. D., Falco, E. E., et al., The Time Delays of Gravitational Lens HE 0435–1223: An Early-Type Galaxy with a Rising Rotation Curve // 2006, ApJ, 640, 47
- [70] Vuissoz C., Courbin F., Sluse D., Meylan G., Ibrahimov M., Asfandiyarov I., Stoops E., Eigenbrod A., Le Guillou L., van Winckel H., Magain, P. COSMOGRAIL: the COSmological MONitoring of GRAvItational Lenses. V. The time delay in SDSS J1650+4251 // Astronomy and Astrophysics, 2007, Volume 464, Issue 3, pp.845-851

- [71] P. G. van Dokkum, Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection // PASP, 113, 1420 (2001)
- [72] Licia Verde, Treu Tommaso, Riess Adam G. Tensions between the early and late Universe // Nature Astronomy, 2019, v. 3, p. 891-895
- [73] <https://research.ast.cam.ac.uk/lensedquasars/images.html> и <https://research.ast.cam.ac.uk/lensedquasars/index.html>
- [74] P. Magain, Courbin, F., & Sohy, S. Deconvolution with Correct Sampling // 1998, ApJ, 494, 472
- [75] N. Cantale, Courbin, F., Tewes, M., Jablonka, P., & Meylan, G. Firedec: a two-channel finite-resolution image deconvolution algorithm // 2016, A&A, 589, A81
- [76] M. Millon, F. Courbin, V. Bonvin et.al. COSMOGRAIL XIX: Time delays in 18 strongly lensed quasars from 15 years of optical monitoring// A&A, 2020, Vo-lume 640, id.A105, 31 pp.
- [77] M. Millon, F. Courbin, V. Bonvin et.al. TDCOSMO. II. Six new time delays in lensed quasars from high-cadence monitoring at the MPIA 2.2 m telescope// A&A, 2020 Volume 642, id.A193, 14 pp.
- [78] V. Bonvin; Courbin, F.; Suyu, S. H.; ,et.al. H0LiCOW – V. New COSMOGRAIL time delays of HE 0435–1223: H0 to 3.8 per cent precision from strong lensing in a flat  $\Lambda$ CDM model//MNRAS, 2017, Volume 465, Issue 4, p.4914-4930
- [79] K. C.Wong, Suyu Sh.H., Chen G. C., H0LiCOW – XIII. A 2.4 per cent measurement of H0 from lensed quasars:5.3 $\sigma$  tension between early- and late-Universe probes//MNRAS, 2020, Volume 498, Issue 1, pp.1420-1439
- [90] A. G. Riess, The expansion of the Universe is faster than expected // Nature Reviews Physics, 2019, Volume 2, Issue 1, p.10-12
- [91] M. Millon, Galan A., Courbin F. et.al. TDCOSMO. I. An exploration of systematic uncertainties in the inference of H0 from time-delay cosmography//A&A, 2020, Volume 639, id.A101, 19 pp.
- [92] D. Gilman; Birrer, S.; Treu, T., TDCOSMO. III. Dark matter substructure meets dark energy. The effects of (sub)halos on strong-lensing measurements of H0// A&A, 2020, Volume 642, id.A194, 26 pp.
- [93] S. Birrer, Shajib A. J., Galan, A., et.al., TDCOSMO. IV. Hierarchical time-delay cosmography – joint inference of the Hubble constant and galaxy density profiles// A&A, 2020, Volume 643, id.A165, 40 pp.
- [94] S. Birrer, Treu T., TDCOSMO V: strategies for precise and accurate measurements of the Hubble constant with strong lensing// eprint arXiv:2008.06157, 2020
- [95] G. C. Chen, Fassnacht Ch. D., Suyu Sh.H., TDCOSMO VI: Distance Measurements in Time-delay Cosmography under the Mass-sheet transformation//eprint arXiv:2011.06002, 2020
- [96] X. Ding, Treu T., Birrer S., Time Delay Lens modelling Challenge: II. Results//eprint arXiv:2006.08619, 2020

- [97] J. H. Chan, Rojas K., Millon M., Measuring accretion disk sizes of lensed quasars with microlensing time delay in multi-band light curves//eprint arXiv:2007.14416, 2020
- [98] C. A. Lemon, Auger M. W., McMahon R. G., Gravitationally lensed quasars in Gaia: I. Resolving small-separation lenses// MNRAS, 2017, Volume 472, Issue 4, p.5023-5032
- [99] C. A. Lemon, Auger M. W., McMahon R. G., Gravitationally lensed quasars in Gaia - II. Discovery of 24 lensed quasars//MNRAS, 2018, Volume 479, Issue 4, p.5060-5074
- [100] C. A. Lemon, Auger M. W., McMahon R. G., Gravitationally lensed quasars in Gaia - III. 22 new lensed quasars from Gaia data release 2// MNRAS, 2019, Volume 483, Issue 3, p.4242-4258
- [101] Sh. Ehgamberdiev, Modern astronomy at the Maidanak observatory in Uzbekistan, // Nature Astronomy, May 2018, vol.2, pp. 349-351
- [102] A. J. Shajib, S. Birrer, T. Treu, et.al. Is every strong lens model unhappy in its own way? Uniform modelling of a sample of 13 quadruply imaged quasars// MNRAS, V. 483, Issue 4, 2019, p. 5649–5671
- [103] A. J. Shajib, S. Birrer, T. Treu, et.al. Erratum: Is every strong lens model unhappy in its own way? Uniform modelling of a sample of 13 quadruply imaged quasars// MNRAS, V. 501, Issue 2, 2021, p. 2833–2835
- [104] I. M. Asfandiyarov, Sh. A. Egamberdiev, O. A. Burkhonov, F. Courbin, M. Millon, Active variability of double gravitationally lensed quasar SDSS J1721+8842, // ДАН, №6, 2019, 37-41
- [105] I. M. Asfandiyarov, Sh. A. Egamberdiev. Three-component model of the gravitationally lensed quasar SDSS J1721 + 8842 // ДАН, №5, 2020, 14-19

## Патент

- [106] Асфандияров И. М., Гайсин Р. А., Эгамбердиев Ш. А. Патент на полезную модель № FAP 01332, «Устройство лазерной юстировки зеркальных концентрических систем», АИС РУз, 26.09.2018