

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
СПЕЦИАЛЬНАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи
УДК 524.7-82/520.85

ШАБЛОВИНСКАЯ Елена Сергеевна

**Исследование центральных областей активных галактик
по наблюдениям в поляризованном свете**

Специальность 01.03.02 —
«Астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук Моисеев А.В.

Нижний Архыз — 2021

Оглавление

| | Стр. |
|--|-----------|
| Введение | 4 |
| Глава 1. Методы поляриметрических наблюдений | 16 |
| 1.1 Математический формализм | 16 |
| 1.2 Типы анализаторов, использующиеся в астрономии | 19 |
| 1.3 Методы поляриметрии слабых объектов на телескопах САО | 23 |
| 1.3.1 Поляриметрия на приборе SCORPIO-2 телескопа БТА | 23 |
| 1.3.2 Поляриметрия на приборе «СтоП» телескопа Цейсс-1000 | 26 |
| 1.4 Выводы и результаты Главы 1 | 30 |
| Глава 2. Численные модели рассеяния излучения АЯГ на пылевом торе | 31 |
| 2.1 Экваториальное рассеяние как ключ к измерению массы СМЧД | 31 |
| 2.2 Описание пакета STOKES | 33 |
| 2.3 Модель рассеяния в линии Mg II в случае высокоскоростных истечений | 34 |
| 2.4 Результаты моделирования | 35 |
| 2.5 Оценка массы СМЧД по профилям поляризации линий | 38 |
| 2.6 Обсуждение | 40 |
| 2.7 Выводы и результаты Главы 2 | 42 |
| Глава 3. Спектрополяриметрия АЯГ на $z > 1$ | 44 |
| 3.1 SBS 1419+538 | 45 |
| 3.1.1 Спектрополяриметрические наблюдения в линии Mg II | 45 |
| 3.1.2 Обсуждение | 50 |
| 3.2 Q0957+561 | 52 |
| 3.2.1 Спектрополяриметрические наблюдения и их результаты | 53 |
| 3.2.2 Фотометрия и поляриметрия Q0957+561 и результаты наблюдений | 56 |
| 3.2.3 Обсуждение | 59 |
| 3.3 Выводы и результаты Главы 3 | 61 |

| | |
|--|------------|
| Глава 4. Новый метод определения размера пылевого тора в галактиках с экваториальным рассеянием | 63 |
| 4.1 Размеры структур в АЯГ | 64 |
| 4.1.1 Оценка размера области BLR | 64 |
| 4.1.2 Оценка размера газово-пылевого тора | 65 |
| 4.1.3 Область рассеяния и поляризация АЯГ 1-го типа | 67 |
| 4.2 Новый подход к измерению размера области рассеяния | 70 |
| 4.3 Наблюдательный тест — Mrk 6 | 71 |
| 4.4 Анализ оценки размера области рассеяния в галактике Mrk 6 | 75 |
| 4.5 Выводы и результаты Главы 4 | 76 |
| Глава 5. Быстрая поляриметрия блазаров | 78 |
| 5.1 Радиоисточник S5 0716+714 | 79 |
| 5.2 Наблюдения | 81 |
| 5.2.1 БТА | 81 |
| 5.2.2 Цейсс-1000 | 87 |
| 5.3 Сравнение с литературными данными | 91 |
| 5.4 Модель поляризации в джете | 94 |
| 5.5 Выводы и результаты Главы 5 | 102 |
| Список литературы | 107 |

Введение

Активные ядра галактик (АЯГ) — это яркие компактные области, излучающие до 90% светимости всей галактики. Сейчас процесс энерговыделения и строение активного ядра принято рассматривать в рамках Унифицированной модели (УМ) [1; 2]. УМ объясняет дихотомию наблюдаемых свойств АЯГ, разделенных на два типа по наличию/отсутствию в их спектрах широких разрешенных эмиссионных линий [3], различной ориентацией ядер относительно наблюдателя при одинаковой в общих чертах внутренней структуре. Центральным источником активного ядра является сверхмассивная черная дыра (СМЧД), окруженная аккреционным диском размером порядка 0.001 пк, что подтверждается недавно полученным изображением тени СМЧД в ядре галактики М87 [4]. Аккреция газа на СМЧД порождает высокоэнергетичное излучение, которое ионизует вещество в более далеких (0.1-0.01 пк) структурах АЯГ. Ионизованный излучением аккреционного диска быстро вращающийся газ рекомбинирует и переизлучает в эмиссионных линиях, уширенных за счет эффекта Доплера. Эта область получила название broad line region (BLR), т.е. область формирования широких линий. Снаружи эта область окружена более холодной и оптически толстой материей, т. н. пылевым тором. Пылевой тор является ключевым параметром УМ: именно благодаря тому, что при определенной ориентации АЯГ оптически толстый слой пыли экранирует от наблюдателя излучение центральных областей ядра, в спектрах таких галактик не видны широкие компоненты линий, излучаемых BLR. В таких случаях наблюдаются только узкие компоненты эмиссионных линий, формирующиеся в области NLR (narrow line region, область формирования узких линий), отстоящей от ядра на расстояние более 1 пк. Недавно было доказано, что эта геометрически и оптически толстая область имеет более сложную форму и структуру, отличную от тороидальной [5], но для удобства будем дальше пользоваться устоявшейся терминологией.

Ещё одной важной и необычной особенностью активных галактик является присутствие в спектрах нетепловой компоненты и высокая интенсивность излучения в радиодиапазоне, формирующегося в релятивистских джетах — коллимированных струях вещества, направленных перпендикулярно плоскости галактики. После открытия синхротронного излучения АЯГ по аналогии с излу-

чением Крабовидной туманности стали предполагать, что излучение активных ядер должно быть поляризовано [6]. Вскоре линейная поляризация действительно была обнаружена [см., напр., 7; 8], что дало возможность получать дополнительную информацию о структуре и физических свойствах вещества внутри центральных геометрически неразрешимых областей АЯГ.

Рассмотрим основные механизмы поляризации оптического излучения АЯГ. Излучение становится поляризованным при распространении в анизотропной среде. Анизотропия может быть вызвана различными механизмами, которые обычно делятся на процессы отражения и рассеяния. Степень поляризации отраженного излучения высока (до 100%), в то время как при прохождении через среду свет обычно поляризуется слабо. Что касается активных ядер, то удобнее разделить поляризационные механизмы на внутренние (внутри центрального парсека) и внешние.

Основные внутренние механизмы поляризации:

- поляризация излучения аккреционного диска за счет переноса излучения в нем [9] и фарадеевского вращения в замагниченной среде [напр., 10; 11]. В частности, наличие магнитного поля в диске порождает зависимость поляризации от длины волны [см. 12, и ссылки внутри];
- синхротронное излучение оптического джета. Наиболее ярко этот эффект проявляется в наблюдениях объектов типа BL Lac, или блазарах, джет которых ориентирован под малым углом к лучу зрения наблюдения. Из-за специфической ориентации излучение джета доминирует над излучением всего ядра, а степень его поляризации велика — может достигать 40% и выше во вспышках [см., напр., 13];
- рассеяние Томсона, Рэлея и пр. в атмосфере аккреционного диска и на других структурах внутри ядра.

Более тонкие эффекты, как, например, поляризация вследствие появления магнитного поля из-за эффектов ОТО вблизи горизонта событий СМЧД, в данном случае рассматривать не будем. Важно отметить, что внутренние механизмы поляризации суммируются при наблюдениях, так как структуры АЯГ неразрешимы, поэтому однозначное их разделение без дополнительных предположений о вкладе механизмов в излучение затруднено.

Среди внешних механизмов принято выделять два:

- экваториальное рассеяние на пылевом торе;
- полярное рассеяние на конусе ионизации.

Эти механизмы повторяют дихотомию 1-го и 2-го типа АЯГ. Антонуччи [14] обнаружил, что два типа сейфертовских галактик также характеризуются различной ориентацией поляризации: у Sy 1 поляризация чаще параллельна радиооси, а у Sy 2 — перпендикулярна. Позже стало понятно, что такая ориентация связана с тем, что у ядер 1-го типа преобладает экваториальное рассеяние, у 2-го — соответственно, полярное. Такое различие типов галактик вместе с наблюдательным подтверждением наличия двух разных областей рассеяния стало ещё одним фактом в пользу УМ.

Таким образом, изучение поляризации активных ядер позволяет лучше сформировать наше представление об их устройстве и физическом состоянии вещества в этих областях. В связи с этим методы поляриметрии АЯГ в настоящее время активно развиваются, причем основное внимание уделяется двум направлениям: спектрополяриметрии континуального и эмиссионного излучения АЯГ и поляриметрии в широких полосах, в основном, блазаров. С помощью этих подходов уже достигнуты значительные успехи, однако всё равно остается ряд вопросов, связанных, например, с истечениями и ветрами из центральных областей АЯГ (BLR и аккреционного диска), которые относительно недавно начали рассматриваться в моделях ядер [см., напр., 15]. В частности, неизученным остается влияние истечений на наблюдаемые поляризационные свойства ядра и, в частности, применимость нового спектрополяриметрического метода оценки массы СМЧД [16]. Кроме того, невозможность прямого разрешения в оптическом диапазоне центральных областей АЯГ ведет к тому, что геометрические размеры структур, принятых в рамках УМ, и физическое состояние вещества не определяются прямыми методами. В целом, интенсивное накопление данных о поляризации АЯГ сейчас показывает необходимость создания новых методик, моделей и инструментов для высокоточной поляриметрии слабых объектов.

Целью данной работы является исследование геометрии и кинематики центральных оптически неразрешимых областей АЯГ различных типов с помощью методов оптической поляриметрии.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Построение численной модели экваториального рассеяния в широких линиях УФ-диапазона и сравнение результатов с данными спектрополяриметрических наблюдений с редуктором светосилы SCORPIO-2 первичного фокуса 6-м телескопа БТА.

2. Разработка нового метода определения размера области экваториального рассеяния для повышения точности спектрополяриметрического метода определения масс СМЧД в АЯГ.
3. Разработка методов анализа данных длительных поляриметрических мониторингов блазаров для оценки геометрических размеров областей оптического излучения джета.
4. Введение в эксплуатацию фотометра-поляриметра для 1-м телескопа и его методические исследования для проведения с его помощью высокоточных поляриметрических наблюдений внегалактических объектов.

Научная новизна:

1. Впервые проведено численное моделирование поляризации излучения вследствие экваториального рассеяния излучения широкой линии Mg II в случае высокоскоростных истечений из центральных областей активного ядра.
2. Впервые признаки экваториального рассеяния были найдены в поляризованном свете в спектральной линии Mg II в квазаре SBSS 1419+538, что позволило также впервые применить спектрополяриметрический метод измерения массы СМЧД к объекту на красном смещении больше 1.
3. Впервые обнаружена систематическая разница между состоянием поляризации двух компонент гравитационно-линзированного квазара Q0957+561, а также зависимость поляризации континуума в компонентах от длины волны.
4. Впервые предложен метод поляриметрического эхокартирования в широких линиях АЯГ 1-го типа с экваториальным рассеянием, позволяющий напрямую оценивать размер области экваториального рассеяния.
5. Впервые на основе высокоточного поляриметрического мониторинга с высоким временным разрешением блазара S5 0716+714 сделана оценка линейного размера геликального магнитного поля на расстоянии менее 0.01 пк от ядра, отождествляемого с излучающей областью, около 10 а.е.

Научная и практическая значимость:

1. Численный расчет поляризации вследствие экваториального рассеяния в УФ линии Mg II показал возможность применения спектрополяриметрического метода оценки масс СМЧД даже в присутствии

- высокоскоростных истечений из ядра, на основе чего метод был успешно применен к исследованиям двух галактик на красных смещениях больше 1.
2. Представленный в диссертации новый метод эхокартирования в широких поляризованных линиях позволяет получать прямые оценки размера области экваториального рассеяния (или внутреннего радиуса пылевого тора) в АЯГ 1-го типа. Это позволяет повысить точность спектрополяриметрического метода оценки масс СМЧД и дать более точные оценки радиуса сублимации пыли в АЯГ по сравнению с данными наблюдений в ИК диапазоне.
 3. Полученные в диссертации данные длительного поляриметрического мониторинга объекта типа VL Lac демонстрируют возможность получения оценки линейных размеров оптически неразрешаемых областей джета вблизи СМЧД.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. На основе численной модели доказана возможность применения спектрополяриметрического метода оценки масс СМЧД в УФ линии Mg II даже в случае высокоскоростных истечений из ядра.
2. По данным спектрополяриметрических наблюдений в широкой линии Mg II гравитационно-линзированного квазара Q0957+561 ($z = 1.41$) обнаружено, что экваториальное рассеяние не является здесь доминирующим механизмом поляризации излучения. Сделано предположение о возможном комплексном влиянии эффектов микро- и макролинзирования на излучение внутренних областей квазара и прецессии системы диск-джет.
3. Разработан новый метод определения внутреннего радиуса пылевого тора, основанный на идее эхокартирования в широких эмиссионных линиях в поляризованном свете АЯГ 1-го типа с экваториальным рассеянием. На примере активной галактики Mrk 6 показано, что измеряемый размер области рассеяния соответствует эмпирическим оценкам радиуса сублимации пыли и позволяет значительно уточнить размер пылевого тора относительно оценок, полученных по данным ИК наблюдений.
4. На основе поляриметрического мониторинга блазара S5 0716+714 обнаружена внутрисуточная переменность блеска и направления по-

ляризации с периодом ~ 1.5 часов. Построена геометрическая модель поляризованного излучения джета и дана оценка линейным размерам геликального магнитного поля, отождествляемого с излучающей областью размером ~ 10 а.е. на расстоянии менее 0.01 пк от ядра. Стабильность области формирования оптического поляризованного излучения подтверждена повторными наблюдениями на телескопе Цейсс-1000 с прибором "Стокс-поляриметр".

5. Исследованы параметры разработанного и введенного в строй фотометра-поляриметра для 1-м телескопа САО РАН "Стокс-поляриметр". Продемонстрирована возможность реализации с этим прибором точности измерения линейной поляризации $0.1-0.2\%$ для объектов до 16 зв.в.

Апробация работы. Результаты диссертации лично представлялись диссертантом в виде докладов на семинарах САО РАН, КрАО РАН и ИПА РАН, на конкурсе-конференции САО РАН, а также следующих всероссийских и международных конференциях:

1. "The role of feedback in galaxy formation: from small-scale winds to large-scale outflows", Германия, Потсдам, 02-07.09.2018 — стендовый доклад, "Intraday variability of blazar s5 0716+714 in polarized light", Shablovinskaya E.
2. "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра", Москва, ИКИ РАН, 18-21.12.2018 — устный доклад, "Внутрисуточная переменность вектора поляризации блазара S5 0716+714", Шабловинская Е.С., Афанасьев В.Л.
3. "Актуальные проблемы внегалактической астрономии", Пуццино, ПРАО АКЦ ФИАН, 24-26.04.2019 — устный доклад, "Прямое измерение массы SMBH в далёком квазаре SBS 1419+538 методами спектрополяриметрии", Шабловинская Е.С., Savic D.
4. "12th Serbian Conference on Spectral Line Shapes in Astrophysics", Сербия, Врдник, 03-07.06.2019 — устный доклад, "Intraday variability of the polarization vector in AGN S5 0716+714", Shablovinskaya E., Afanasiev V.
5. "Diversity of the Local Universe", Нижний Архыз, САО РАН, 30.09-04.10.2019 — стендовый доклад, "The intraday variations of the polarization vector direction in blazar S5 0716+714", Shablovinskaya E., Afanasiev V.

6. "IV Conference on Active Galactic Nuclei and Gravitational Lensing", Сербия, Баня Ждрело, 12-15.11.2019 — устный доклад, "Type 1 AGN reverberation mapping in polarized light", Shablovinskaya E., Afanasiev V., Popovic L. C.
7. "EAS 2020", online, 1-3.07.2020 — устный доклад, "The intraday variations of the polarization vector direction in blazar S5 0716+714", Shablovinskaya E., Afanasiev V.
8. "XII Serbian-Bulgarian Astronomical Conference", online, 25-29.09.2020 — устный доклад, "A new approach to measuring the size of the dust sublimation region in AGNs", Shablovinskaya E., Afanasiev V., Popovic L. C.
9. "Towards a panchromatic understanding of the polarization of Active Galactic Nuclei", online, 1-11.12.2020 — устный доклад, "New capabilities of AGN polarimetry with small telescopes", Shablovinskaya E., Afanasiev V., Popovic L. C., Uklein R., Malygin E.

Публикации по теме диссертации

1. **Shablovinskaya E. S.**, Afanasiev V. L.; "The intraday variations of the polarization vector direction in radio source S5 0716+714", Mon. Not. R. Astron. Soc., Vol. 482, Issue 4, pp. 4322-4328 (2019)
2. **Shablovinskaya E.**, Afanasiev, V.; "Intraday variability of the polarization vector in AGN S5 0716+714", Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, Vol. 50, Issue 1, pp. 341-349 (2020)
3. **Shablovinskaya E. S.**, Afanasiev V. L., Popović L. Č.; "Measuring the AGN Sublimation Radius with a New Approach: Reverberation Mapping of Broad Line Polarization", Astrophys. J., Vol. 892, Issue 2, p. 118 (2020)
4. Savić Đ., Popović L. Č., **Shablovinskaya E.**, Afanasiev V. L.; "Estimating supermassive black hole masses in active galactic nuclei using polarization of broad Mg II, H α , and H β lines", Mon. Not. R. Astron. Soc., Vol. 497, Issue 3, pp. 3047-3054 (2020)
5. В. Л. Афанасьев, **Е. С. Шабловинская**, Р. И. Уклеин, Е. А. Малыгин; "Стокс-поляриметр для 1-метрового телескопа", Астрофиз. Бюл., том 76, 1, с. 120–126 (2021)

6. Popović L. Č., Afanasiev V. L., **Shablovinskaya E. S.**, Ardilanov V. I., Savić Dj.; "Spectroscopy and polarimetry of the gravitationally lensed quasar Q0957+561", A&A, Vol. 647, id.A98, 11 pp. (2021)

Личный вклад автора

В работах [1], [2] — получение наблюдательного материала на 6-м телескопе с прибором SCORPIO-2, обработка и анализ поляриметрических данных, построение геометрической модели формирования поляризации в джете; совместное обсуждение результатов. В работе [3] — анализ архивных спектрополяриметрических данных, разработка метода оценки радиуса сублимации в АЯГ. В работе [4] — разработка идеи продления метода спектрополяриметрии на далекие АЯГ, совместное обсуждение результатов. В работе [5] — получение наблюдательного материала на 6-м телескопе с прибором SCORPIO-2, обработка и анализ поляриметрических данных, обсуждение результатов наравне с соавторами. В работе [6] — получение наблюдательного материала на 1-м телескопе Цейсс-1000, методическая работа по введению в эксплуатацию нового поляриметра.

Содержание работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения. Полный объём диссертации составляет 127 страниц, включая 33 рисунка и 6 таблиц. Список литературы содержит 208 наименований.

Во **Введении** обосновывается актуальность исследования, формулируются цели и задачи работы, описывается научная новизна и практическая значимость работы. Приводится список публикаций, содержащих основные результаты исследования. Описывается апробация полученных результатов.

В **первой главе** приводится описание особенностей наблюдений в режиме поляриметрии и обработки поляриметрических данных. В **разделе 1.1** вводится математический формализм параметров Стокса, а также понятия степени и угла плоскости поляризации, которые далее будут использоваться в работе. В **разделе 1.2** даны описания нескольких наиболее распространенных в астрономических наблюдениях типов анализаторов поляризации — пластины Савара, дихроичного поляроида и анализаторов на основе призмы Волластона.

Особое внимание уделяется преимуществам и недостаткам их использования при поляриметрии различных типов объектов. Из-за того, что используемый в диссертации материал был получен на нескольких приборах, в **разделе 1.3** описываются особенности работы в режимах поляриметрии и спектрополяриметрии с двумя типами анализаторов – одинарной и двойной призмами Волластона на приборе SCORPIO-2 на 6-м телескопе (**раздел 1.3.1**) и двойной призмой Волластона с новым поляриметром "СтоП" на 1-м телескопе (**раздел 1.3.2**). Во всех случаях кратко приводится последовательность обработки наблюдательного материала и формулы для расчётов параметров Стокса. Также, поскольку прибор "СтоП" был введен в опытную эксплуатацию в начале 2020 года, в разделе 1.3.2 дано описание режимов наблюдений и приводятся результаты методических исследований поляриметрической моды – оценка уровня инструментальной поляризации и достигаемая точность измерения степени и угла поляризации в сравнении с аналогичными измерениями на приборе ММРР (Multi-Mode Photometer Polarimeter).

Вторая глава посвящена численным моделям расчёта поляризации излучения центральных областей АЯГ при экваториальном рассеянии на внутренней границе пылевого тора. Для АЯГ 1-го типа, где экваториальное рассеяние является доминирующим механизмом поляризации в широких линиях, существует метод спектрополяриметрического измерения масс СМЧД [16], описание которого мы приводим в **разделе 2.1**. Особый интерес представляет продление спектрополяриметрического метода на линии УФ-диапазона, что необходимо для исследования объектов на больших красных смещениях. Одной из подходящих линий является линия Mg II (2798\AA), однако в её профиле, как отмечается многими авторами, обыкновенно присутствуют признаки радиальных движений перпендикулярно плоскости диска со скоростями несколько тысяч км/с. Поскольку поляризация крайне чувствительна к геометрии и кинематике области излучения и рассеяния, была рассмотрена численная модель экваториального рассеяния в широких линиях H α , H β и Mg II в предположении наличия высокоскоростных истечений вещества и некруговых движений в диске BLR с помощью пакета STOKES (**раздел 2.2**). Описание начальных параметров численной модели дается в **разделе 2.3**: в классическую модель центральных областей АЯГ были добавлены потоки вещества,двигающиеся под углом 60° к экваториальной плоскости со скоростями 6000 км/с. Анализ полученных результатов (**раздел 2.4**) показал, что несмотря на то, что поляризационный

профиль линии Mg II имеет ряд особенностей, нехарактерных для линий H α и H β , профиль линии в поляризованном свете адекватно описывает кеплеровские движения в BLR. Согласно расчетам, представленным в **разделе 2.5**, вносимая радиальными истечениями ошибка оценки массы СМЧД по спектрополяриметрии в линии Mg II меньше 35%, что сравнимо со случайными ошибками. В **разделе 2.6** полученные результаты обсуждаются и показывается, что данный метод может быть применен к наблюдениям линий коротковолнового диапазона даже в случае АЯГ с экстремальными истечениями.

Проверка результатов численных моделей, описанных во второй главе, на реальных наблюдениях далеких квазаров приводится в **третьей главе**, где анализируются спектрополяриметрические данные двух АЯГ 1-го типа.

Раздел 3.1 содержит описание исследования квазара SBS 1419+538 ($z = 1.86$). На основе спектрополяриметрических данных в линии Mg II в излучении SBS 1419+538 были обнаружены особенности профиля угла плоскости поляризации, характерные для случая экваториального рассеяния, что позволило дать оценку массы центральной СМЧД $-\log(M_{\text{СМЧД}}/M_{\odot}) = 9.72 \pm 0.29$ (**раздел 3.1.1**). В **разделе 3.1.2** показано, что данная оценка в пределах точности измерения совпала с рассчитанной нами по эмпирической зависимости "размер BLR – светимость", при этом светимость квазара оказалась равной 30% критической.

Для гравитационно-линзированного квазара Q0957+561 ($z = 1.41$) была также сделана попытка обнаружения признаков экваториального рассеяния в линии Mg II, что описывается в **разделе 3.2**. Здесь в отличие от SBS 1419+538 ни в линии Mg II, ни в линии CIII], которая также попала в наблюдаемый спектральный диапазон, следы экваториального рассеяния не обнаружены. Это может быть объяснено тем, что в центральных областях Q0957+561 присутствует деполяризующая среда, как, например, в случае 3C390.3, который так же, как и Q0957+561, является радио-громким источником. Также, расстояние между областью излучения широких линий и экраном рассеяния мало, из-за чего амплитуда эффекта мала и не наблюдается ввиду ошибок измерений. Однако в ходе работы были обнаружены ранее неизвестные свойства объекта: на основе спектрополяриметрических данных мы определили, что состояние поляризации двух компонент линзированного квазара отлично друг от друга, а угол поляризации изменяется с длиной волны. Эти выводы были подтверждены с помощью дополнительных поляриметрических наблюдений квазара в широких фильтрах с более высокой точностью, данных в **разделе 3.2.2**. Эти результаты обсужда-

ются в **разделе 3.2.3**. Подобные эффекты нехарактерны для гравитационного линзирования и требуют дополнительных наблюдений.

В **четвертой главе** представлен новый метод оценки размера области экваториального рассеяния на основе метода эхокартирования в поляризованном свете. Из-за неразрешимости центральных областей АЯГ проблема измерения расстояний существует и для BLR (**раздел 4.1.1**), и для пылевого тора (**раздел 4.1.2**), а в рамках спектрополяриметрического метода определения масс СМЧД особое место занимает необходимость оценки расстояния до области экваториального рассеяния, которую приходится рассчитывать косвенно (**раздел 4.1.3**). В этом случае ожидаемая вносимая неопределенность оценки массы СМЧД оказывается порядка фактора 2-4. Новый подход описывается в **разделе 4.2**: так как эмиссионное излучение облаков BLR изначально не поляризовано, показано, что в случае АЯГ 1-го типа экваториальное рассеяние является единственным механизмом, вносящим значительную поляризацию в излучение широких линий. Сравнение кривых блеска интегрального потока континуума и поляризованного потока в линии демонстрирует временную задержку, соответствующую расстоянию от континуального источника (аккреционного диска) до области рассеяния. Применение такого нового подхода к спектрополяриметрическому мониторингу известной сейфертовской галактики Mrk 6, проведенному в 2010-2013 гг. на телескопе БТА с прибором SCORPIO-2, позволило оценить размер области ~ 100 св. дней (**раздел 4.3**). Как показывает анализ этого результата, сделанный в **разделе 4.4**, наша оценка оказалась в 2 раза меньше, чем полученные ранее с помощью интерферометрии пылевого тора в ближнем ИК-диапазоне, что позволило увеличить точность определения массы СМЧД на основе спектрополяриметрии.

В отличие от сейфертовских галактик, поляризация объектов типа VL Lас имеет нетепловую синхротронную природу и генерируется в релятивистском джете, направленном на наблюдателя, размер и строение которого пока невозможно изучать с помощью прямых методов. В рамках данной работы, мы исследовали один из наиболее ярких и переменных объектов — блазар S5 0716+714, особенности которого описываются в **разделе 5.1**, методом длительного поляриметрического мониторинга с высоким временным разрешением. Описанные в **разделе 5.2** наблюдения проводились на БТА с прибором SCORPIO-2 (**раздел 5.2.1**) в течение целой ночи (около 9 часов), что позволило выявить движение вектора поляризации на малых временных масштабах: пере-

ключения направления происходили с периодом порядка 1.5 часов, и такой же период демонстрировали и вариации блеска. Это соответствует размеру сечения оптического джета порядка 10 а.е., что стало принципиально новым результатом. Спустя два года мы повторили наблюдения S5 0716+714 на 1-м телескопе с помощью прибора "СтоП" (**раздел 5.2.2**). Анализ последних данных подтвердил результат, полученный ранее на БТА, и показал, что структура джета, излучающая в оптическом диапазоне, имеет постоянные размеры. Сравнение с литературными поляризметрическими данными S5 0716+714 и других блазаров приведено в **разделе 5.3** и показывает, что быстрая переменность направления вектора поляризации распространена для этой группы объектов. Для объяснения вращения вектора поляризации в **разделе 5.4** описывается построенная нами простую геометрическую модель движения плазмы в геликальном магнитном поле конического джета, где показано, что характер поведения вектора поляризации на QU -плоскости может быть описан в рамках данной модели с учетом прецессии магнитного поля. Обсуждение этих результатов дано в **разделе 5.5**.

В **Заключении** приводится описание основных результатов, достигнутых в рамках данного исследования.

Глава 1. Методы поляриметрических наблюдений

Большая часть астрономических исследований базируется на фотометрических и спектроскопических наблюдениях, целью которых является измерение потока излучения исследуемого объекта в зависимости от координат, времени и/или от длины волны. Поляриметрические наблюдения позволяют получить принципиально иные данные об астрономических объектах — информацию о колебаниях электрического вектора, что зачастую является маркером физических процессов, вносящих асимметрию в распространение излучения источника. Поскольку данное диссертационное исследование построено на наблюдениях и анализе поляризации различных типов АЯГ, в этой главе вводятся понятия, которые будут использованы для описания состояния поляризации излучения, а также приводятся методики поляриметрических наблюдений с разными типами анализаторов.

1.1 Математический формализм

Наиболее распространенным методом описания состояния поляризации наблюдаемого излучения является подход, базирующийся на введении четырех независимых величин — параметров Стокса, образующих вектор-столбец $\{I, Q, U, V\}^T$ [17]. Детально математический формализм подхода Стокса можно найти в работах, например, Розенберга [18], Шерклиффа [19] и Уолкера [20]; в этой главе приведём лишь базовые понятия, используемые в дальнейшем.

Для описания состояния поляризации света вводится система координат (x, y, z) , такая, что ось z совпадает с направлением распространения излучения. Для любого момента времени электрический вектор $\mathbf{E}(t)$ может быть разложен на взаимоперпендикулярные компоненты E_x и E_y , и тогда параметры Сток-

са равны:

$$\begin{aligned} I &= \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle \\ Q &= \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle \\ U &= \langle 2E_x E_y \cos \delta \rangle \\ V &= \langle 2E_x E_y \sin \delta \rangle, \end{aligned}$$

где δ — мгновенная разность фаз, а угловыми скобками обозначается усреднение по времени. Параметр I соответствует интенсивности регистрируемого потока, параметры Q и U описывают линейную поляризацию, а параметр V — круговую. Таким образом, в общем случае верно:

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2,$$

а точное равенство выполняется только в случае полностью поляризованного потока.

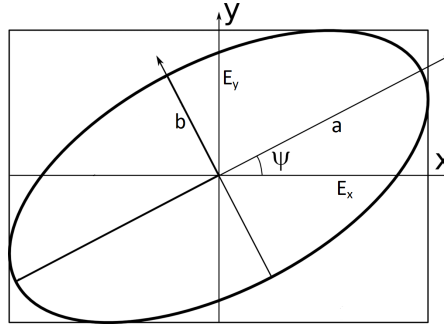


Рисунок 1.1 — Схематичное изображение эллиптической поляризации.

Наиболее наглядным геометрическим представлением параметров Стокса является сфера Пуанкаре. Рассмотрим случай полностью эллиптически поляризованного пучка (рис. 1.1). Тогда, согласно работе [21], параметры Стокса могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} I &= E_x^2 + E_y^2 \\ Q &= (E_x^2 + E_y^2) \cos 2\chi \cos 2\psi \\ U &= (E_x^2 + E_y^2) \cos 2\chi \sin 2\psi \\ V &= (E_x^2 + E_y^2) \sin 2\chi, \end{aligned} \tag{1.1}$$

где χ определяется отношением малой и большой полуосей эллипса: $\operatorname{tg} \chi = b/a$, а ψ — угол наклона большой полуоси к оси x .

Введём поляризационный вектор \mathbf{P} в трёхмерном пространстве, такой что:

$$|\mathbf{P}| = |E_x^2 + E_y^2| = I$$

и будем задавать его положение на сфере (рис. 1.2) при помощи широты 2χ и долготы 2ψ . Тогда компоненты вектора будут иметь вид:

$$\mathbf{P} = [(E_x^2 + E_y^2) \cos 2\chi \cos 2\psi, (E_x^2 + E_y^2) \cos 2\chi \sin 2\psi, (E_x^2 + E_y^2) \sin 2\chi],$$

или, согласно 1.1, $\mathbf{P} = [Q, U, V]$. Таким образом, каждая точка на сфере Пуанкаре задаёт уникальную форму эллиптической поляризации, при этом "полюсы" сферы соответствуют частному случаю круговой поляризации, а "экватор" (т.е. xy -плоскость) — линейной.

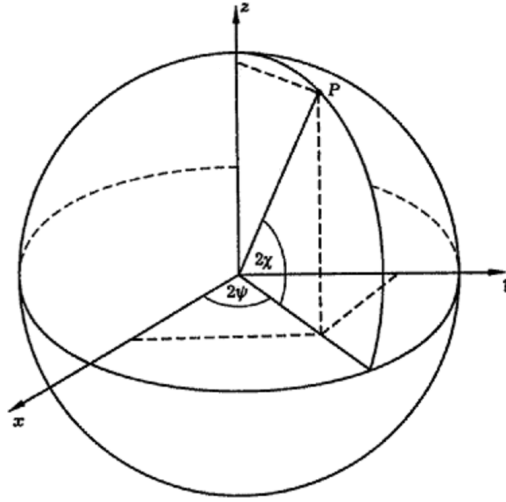


Рисунок 1.2 — Сфера Пуанкаре.

Говоря в данной работе об активных ядрах, под термином "поляризация" будем иметь в виду линейную поляризацию излучения в оптическом диапазоне. Такая терминология зачастую применяется в работах по оптической поляриметрии АЯГ потому, что вклад круговой поляризации либо отсутствует, либо пренебрежительно мал (менее 0.5%), что было показано в ряде наблюдательных работ [например, 22–24] и при моделировании поляризации АЯГ [25]. Таким образом, далее будем считать $V \equiv 0$, из-за чего сфера Пуанкаре вырождается в QU -плоскость.

Введем величины степени P и угла плоскости поляризации φ :

$$\begin{aligned} P &= \sqrt{(Q/I)^2 + (U/I)^2} \\ \varphi &= \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q} + \varphi_0, \end{aligned} \tag{1.2}$$

где параметры Q и U нормированы на интенсивность I , $0 < P < 1$, а четверть, в которой находится значение угла φ , выбирается согласно условиям [26]:

$$\varphi_0 = \begin{cases} 0^\circ, & \text{если } Q > 0 \text{ и } U \geq 0 \\ 180^\circ, & \text{если } Q > 0 \text{ и } U < 0 \\ 90^\circ, & \text{если } Q < 0 \end{cases}$$

или

$$\varphi = \begin{cases} 45^\circ, & \text{если } Q = 0 \text{ и } U > 0 \\ 135^\circ, & \text{если } Q = 0 \text{ и } U < 0. \end{cases}$$

Метод описания поляризации света с помощью степени и угла плоскости поляризации широко распространён, однако в рамках данной работы будем пользоваться, в основном, параметрами Стокса, поскольку последние являются аддитивными параметрами, что упрощает анализ поляриметрических данных.

1.2 Типы анализаторов, использующиеся в астрономии

Для измерения поляризации излучения используют оптические устройства — анализаторы поляризации, проходя через которые естественный, т.е. неполяризованный, свет становится поляризованным в определенном заданном направлении. Действие анализатора состоит в разделении исходного луча на две ортогональные по направлению поляризации компоненты, одна из которых отклоняется от изначального направления распространения или поглощается. Явления, при которых происходит разделение лучей по направлению поляризации — это дихроизм, двойное преломление, отражение и рассеяние. Последние два эффекта играют основную роль во многих естественных процессах. Ниже остановимся на 3 типах анализаторов, наиболее часто применяемых в астрономических инструментах:

- пластина Савара;
- дихроичный поляроид;
- одинарная/двойная призма Волластона.

Пластина Савара является одним из наиболее популярных типов анализаторов и представляет собой две склеенные вместе одинаковые тонкие

пластинки из двулучепреломляющего материала, вырезанные так, что оптические оси ориентированы под углом 45° к нормали к поверхности. Пластинки склеиваются под углом 90° друг к другу. Такая схема позволяет создавать нулевую (в идеальном случае) разность хода обыкновенного и необыкновенного луча в анализаторе.

Расстояние между разделенными обыкновенным и необыкновенным лучами зависит от толщины пластины и обыкновенно мало (например, 14-мм пластина Савара, использовавшаяся в приборе SCORPIO, разносила изображения всего на $9''$ в фокальной плоскости [27]). Маленькое разделение лучей делает невозможным наблюдение протяжённых объектов, однако приемлемо для поляриметрии звездообразных источников. В частности, пластина Савара используется в ряде приборов для мониторинга блазаров и переменных звезд, среди которых поляриметры на малых телескопах станций СПбГУ в Петергофе и КраО (0.4-м и 0.7-м, соответственно) и прибор RoboPol для 1.3-м телескопа обсерватории Скинакас, Греция [28].

Несмотря на простоту в изготовлении и использовании, пластина Савара обладает двумя недостатками, ограничивающими диапазон её возможностей: во-первых, пластина вносит различный хроматизм для обыкновенного и необыкновенного лучей, а во-вторых, для определения состояния поляризации необходимо получить изображения при двух положениях пластины — 0° и 45° , что делает метод измерений сильно зависимым от состояния атмосферы.

Дихроичный поляроид покрыт по крайней мере одной анизотропно поглощающей пленкой из ориентированных молекул органического вещества. Дихроичная пленка поглощает свет, поляризованный параллельно направлению выравнивания молекул (кристаллов) и пропускает свет с перпендикулярной поляризацией.

При поляриметрии с дихроичным поляроидом также необходимо получить изображения в разных его положениях. Для однозначного определения состояния поляризации излучения минимальное количество углов, при которых проводятся наблюдения, три: 0° и $\pm 60^\circ$. Тогда, измеряя интенсивности объекта в углах поляроида I_0 , I_{-60} и I_{+60} , мы можем вычислить, с точностью до преобразования поворота, нормированные параметры Стокса I , Q и U ¹ в

¹Здесь и далее для удобства будем всегда пользоваться параметрами Стокса, нормированными на полную интенсивность, если не указано обратное, т.е. $Q \equiv Q/I$, $U \equiv U/I$.

каждой точке изображения:

$$I = \frac{2}{3}(I_0 + I_{-60} + I_{+60})$$

$$Q = \frac{2I_0 - I_{-60} - I_{+60}}{I_0 + I_{-60} + I_{+60}}$$

$$U = \sqrt{3} \frac{I_{+60} - I_{-60}}{I_0 + I_{-60} + I_{+60}}.$$

В ряде случаев используют много большее количество углов поворота поляроида, например, при калибровках приборов. Однако для измерения поляризации астрономических объектов в большинстве случаев стремятся использовать минимальное количество положений поляроида, чтобы минимизировать вносимые атмосферой вариации потоков.

Главным преимуществом использования дихроичного поляроида является обыкновенно большое поле зрения, ограниченное размерами пучка, приемника или самого анализатора. Это позволяет использовать поляроид для наблюдения протяженных объектов (вспомним, например, фотографические наблюдения поляризации "аморфной массы" Крабовидной туманности, сделанные Бааде [29]).

Призма Волластона относится к двулучепреломляющим анализаторам, где падающий пучок разделяется на выходе на два линейно поляризованных под прямым углом друг к другу (обыкновенный "о" и необыкновенный "е" лучи). Существует несколько модификаций призмы Волластона — к примеру, призмы Рошона и Сенармона [30], где один из лучей не отклоняется при прохождении через анализатор. Однако, как было показано ещё в работе Серковского [31], призма Волластона даёт не только высокую степень поляризации выходящего пучка — более 99.9%, но и вдвое больший угол разделения лучей, чем модификации. В исключительных случаях, например, в поляриметре НПРО 1.9-м телескопа Южноафриканской астрономической обсерватории [32], когда конструкция прибора требует очень большого угла разведения лучей (до 45°) используется призма Глана-Томпсона, в которой один из лучей испытывает полное внутреннее отражение.

Для наблюдения астрономических объектов призма Волластона используется в комбинации с вращающимися фазовыми пластинами (модуляторами) — полуволновой ($\lambda/2$) пластиной для измерения линейной поляризации и четвертьволновой ($\lambda/4$) пластиной для измерения круговой. Несмотря на то, что состояние поляризации при этом определяется по измерению потоков в нескольких углах модулятора, что требует проведения поляриметрических наблюдений

при стабильной атмосфере, призма Волластона применяется в астрономии часто. Например, такой анализатор установлен в поляриметрах серии HIPPI, использующихся на 60-см телескопе обсерватории Уэстерн Сидней Юниверсити Пенрит, на 8.1-м телескопе Джемини-Север и на 3.9-м Англо-Австралийском телескопе [33; 34]; в спектрографах FORS1/2 8-м телескопа VLT [35] и FOCAS 10-м телескопа SUBARU [36] и многих других.

Идея *двойной призмы Волластона* была предложена в работе [37] в конце 90-х. В параллельном пучке устанавливаются две призмы Волластона, изготовленные так, что одна из призм выделяет обыкновенный и необыкновенный лучи с направлениями колебаний электрического вектора 0° и 90° градусов, а вторая — 45° и 135° . Каждая из призм при этом освещается половиной входного зрачка. В итоге на панорамном приёмнике регистрируются четыре изображения с интенсивностями I_0 , I_{90} , I_{45} и I_{135} . Такой способ измерения поляризации имеет ряд преимуществ по сравнению с одинарной призмой Волластона: во-первых, такой прибор не требует ввода в пучок дополнительных оптических элементов (фазовой пластины), а во-вторых, метод позволяет определять состояние поляризации излучения (в случае линейно поляризованного излучения — параметры Q и U) с помощью однократного измерения, что является особенно важным при нестабильной атмосфере. Такой анализатор используется в спектрографах семейства FOSC, например, AFOSC [38] и TFOSC [39].

Существует 2 варианта дизайна двойной призмы Волластона. Обычно, как, например, в спектрографах типа FOSC, используется вариант призмы, называемый в литературе "wedged" (клиновья призма), где лучи разных направлений поляризации разносятся вдоль одной линии. Тогда на приемнике регистрируется 4 изображения вытянутой прямоугольной маски, обычно не очень высокой — в SCORPIO-2 порядка $1'$, что зачастую достаточно для задач поляриметрии и спектрополяриметрии звездообразных (или почти звездообразных) объектов. Добиться большего поля зрения можно в другом варианте конструкции анализатора — с помощью квадрупольной призмы Волластона, который и был изначально предложен в статье [37]. Разведение лучей при этом происходит не вдоль одной линии, а по вершинам ромба, что даёт в итоге возможность использовать квадратную маску. Такой дизайн призмы особенно хорош для поляриметрии протяженных объектов, и к тому же, в отличие от классической клиновья двойной призмы Волластона, все направления поляризации отягощены одинаковой дисперсией. Однако вариант квадрупольной

призмы Волластона используется в настоящее время редко, в первую очередь из-за сложностей в изготовлении кристалла. Призма используется, например, в поляриметре FoReRo2 2-м телескопа болгарской обсерватории Рожен и приборе MAGIC, вошедший в строй с начала 2021 года на 1-м телескопе САО РАН.

Главным достоинством использования двойной призмы Волластона является возможность регистрировать 4 направления поляризации излучения исследуемого объекта одновременно, что позволяет определять состояние поляризации, предельно минимизируя атмосферные вариации, которые ухудшают точность поляриметрии при использовании анализаторов любого другого типа.

1.3 Методы поляриметрии слабых объектов на телескопах САО

1.3.1 Поляриметрия на приборе SCORPIO-2 телескопа БТА

В настоящее время для задач поляриметрии слабых объектов на телескопе БТА используется редуктор светосилы SCORPIO-2 [40], оснащённый тремя типами анализаторов: вращающимся дихроичным поляроидом, одинарной (WOLL-1) и двойной (WOLL-2) призмами Волластона, которые доступны вместе с вращающимися фазовыми пластинами для измерения линейной и круговой поляризации. Поскольку в данном исследовании используются наблюдения, полученные с обеими призмами Волластона — WOLL-1 и WOLL-2, — приведем здесь основные принципы работы с ними на SCORPIO-2. Более детально поляриметрия слабых объектов с прибором SCORPIO-2 описана в статье [27].

Призма WOLL-1 изготовлена из кристалла исландского шпата и имеет размеры $55 \times 55 \times 17$ мм. Угол разведения обыкновенного и необыкновенного лучей составляет 5° , что соответствует рабочей высоте щели около $2'$ на небесной сфере. Для определения параметров линейной поляризации излучения Q и U в пучок вводится полуволновая пластина, поворачиваемая на 4 фиксированных угла: 0° , 22.5° , 45° и 67.5° . В данной работе, призма WOLL-1 использовалась в режиме поляриметрии изображений, для чего в пучок также вводилась прямоугольная маска, два изображения которой (обыкновенный и необыкновенный

лучи), каждое размером около $1' \times 3'$, регистрировались на приемнике. Для измерения поляризации объекта снималась серия экспозиций для каждого угла поворота пластины. Аналогичным образом получались калибровочные кадры плоского поля **flat**, которые снимались внутри ночи либо по сумеречному небу, либо по закрытым крышкам зеркала БТА, засвеченным лампой, установленной на спайдерах первичного фокуса.

Первичная обработка поляриметрических данных, полученных с призмой WOLL-1, включает в себя ряд стандартных процедур:

- вычитание уровня **bias** (электронного нуля системы) из рабочих и калибровочных кадров;
- однообразная вырезка изображений в обыкновенном и необыкновенном лучах из рабочих кадров и кадров плоского поля, образование исходных пятимерных кубов данных **obj** и **flat**, размерности $Nx \times Ny \times 4 \times 2 \times Nc$, где Nx и Ny — размер изображения маски в пикселах, а Nc — количество циклов вращения фазовой пластины;
- для каждого луча и каждого угла поворота фазовой пластины образуется медианный средний нормализованный кадр плоского поля;
- куб данных **obj** исправляется за плоское поле.

После этого, для обыкновенного и необыкновенного лучей интенсивность излучения объекта (I_o и I_e , соответственно) измеряется при помощи средств апертурной фотометрии на каждом кадре. Тогда нормированные параметры Стокса Q и U могут быть найдены согласно следующим формулам:

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{2} \left(\left(\frac{I_o - I_e}{I_o + I_e} \right)_{\theta=0^\circ} - \left(\frac{I_o - I_e}{I_o + I_e} \right)_{\theta=45^\circ} \right), \\ U &= \frac{1}{2} \left(\left(\frac{I_o - I_e}{I_o + I_e} \right)_{\theta=22.5^\circ} - \left(\frac{I_o - I_e}{I_o + I_e} \right)_{\theta=67.5^\circ} \right), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где θ — угол поворота фазовой пластины.

Призма WOLL-2 представляет из себя двойную призму Волластона клинового типа. Обе призмы, из которых состоит кристалл, изготовлены из исландского шпата, и имеют размер $25 \times 25 \times 10$ мм. Для разведения изображений от каждого анализатора применены два ахроматических клина, дающих итоговое разведение $2.^\circ 5$ и рабочую высоту щели около $1'$. В данной работе с помощью призмы WOLL-2 были получены как поляриметрические, так и спектрополяриметрические данные. В случае поляриметрии изображений первичная редукция в целом не отличается от процедур, проводимых при работе

с призмой WOLL-1, за исключением того, что поскольку двойная призма Волластона подаёт на приёмник 4 направления поляризации одновременно, для измерения линейной поляризации фазовая пластина не используется. Тогда исходные кубы данных `obj` и `flat` четырехмерные с размерностью $Nx \times Ny \times 4 \times Nexp$, где $Nexp$ — количество экспозиций, полученных для объекта в одну эпоху. Нормированные параметры Стокса Q и U рассчитываются следующим образом:

$$\begin{aligned} I &= I_0 + I_{90} + I_{45} + I_{135} \\ Q &= \frac{I_0 - I_{90}}{I_0 + I_{90}} \\ U &= \frac{I_{45} - I_{135}}{I_{45} + I_{135}}. \end{aligned} \tag{1.4}$$

Более сложной (в смысле большего набора калибровок и количества шагов) является первичная обработка спектрополяриметрических данных, которые в рамках этой работы также были получены с призмой WOLL-2. При проведении спектрополяриметрических наблюдений объекта кроме призмы в пучок вводится диспергирующий элемент (в случае SCORPIO-2 это одна из объемных фазовых голографических решеток). При необходимости также вводится полосовой фильтр, отсекающий спектр второго порядка решетки. После или перед наблюдением объекта исследований в том же режиме и при возможности в том же положении трубы телескопа получают серию калибровочных кадров: кадр спектрального плоского поля `flat`, линейчатый спектр калибровочной He-Ne-Ar лампы `neon` и ниточные спектры эталона (изображение спектра лампы непрерывного спектра при установленной перед щелью точечной маске) `3dots`. Также в течение ночи в том же режиме и с таким же набором калибровок наблюдаются две звезды-стандарта: нулевой и высокой поляризации.

Опишем ниже в общих чертах первичную редукцию спектрополяриметрических данных исследуемого объекта.

- Калибровочные кадры и кадры наблюдений объекта исправляются за средний уровень `bias` и однообразно вырезаются так, что исходные кубы имеют размерность $Nx \times Ny \times Npol \times Nexp$, где Nx и Ny — размер вырезаемой области кадра в пикселах, $Npol = 4$ (4 направления поляризации — $0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 135^\circ$), $Nexp$ — количество экспозиций каждого типа кадров. Для каждого направления поляризации образуется медианный

средний нормализованный кадр плоского поля и медианный средний кадр спектра неоновой лампы.

- Исправляется геометрия кубов данных. Для этого по исходным спектрам эталона `3dots` и линиям спектра `neon` строится плавная двумерная модель геометрических искажений, отличающаяся для каждого направления поляризации; далее узлы плавной модели приводятся к узлам равномерной прямоугольной сетки для всех кадров (`obj`, `flat`, `neon`).
- Отождествляются линии He-Ne-Ar лампы (`neon`), с помощью чего строится соответствие координаты на кадре длине волны. Строится дисперсионная кривая, после чего все кадры (`obj`, `flat`, `neon`) линеаризуются.
- После исправлений геометрических искажений и линеаризации создается нормированный кадр плоского поля, за который исправляются кадры `obj`.
- На полученных рабочих кадрах куба `obj` вычитается спектр ночного неба. После этого возможна экстракция спектра наиболее подходящим способом (интегрирование в заданной области вдоль щели, экстракция с помощью профиля Гаусса или др.) с образованием в итоге массива данных размерности $Nx \times Npol \times Nexp$.

После этого параметры Стокса могут быть рассчитаны по следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 I(\lambda) &= I_0(\lambda) + I_{90}(\lambda) + I_{45}(\lambda) + I_{135}(\lambda) \\
 Q(\lambda) &= \frac{I_0(\lambda) - I_{90}(\lambda)}{I_0(\lambda) + I_{90}(\lambda)} \\
 U(\lambda) &= \frac{I_{45}(\lambda) - I_{135}(\lambda)}{I_{45}(\lambda) + I_{135}(\lambda)},
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

где λ — длина волны.

1.3.2 Поляриметрия на приборе «СтоП» телескопа Цейсс-1000

Для решения ряда астрофизических задач, в первую очередь требующих длительных мониторинговых наблюдений, зачастую более эффективным является использование телескопов малых и средних размеров. Такой подход, с

одной стороны, уменьшает нагрузку на крупные инструменты в смысле наблюдательного времени, а с другой, даёт возможность накопления длинных рядов данных. Для реализации некоторых методик, применяемых в данном исследовании, проводились наблюдения на 1-м телескопе Цейсс-1000 САО РАН.

В 2019 году в списке подвешного оборудования Цейсс-1000 появился единственный на тот момент фотометр-поляриметр ММРР (Multi-Mode Photometer-Polarimeter) [41], на котором мы начали делать первые попытки наблюдений поляризации внегалактических объектов — объектов типа VL Лас и ядер сейфертовских галактик. В качестве анализатора поляризации в этом приборе используется дихроичный поляроид, поворачивающийся на фиксированные углы (-60° , 0° , 60°). Как уже было указано выше в этой главе, из-за неодновременности регистрации потоков объекта в разных положениях поляроида точность измерений существенно ухудшается из-за вариаций атмосферной деполяризации, что особенно критично при наблюдениях слабых внегалактических объектов, так как требуется большое время накопления сигнала для каждого угла поворота анализатора. Проведенное нами методическое исследование поляриметрической моды ММРР, описанное в статье [42], показало, что ошибка определения поляризации излучения даже ярких звезд — стандартов поляризации велика и составляет более 1%, что на порядок больше требуемой для поляриметрии АЯГ.

По описанным выше причинам в 2019 году мы начали создание прибора для 1-м телескопа, который позволял бы работать в режимах фотометрии и поляриметрии и обеспечивал точность поляриметрических наблюдений АЯГ на уровне 0.1-0.5%. Прибор получил название Стокс-поляриметр, или «СтоП». Первый свет был получен в январе 2020 года, и с того времени прибор находится в штатной эксплуатации. Оптическая схема и технические характеристики прибора описаны в статье [42]; в рамках данной работы приведём лишь основные результаты методических исследований прибора.

В приборе «СтоП» в качестве светоприемника установлена ПЗС-матрица Andor iKon-L 936. В обоих режимах — фотометрии и поляриметрии — есть возможность работать со светофильтрами, находящимися в двух тюрелях, установленных перед выходной фокальной плоскостью. Одновременно есть возможность устанавливать в прибор до 16 светофильтров. В рамках наших программ наблюдений мы используем широкополосные фильтры системы Джонсона–Касинса [43] и среднеполосные фильтры с шириной полосы про-

пускания 250\AA из набора SCORPIO-2² для получения изображений и оценки потоков объектов в широких эмиссионных линиях (в основном, смещённых $H\alpha$ и $H\beta$) и континууме рядом с ними. Из-за того, что изначально оптическая схема была рассчитана для ПЗС-матрицы другого формата, имеет место геометрическое виньетирование. В режиме фотометрии размер невиньетированного поля зрения составляет $5' \times 7'$. В качестве анализатора поляризации мы используем двойную призму Волластона, аналогичную WOLL-2 в SCORPIO-2. Анализатор имеет размер $30 \times 15 \times 5$ мм, каждая из призм разводит обыкновенный и необыкновенный лучи на 0.75° . Для устранения наложения изображений, формирующихся каждой призмой, после них установлены ахроматические клинья, разводящие лучи на 1.5° . В режиме поляриметрии угловой размер невиньетированного поля зрения, ограниченного маской, для 1-м телескопа соответствует $0.9' \times 5'$. Хроматические aberrации, вносимые собственной дисперсией призмы Волластона, имеют масштаб $\leq 1.5''$, что сравнимо с качеством изображений в САО и не влияет на поляриметрические измерения объектов.

Поскольку в оптической системе прибора используются наклонные зеркала, имеет место инструментальная поляризация. Для измерения уровня инструментальной поляризации при фотометрической погоде проводилась съёмка звёзд — стандартов нулевой поляризации. Инструментальная поляризация стандартов составила 0.74% при точности 0.1% и оказалась постоянной по полю. Направление инструментальной поляризации совпадает с направлением маски с точностью $\pm 3^\circ$. Гистограммы распределений наблюдаемых параметров Q и U для набора стандартов нулевой поляризации представлены на рис. 1.3.

На рис. 1.4 приводится сравнение результатов наших наблюдений поляризованных стандартов с опубликованными литературными данными. Ошибка измерения степени поляризации составила $(P_{\text{tab}} - P_{\text{obs}}) \sim 0.15\%$ и угла поляризации $(\varphi_{\text{tab}} - \varphi_{\text{obs}}) \sim 0.7^\circ$.

Для сравнения на рис. 1.5 приводятся аналогичные зависимости наблюдаемых значений степени и угла поляризации от литературных для прибора ММРР [41]. Из-за неодновременной съёмки объекта в разных направлениях поляризации и медленного вращения поляроида (до 20 секунд между положениями) при такой методике измерения поляризации наблюдения становятся особенно чувствительными к погоде, а точность заметно снижается. На графиках видно, что

²https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/scorpio-2/filters_eng.html

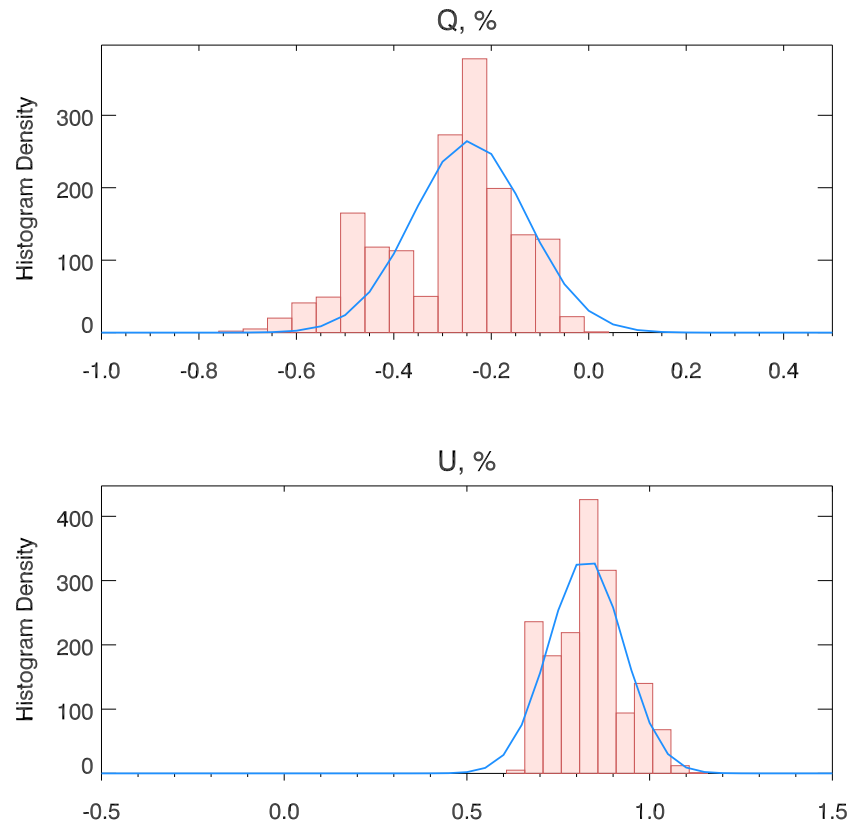


Рисунок 1.3 — Гистограммы распределений наблюдаемых параметров Q и U для набора стандартов нулевой поляризации. Голубой линией показана аппроксимация гистограмм функцией Гаусса.

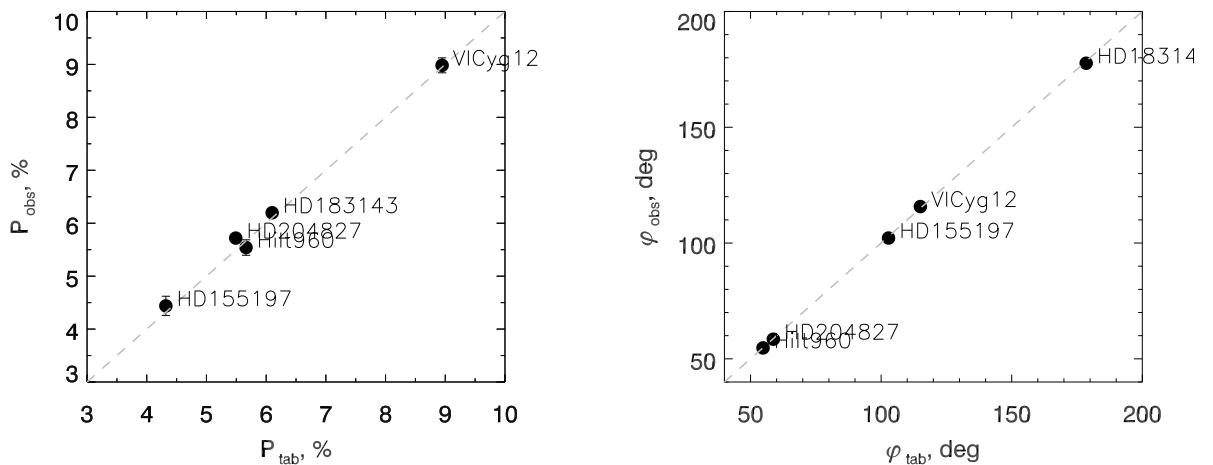


Рисунок 1.4 — Отклонение измеренных значений степени поляризации (слева) и угла плоскости поляризации (справа) от литературных значений для прибора «СтоП».

ошибка измерения степени поляризации составляет $(P_{\text{tab}} - P_{\text{obs}}) \sim 1.1\%$ и угла поляризации $(\varphi_{\text{tab}} - \varphi_{\text{obs}}) \sim 45^\circ$.

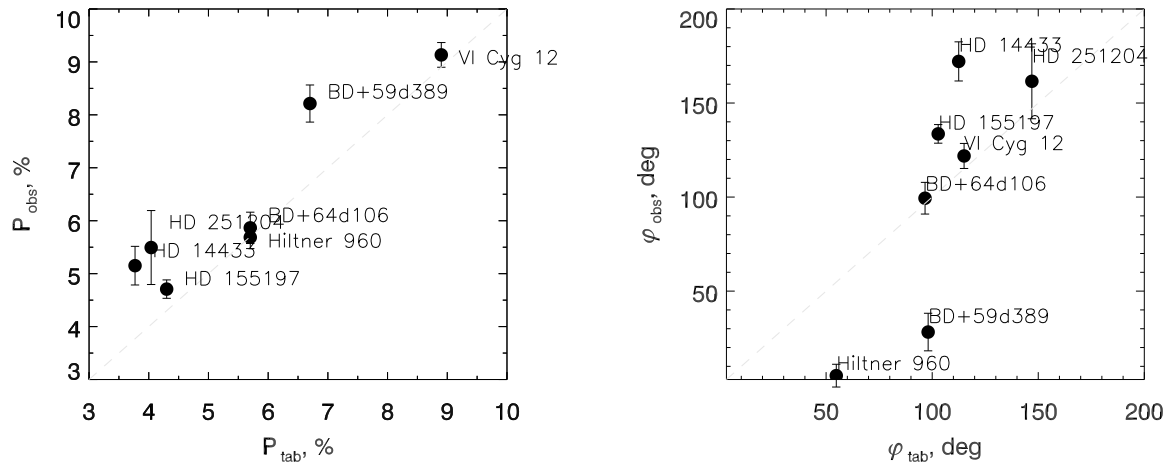


Рисунок 1.5 — Отклонение измеренных значений степени поляризации (слева) и угла плоскости поляризации (справа) от литературных значений для прибора ММРР.

1.4 Выводы и результаты Главы 1

В данной главе приводятся математический формализм и основные принципы астрономических поляриметрических наблюдений с разными типами анализаторов, даются формулы расчёта параметров поляризации излучения в зависимости от наблюдательной методики. Представлен обзор методов наблюдений на приборах SCORPIO-2 и «СтоП» и обработки данных, использованных в диссертационном исследовании.

Глава 2. Численные модели рассеяния излучения АЯГ на пылевом торе

Спектрополяриметрические методы наблюдений АЯГ в настоящее время получают всё большее развитие, что связано как с появлением новых технических возможностей, так и с развитием новых подходов к анализу данных (например, метода оценки масс СМЧД средствами спектрополяриметрии, которого коснёмся ниже). Накопление всё большего количества данных, качество которых становится всё лучше, приводит к тому, что некоторые наблюдаемые в поляризованном свете эффекты становятся невозможно объяснить с точки зрения простой УМ ядра, какая была описана в классических работах [2]. Это приводит к усложнению аналитических и численных моделей АЯГ. В этой главе будет рассмотрена реализация численного моделирования экваториального рассеяния в АЯГ 1-го типа, а также новые расчёты для случая высокоскоростных истечений из центрального парсека АЯГ.

2.1 Экваториальное рассеяние как ключ к измерению массы СМЧД

Как уже упоминалось выше, сейчас считается, что СМЧД находятся в центре практически всех массивных галактик — как активных, так и спокойных. Определение физических механизмов образования и эволюции СМЧД в центрах галактик до сих пор является одним из ключевых вопросов астрофизики [см. 44]. Процессы роста черных дыр и балджей их родительских галактик связаны, что подтверждается, например, наличием корреляции между массой центральной черной дыры и дисперсией скоростей и массой балджа [45—47]. Таким образом, демография черных дыр [например, 48—50, и ссылки внутри] представляет большой интерес для понимания истории эволюции вещества во Вселенной.

Рассмотрим методы определения масс СМЧД в галактиках. Согласно [51], эти методы принято делить на прямые, т.е. основанные на наблюдениях динамики вещества в гравитационном поле СМЧД, и косвенные, когда измеряются

параметры родительской галактики, коррелирующие с массой центрального источника, например, светимость или дисперсия скоростей.

Прямые измерения масс по наблюдениям движений источников излучения — звёзд, газа, мазерных источников и др. [52], — безусловно, являются наиболее точными и надёжными методами. Однако для их применения область гравитационного доминирования СМЧД должна быть пространственно разрешима, что выполняется только для близких галактик. Так, за обнаружение компактного сверхмассивного объекта в нашей Галактике по разрешению движения звёзд Рейнхарду Генцелю и Андрее Гез в 2020 году присуждена Нобелевская премия.

В последние годы наиболее надёжные измерения масс СМЧД в активных галактиках получены с помощью метода эхокартирования [53]. Измеряя временную задержку между переменностью ионизирующего континуального излучения центрального источника и переменностью в широких эмиссионных линиях, мы можем получить фотометрический радиус BLR. С известным фотометрическим радиусом и скоростью, измеренной по профилю широкой линии, можно дать оценку массы СМЧД [54–56]. Продолжительность мониторинга для эхокартирования BLR в одной галактике велика — месяцы и годы [57–59]. Чаще всего для эхокартирования используют линии бальмеровской серии, однако для АЯГ на больших красных смещениях необходимо переходить к наблюдениям в широких линиях УФ-диапазона — Mg II, C III] и C IV [60], что является перспективной и новой задачей этой области в последние годы (например, согласно [61], сейчас задержка в линии Mg II измерена для всего чуть больше десятка галактик).

В относительно недавней работе Афанасьев и Попович [16] предложили иной метод определения массы СМЧД, где используется поворот угла плоскости поляризации вдоль профиля широкой эмиссионной линии, происходящий при экваториальном рассеянии на пылевом торе. S-образный профиль поляризационного угла позволяет определить скорость кеплеровских движений облаков BLR и, следовательно, оценить массу СМЧД. Предполагается, что BLR имеет дискообразную форму, а излучение рассеивается преимущественно на внутренней границе пылевого тора, что приводит к поляризации излучения в широких линиях. Впоследствии Афанасьев и др. [62] применили этот метод к выборке из 30 АЯГ 1-го типа. Однако до сих пор метод [16] применялся только при наблюдениях близких АЯГ преимущественно в линии H α . Расширение этого метода на линий коротковолнового диапазона более высокой ионизации, такие

как Mg II, C III] и C IV, необходимо для изучения с помощью спектрополяриметрических методов более далеких активных галактик. Однако эти эмиссионные линии зачастую обладают асимметричными профилями с большим избытком в синей части, что говорит о присутствии некеплеровских (некруговых) движений в области BLR в виде радиальных притоков и истечений [63; 64]. Линия Mg II не является исключением, и недавно в статье [65] было показано, что в области излучения Mg II присутствует значительная составляющая скорости притока/оттока вещества со скоростями в несколько тысяч км/с. Так как состояние поляризации очень чувствительно к геометрии и кинематике вещества в центральных областях АЯГ [66], наличие высокоскоростных некруговых движений в BLR может оказывать сильное влияние на поляризацию широкой эмиссионной линии Mg II.

2.2 Описание пакета STOKES

В настоящее время наиболее популярным программным обеспечением для построения численных моделей экваториального рассеяния в центральных областях АЯГ является код STOKES [25; 66—69], реализованный на языке C⁺⁺. Пакет STOKES был разработан для выполнения трехмерного моделирования переноса излучения для астрономических приложений, где возможно было бы учитывать поляризационные свойства излучения. Программа использует метод Монте-Карло и позволяет рассмотреть поляризацию в оптическом и УФ диапазонах, вызванную рассеянием излучения на свободных электронах и частицах пыли, состоящих из силиката или графита. Геометрия и размеры областей излучения и рассеяния и ориентация систем являются задаваемыми параметрами. Расчёты проводятся методом Монте-Карло [см., например, 70]: внутри области излучения генерируются одиночные фотоны, которые затем либо поглощаются вследствие различных процессов рассеяния, либо регистрируются наблюдателем.

Излучение источника моделируется большим количеством пакетов фотонов (обычно более 10^7 на единицу длины волны) и соответствует входному спектральному распределению энергии. Спектр континуального излучения при этом задаётся степенным законом $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, где F — поток излучения, $\nu =$

c/λ — частота, α — показатель степени. Отношение интенсивности излучения эмиссионных линий к континууму может быть определено пользователем. Предполагается, что все фотоны изначально неполяризованы. В расчет могут быть включены трехмерные объемные движения области рассеяния, которые приводят к сдвигу длины волны рассеянных фотонов. Длина свободного пробега между двумя событиями рассеяния определяется методом Монте-Карло. Фотон проходит через модельную область и, как правило, подвергается нескольким процессам рассеяния. Для каждого испускаемого фотона код строит траекторию и вычисляет параметры Стокса I , Q , U и V после каждого рассеяния. Если фотон выходит из моделированной области, он регистрируется сетью виртуальных детекторов, расположенных равномерно вокруг системы. Полный (интегральный) поток, степень поляризации P и угол плоскости поляризации φ вычисляются путем суммирования параметров Стокса всех обнаруженных фотонов для каждого заданного бина по длине волны и для определенной ориентации системы по отношению к наблюдателю.

2.3 Модель рассеяния в линии Mg II в случае высокоскоростных истечений

Для продления спектрополяриметрических методов на наблюдения более далёких галактик могут быть использованы поляризационные свойства широкой линии Mg II (2798Å). Однако во многих работах [напр., 71] отмечается, что в линии Mg II присутствуют вертикальные потоки и истечения вещества из области BLR со скоростями около нескольких тысяч км/с. И хотя вертикальные истечения уже рассматривались ранее [72], из-за крайней чувствительности поляризации излучения к геометрии и кинематике вещества было необходимо рассмотреть модель экваториального рассеяния в широких линиях H α , H β и Mg II, излучаемых в области BLR, в предположении о наличии высокоскоростных истечений вещества и некруговых движений в диске BLR.

Для моделирования сигнатур экваториального рассеяния мы применили пакет STOKES. Излучение аккреционного диска задавалось как точечный континуальный источник, испускающий изотропное неполяризованное излучение, спектр которого описывается степенным законом с индексом $\alpha = 2$. Для мо-

делирования мы предположили массу СМЧД равной $M_{\text{СМЧД}} = 10^8 M_{\odot}$. Также, изучение большой выборки из 287 АЯГ 1-го типа с широкими линиями в диапазоне красных смещений $0.407 < z < 0.643$ [65] показало, что поскольку ширина линии Mg II несколько меньше ширины линии H β , то область BLR, излучающая в линии Mg II, систематически больше, чем размер BLR в линии H β . Ввиду этого, мы задаем внешний радиус области BLR в линии Mg II на 10% большим, чем радиус области излучения линии H β . Область BLR для простоты предполагается дискообразной и плоской, с кеплеровскими движениями, куда добавляется вертикальное истечение в линии Mg II. Кроме того, на основе данных эхокартирования предполагается, что область излучения H α больше, чем область излучения H β . Чтобы уменьшить количество свободных параметров модели, будем считать, что размер области H β составляет 50%, а область Mg II — 60% от размера области излучения H α (рис. 2.1). Будем полагать, что газ в областях BLR, излучающих в линиях H α и H β движется с кеплеровскими скоростями, а в области излучения Mg II к кеплеровскому движению добавляется истечение, направленное под углом 60° к экваториальной плоскости, со скоростью 6000 км/с.

Будем считать, что экваториальное рассеяние происходит только на внутренней части пылевого тора, в областях, где радиальная оптическая толщина равна 1 для томсоновского рассеяния. При этом, для того чтобы признаки экваториального рассеяния были обнаружимы в спектрах, размер области рассеяния должен относиться к размеру BLR как $R_{\text{sc}}/R_{\text{BLR}} = 1.5 \div 2.5$. Наблюдения выборки из 30 галактик [62] показали, что среднее значение этой величины равно 1.72 ± 0.48 . На основе этого предположим в рамках модели, что размер области экваториального рассеяния в два раза больше области излучения линии H α . Все перечисленные параметры модели представлены в табл. 1. Расчет поляризационных характеристик излучения проводился в спектральном диапазоне 3000-7000Å для углов наклона системы к наблюдателю от 20° до 55° .

2.4 Результаты моделирования

На рис. 2.2 (верхняя панель) представлены профили угла поляризации φ для каждой из исследуемых линий и четырех различных углах наклона си-

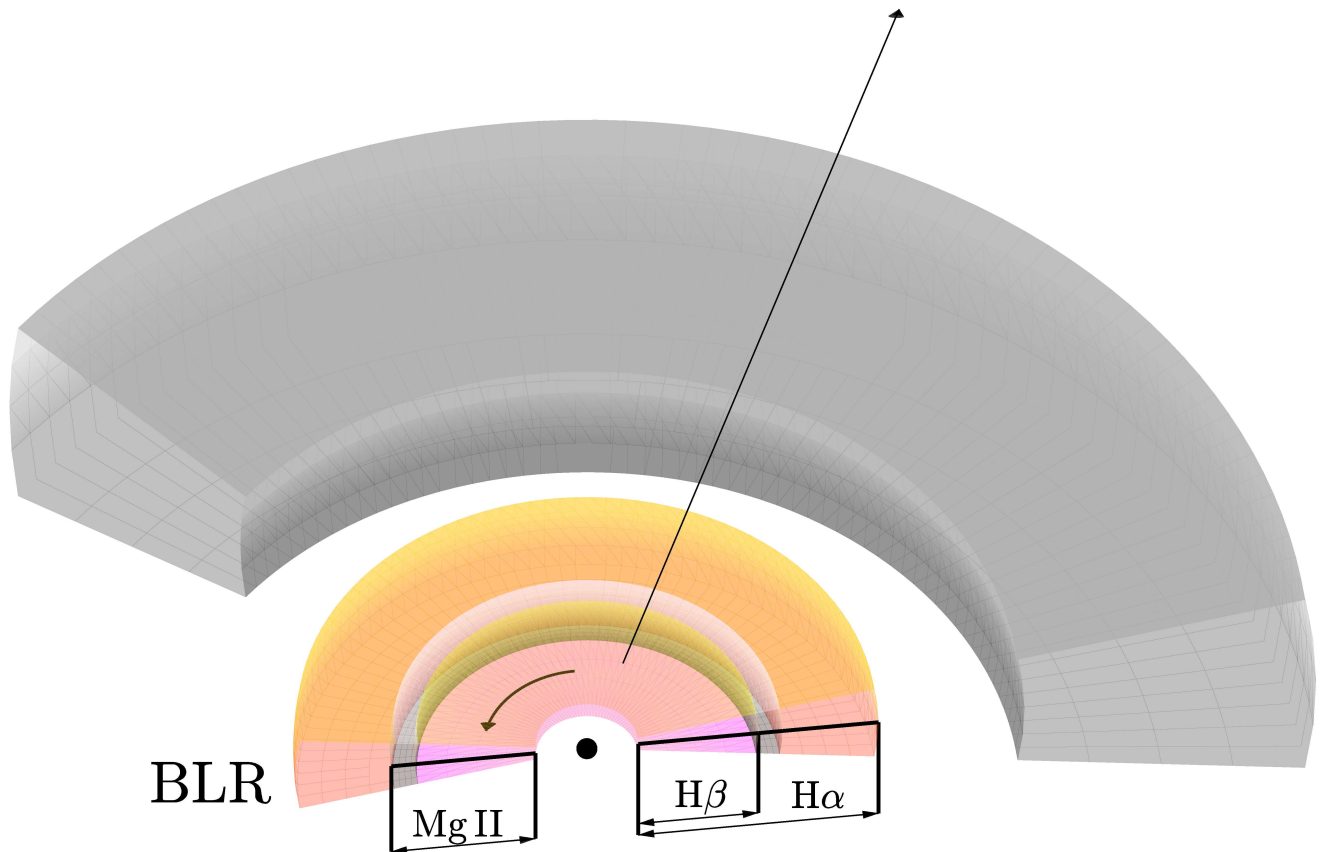


Рисунок 2.1 — Схематичное изображение геометрии модели трех областей BLR, излучающих в линиях $H\alpha$, $H\beta$ и $Mg II$ (оранжевым цветом) и области рассеяния (серым цветом). Черными стрелками показываются движения в областях BLR.

стемы относительно наблюдателя (20° , 30° , 40° и 50°). Из рисунка видно, что профили угла поляризации φ для линий $H\alpha$ и $H\beta$ одинаково ведут себя в крыльях, в то время как ядро профиля, где φ максимально отстоит от уровня континуума, где угол поляризации равен 90° , в линии $H\alpha$ несколько смещена к центру на ~ 500 км/с. Такой эффект ожидается вследствие того, что область излучения $H\alpha$ больше, чем область излучения $H\beta$. В случае $Mg II$ профиль φ на $\sim 5^\circ$ ниже, а в крыльях наблюдается "плато", нехарактерное для чисто кеплеровских движений.

На рис. 2.2 (вторая панель сверху) приведены результаты численного моделирования степени поляризации P . Для всех линий характерен двугорбый профиль поляризации, причем практически идентичный для линий $H\alpha$ и $H\beta$, в то время как для линии $Mg II$ обнаруживается меньшее значение P в крыльях и большее — в ядре профиля.

Таблица 1 — Параметры моделируемой области: внутренний $R_{\text{BLR}}^{\text{in}}$ и внешний $R_{\text{BLR}}^{\text{out}}$ радиус области BLR в линиях $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$ и Mg II , а также внешний и внутренний размеры области экваториального рассеяния (SR); λ_{min} и λ_{max} обозначают границы спектрального диапазона рассматриваемого излучения. Также дается спектральное разрешение для области спектра вокруг центральной длины волны каждой из рассматриваемых широких линий.

| | Область | $R_{\text{BLR}}^{\text{in}}$ | $R_{\text{BLR}}^{\text{out}}$ | λ_{min} | λ_{max} | Спектральное разрешение |
|-----|------------------|------------------------------|-------------------------------|------------------------|------------------------|-------------------------|
| | | св. дни | св. дни | Å | Å | |
| BLR | $\text{H}\alpha$ | 36.94 | 58.93 | 6300 | 6826 | 300 |
| | $\text{H}\beta$ | 36.94 | 47.91 | 4666 | 5055 | 300 |
| | Mg II | 36.94 | 50.11 | 2688 | 2912 | 300 |
| SR | | 117.87 | 201.22 | | | |

Результаты моделирования поляризованного потока в линиях представлены на рис. 2.2 (третья панель сверху). Как и в случае с моделью степени поляризации, профиль линии Mg II отличается от других линий. Однако поскольку отличия касаются только крыльев профиля, можно сделать вывод о том, что экваториальное рассеяние позволяет полностью разрешить кеплеровские движения в области BLR, в то время как влияние истечений в линии Mg II незначительно, поскольку проекция компонент скоростей истечений в направлении области рассеяния много меньше кеплеровских скоростей.

Для неполяризованного излучения (рис. 2.2, нижняя панель) все линии демонстрируют одногорбый профиль, который тем шире, чем больше наклон системы. Эффекты вертикальных истечений заметны в крыльях профиля линии Mg II . Сравнение линий $\text{H}\beta$ и Mg II показано на том же рисунке черным пунктиром: разница профилей в двух линиях образует симметричную функцию с двойным пиком, очень похожую на результаты [65] для выборки SDSS. Стоит также обратить внимание, что неполяризованные профили линий симметричны, так как в нашей модели мы считаем область BLR прозрачной для излучения, из-за чего излучение наблюдается с обеих сторон экваториальной плоскости. В реальных случаях можно предположить, что наблюдается только излучение, идущее со стороны, более близкой к наблюдателю, из-за чего наблюдаемый профиль линии Mg II имеет голубую асимметрию.

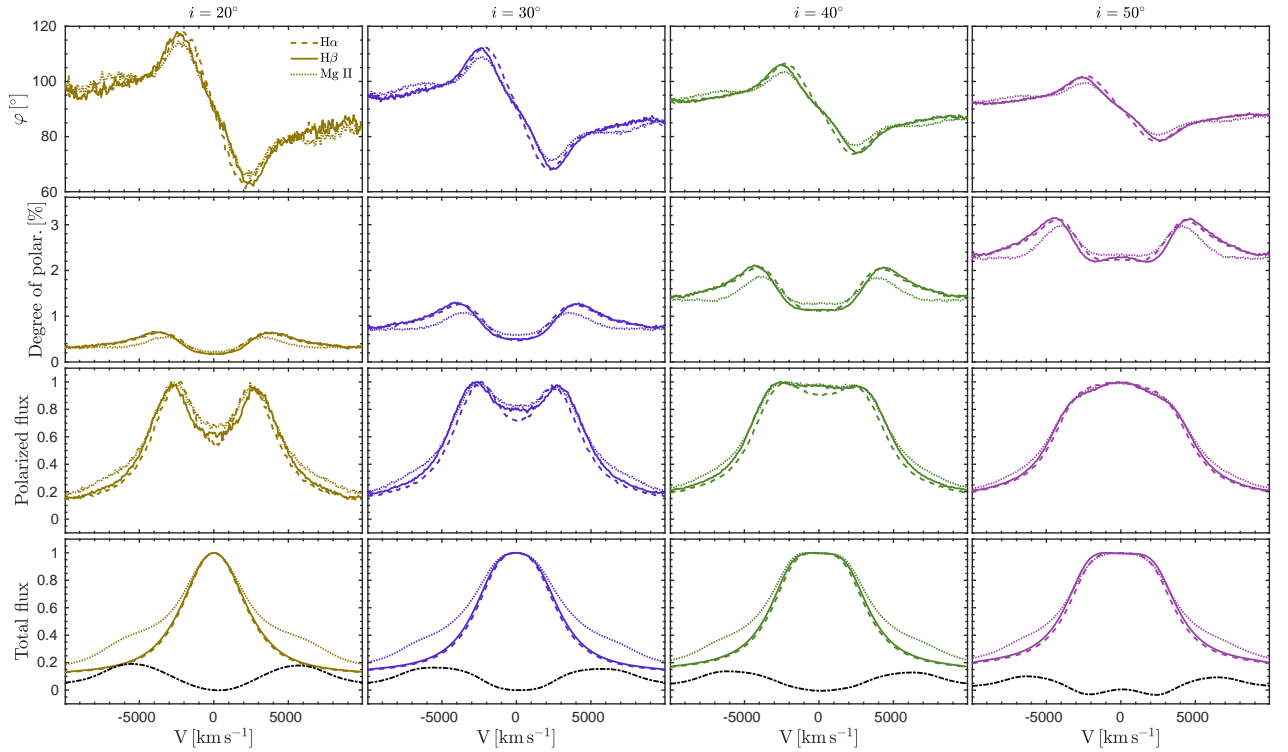


Рисунок 2.2 — Профили поляризации для линий $H\alpha$ (штрих-пунктир), $H\beta$ (сплошная линия) и $Mg II$ (штриховая линия) для четырех углов наклона системы к наблюдателю (слева направо: 20° , 30° , 40° и 50°). Сверху вниз: профили угла поляризации φ , профили степени поляризации P , поляризованный и интегральный потоки в линиях. Все профили представлены в зависимости от скоростей. Пунктирная черная линия (нижняя панель) представляет собой разницу между неполяризованным потоком в $Mg II$ и $H\beta$.

2.5 Оценка массы СМЧД по профилям поляризации линий

Согласно численным расчётам, приведённым выше на рис. 2.2, модель предсказывает S-образный профиль угла поляризации при кеплеровских движениях облаков области BLR в случае, когда экваториальное рассеяние преобладает над другими внешними механизмами поляризации излучения. Как было показано в работе [16; 73], скорость газа V в области BLR и угол плоскости поляризации φ в таком случае связаны соотношением:

$$\log\left(\frac{V}{c}\right) = a - b \cdot \log(\operatorname{tg} \Delta\varphi), \quad (2.1)$$

где c — скорость света, $\Delta\varphi = \varphi - \langle\varphi\rangle$ — разница между углом поляризации и его средним значением, а a и b — коэффициенты линейной аппроксимации,

определяемые из наблюдений. В случае кеплеровских движений $b = 0.5$. Коэффициент a связан с массой СМЧД $M_{\text{СМВН}}$ как:

$$a = 0.5 \log \left(\frac{GM_{\text{СМВН}} \cos^2(\theta)}{c^2 R_{\text{sc}}} \right), \quad (2.2)$$

где G — гравитационная постоянная, R_{sc} — расстояние между СМЧД и областью экваториального рассеяния и θ — угол между плоскостью диска BLR и плоскостью пылевого тора.

На рис. 2.3 приведены профили угла поляризации φ и их линейные аппроксимации с использованием уравнения 2.2 для всех трех эмиссионных линий (верхняя панель — $\text{H}\alpha$, средняя панель — $\text{H}\beta$ и нижняя панель — Mg II) и ориентации систем. Из рисунка видно, что для линий $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ зависимость скорости от угла поляризации хорошо описывается линейной аппроксимацией, а рассчитываемые оценки масс близки к изначально заданной. Оценки масс СМЧД, получаемые по линии $\text{H}\beta$, систематически завышены в сравнении с оценками, сделанными по линии $\text{H}\alpha$, из-за более высоких скоростей в области излучения $\text{H}\beta$. В случае линии Mg II соотношение $\log(V/c) - \log(\text{tg } \Delta\varphi)$ существенно отличается от линейного: линейная зависимость (соответствующая круговым движениям) выполняется только для относительно узкого участка скоростей между пиком профиля и "плато", т.е. для скоростей в диапазоне 2500-4500 км/с с обеих — синей и красной — сторон. "Плато" — постоянное значение угла φ , несоответствующее кеплеровскому — наблюдается в профиле линии в диапазоне скоростей 4500-6500 км/с, что дает вертикальный подъем на диаграмме $\log(V/c) - \log(\text{tg } \Delta\varphi)$, который по мере уменьшения $\Delta\varphi$ начинает стремиться обратно к нулю. Если применять линейную аппроксимацию только к точкам в диапазоне кеплеровских скоростей, оценка массы СМЧД будет занижена на $\sim 35\%$. Однако при реальных наблюдениях разрешения обычно недостаточно [62], а разброс точек около фитирующей прямой таков, что отличия профиля Mg II от профиля бальмеровских линий, получаемого в моделях, обнаружить не удается. По этой причине мы аппроксимировали линейной функцией весь набор точек, получаемых при наблюдениях в линии Mg II . Неопределенность оценки масс СМЧД в этом случае составила около 35%. Получаемые таким образом оценки масс СМЧД будут иметь тот же порядок, что и массы, оцененные по профилям φ линий $\text{H}\alpha$ или $\text{H}\beta$, где отсутствуют истечения или их скорости малы. Точные значения параметров a и масс СМЧД,

Таблица 2 — Оценки масс СМЧД по линиям $H\alpha$, $H\beta$ и $Mg II$ для четырех углов наклона системы к наблюдателю. Спектральная линия (столбец 1), наблюдаемый наклон системы i (столбец 2), параметр a (столбец 3), полученная масса в единицах M_{\odot} (столбец 4), отношение полученной оценки массы к изначально заданной $M_{input} = 10^8 M_{\odot}$ (столбец 5).

| Линия | i | a | $\log(M_{SMBH})$ | M_{SMBH}/M_{input} |
|-----------|--------------|--------------------|------------------|----------------------|
| $H\alpha$ | 20° | -2.138 ± 0.005 | 8.04 ± 0.08 | 1.09 |
| | 30° | -2.187 ± 0.004 | 7.94 ± 0.06 | 0.87 |
| | 40° | -2.247 ± 0.003 | 7.82 ± 0.05 | 0.66 |
| | 50° | -2.305 ± 0.003 | 7.70 ± 0.04 | 0.50 |
| $H\beta$ | 20° | -2.110 ± 0.005 | 8.09 ± 0.08 | 1.23 |
| | 30° | -2.170 ± 0.003 | 7.97 ± 0.05 | 0.93 |
| | 40° | -2.238 ± 0.003 | 7.84 ± 0.04 | 0.69 |
| | 50° | -2.298 ± 0.002 | 7.72 ± 0.03 | 0.52 |
| $Mg II$ | 20° | -2.091 ± 0.008 | 8.13 ± 0.10 | 1.35 |
| | 30° | -2.150 ± 0.008 | 8.01 ± 0.10 | 1.02 |
| | 40° | -2.218 ± 0.007 | 7.88 ± 0.10 | 0.76 |
| | 50° | -2.280 ± 0.007 | 7.75 ± 0.10 | 0.56 |

полученные при линейной аппроксимации с использованием всех точек и для каждой ориентации системы, приведены в таблице 2.

2.6 Обсуждение

Мы исследовали поляризационные эффекты в трех широких эмиссионных линиях, сосредоточившись на линии $Mg II$ и применении к ней метода [16]. Поляризованные эмиссионные линии $H\alpha$, $H\beta$ и $Mg II$ имеют почти одинаковые профили и ширины даже в случае высокоскоростных истечений, присутствующих в области BLR, где формируется излучение в линии $Mg II$. Происходит это потому, что излучение BLR достигает области рассеяния под малым углом, из-за чего проецируемая вертикальная составляющая скорости также мала. Линии $H\beta$ и $H\alpha$ показывают почти идентичные профили φ , P , поляризованного и полного потока в линии. Оценка массы СМЧД по профилю линии $H\beta$ завышена на

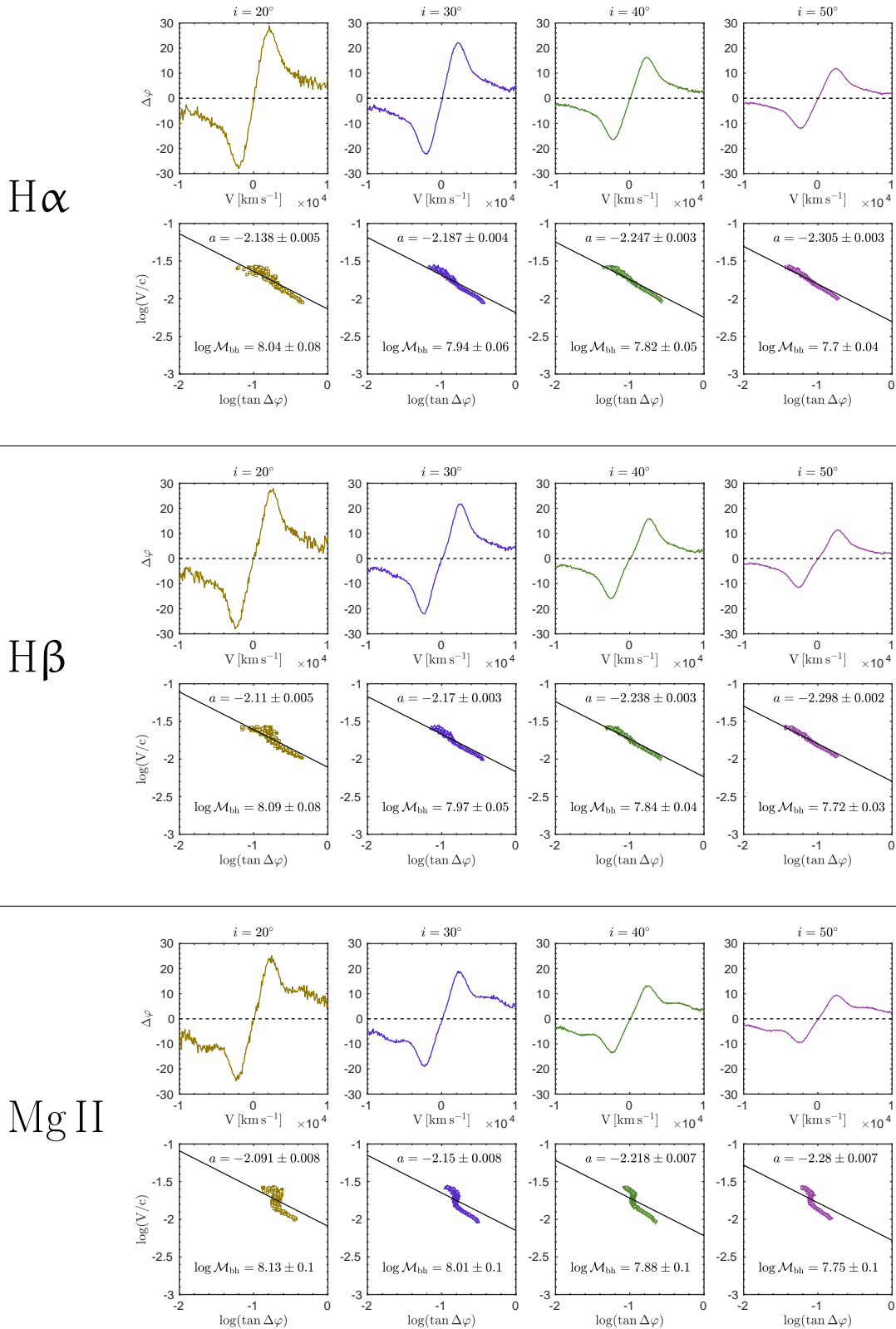


Рисунок 2.3 — Оценки масс СМЧД для линий $H\alpha$ (верхняя панель), $H\beta$ (средняя панель) и $Mg II$ (нижняя панель). Слева направо — углы наклона системы по отношению к наблюдателю: 20° , 30° , 40° и 50° . Для каждой эмиссионной линии панель разделена на 2 части: профиль угла поляризации φ — сверху, диаграмма $\log(V/c) - \log(\tan \Delta\varphi)$ и линейная аппроксимация — внизу. Пустые и заполненные кружки соответствуют голубому и красному крылу линии.

$\sim 7\%$ в сравнении с линией $H\alpha$ из-за меньшего размера области излучения в линии $H\beta$. Эмиссионная линия $Mg II$ демонстрирует плато ϕ , которое отличается по величине от значения угла поляризации в континууме. Было показано, что оценки массы СМЧД по эмиссионной линии $Mg II$ в случае истечений с экстремальными скоростями имели бы дополнительную ошибку $\sim 35\%$ по сравнению с результатами, полученными с использованием метода [16] для $H\alpha$ и $H\beta$, что все еще согласуется с ожидаемыми результатами оценки массы СМЧД.

Оценки массы СМЧД с использованием свойств линии $Mg II$ по наблюдениям в 1 эпоху имеют большое значение для АЯГ на больших красных смещениях. Как правило, оценки масс СМЧД с помощью этих линий определяются из эмпирического соотношения $L_{5100} - R_{BLR}$ для линии $H\beta$ [60; 71; 74–78]. Если в излучении линии $Mg II$ доминирует вириализованная составляющая, можно ожидать хорошего согласия между оценками масс, полученными с использованием метода [16], и оценками, данными по светимости в линии $Mg II$. Однако значительное количество объектов систематически показывают асимметричные профили линий $Mg II$ с голубым избытком, в которых преобладают некруговые движения [60] и для которых $FWHM > 6000$ км/с [71]. Важно отметить, что для таких объектов геометрия центральных областей АЯГ может сильно отличаться от той, что была принята нами при расчете численной модели. Также газ в области BLR также может быть не вириализован.

Лира и др. [79] включили в расчеты потоки вещества со скоростями 3000 км/с, втекающие радиально в область рассеяния. Авторы показали, что такая конфигурация сильно влияет на наблюдаемые профили ϕ и изменяет их в сравнении со случаем чистого кругового движения. В нашу модель мы не включили сложные движения области рассеяния, так как она находится достаточно далеко, чтобы скорости втекания были сравнимы с кеплеровской скоростью, которая составляет около 2000 км/с. Истечениями с малыми скоростями, как было отмечено в работе [72], можно пренебречь.

2.7 Выводы и результаты Главы 2

В большинстве АЯГ 1-го типа экваториальное рассеяние на внутренних областях пылевого тора является доминирующим механизмом поляризации

широких эмиссионных линий УФ и оптического диапазона. Для численного моделирования поляризации АЯГ с экваториальным рассеянием в линиях $H\alpha$, $H\beta$ и $Mg II$ мы использовали пакет STOKES, реализующий трёхмерный перенос излучения методом Монте-Карло. Численные расчеты позволяют нам сделать следующие выводы:

- Наличие вертикальных истечений вещества в области BLR, чьи скорости значительно превышают кеплеровскую, создает плато в крыльях профиля угла плоскости поляризации, который не наблюдается в случае чисто круговых движений.
- Метод определения масс СМЧД по спектрополяриметрическим наблюдениям АЯГ 1-го типа может быть применен в первом приближении даже для случая экстремальных истечений вещества в области BLR.
- Ошибка определения массы СМЧД по эмиссионной линии, излучаемой в области, где имеет место высокоскоростное истечение вещества, составляет $\sim 35\%$.

Таким образом, представленные результаты дают теоретическое основание для продления спектрополяриметрического метода на наблюдения линий таких, как $H\beta$ и $Mg II$, что необходимо для получения оценок масс СМЧД в активных галактиках на больших красных смещениях.

Глава 3. Спектрополяриметрия АЯГ на $z > 1$

Измерение масс СМЧД методами спектрополяриметрии имеет ряд важных преимуществ перед наиболее популярным на сегодняшний день методом эхокартирования. Во-первых, для применения спектрополяриметрического метода требуется всего одна эпоха наблюдений вместо длинных рядов данных, что делает этот подход намного более экономным в смысле телескопного времени. Во-вторых, при использовании метода эхокартирования оценка массы даётся следующим образом:

$$M_{\text{СМВН}} = f \cdot (c\Delta t V^2 G^{-1}), \quad (3.1)$$

где гравитационная постоянная G и скорость света c — известные физические величины, временная задержка Δt характеризует размер область BLR $R_{\text{BLR}} = c\Delta t$ и скорость V , оцениваемая по ширине исследуемой линии, получаются из наблюдений, а вот безразмерный фактор f является, в общем случае, неизвестной величиной. Принято считать, что фактор f зависит от ориентации и геометрии области BLR, так что в простейшем случае может быть рассчитан как $f = (h^2 + \sin^2 i)^{-1}$, где h — отношение высоты толстого диска BLR к его радиусу (или отношение турбулентной скорости к локальной кеплеровской для данного радиуса), а i — угол наклона диска BLR к наблюдателю [80]. Поскольку обе величины h и i неизвестны, фактор f оценивается грубо и вносит неопределенность порядка множителя 2-4 в оценку массы СМЧД. В отличие от эхокартирования, разрешение скоростей газа в BLR методами спектрополяриметрии не зависит от ориентации системы, что является большим преимуществом.

Хотя метод определения масс на основе спектрополяриметрических данных имеет ряд неоспоримых достоинств, его применение пока не так широко. В настоящее время таким способом даны оценки масс СМЧД в менее чем 50 близких (всего до $z \sim 0.3$) АЯГ, т.к. спектрополяриметрия АЯГ требует наблюдений на крупных телескопах и специального оборудования, из-за чего методика наблюдений реализуется всего на нескольких инструментах в мире. До последнего времени все измерения масс делались на основе спектрополяриметрии широких линий $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$. В Главе 2 мы показали, что продление метода на линии УФ-диапазона, в первую очередь линию Mg II , возможно, причем даже при

наличии экстремальных истечений из околоядерной области с высокими скоростями эффект экваториального рассеяния в профиле линии остается хорошо обнаруживаемым и позволяет дать оценку массы СМЧД с точностью лучше 35%. В этой главе приведем первые примеры спектрополяриметрических наблюдений далеких галактик.

3.1 SBS 1419+538

SBS 1419+538 (RA=14:21:06.9, Dec=+53:37:45.2, J2000) — яркий квазар, находящийся на красном смещении $z = 1.862$. Впервые объект был отождествлен как кандидат в АЯГ в работе 1989 года [81], где приведены результаты низкодисперсных наблюдений участка неба размером $\sim 15^\circ \times 10^\circ$ на телескопе Баррелла-Шмидта обсерватории Китт Пик; в рамках Второго Бюраканского обзора [82] было определено красное смещение источника. SBS 1419+538 наблюдался в рамках обзора Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [83]. На спектрах SDSS видно, что в источнике наблюдаются ярко выраженные широкие компоненты линий Mg II и C III], смещенные в оптический диапазон. Сейчас SBS 1419+538 также включен в выборку наблюдений по программе SDSS Reverberation Mapping (SDSS RM) [84], однако результаты его эхокартирования пока не опубликованы. Наше внимание этот объект привлек в первую очередь потому, что при большом красном смещении источник яркий (16.8 зв.в. в полосе g-sdss) и в то же время центр линии Mg II, ширина которой по данным SDSS составляет порядка 400 \AA , попадает в доступный для наших наблюдений спектральный диапазон.

3.1.1 Спектрополяриметрические наблюдения в линии Mg II

С целью проверки модели поляризации излучения в линии Mg II, которая приведена в Главе 2, в феврале 2019 года были проведены спектрополяриметрические наблюдения квазара SBS 1419+538 на телескопе БТА САО РАН с фокальным редуктором SCORPIO-2 [40] и приемником E2V 42-90. Данные

получены с использованием щели шириной 1'' и объемной фазовой голографической решетки VPHG1026@735, охватывающей диапазон 5800-9500Å при спектральном разрешении порядка 6Å. В качестве анализатора поляризации использовалась двойная призма Волластона (WOLL-2). Как было показано выше, в данном случае параметры Стокса, описывающие интенсивность и линейную поляризацию, могут быть рассчитаны по формулам 1.5. Однако в реальных условиях, при которых проводятся наблюдения, наблюдатель сталкивается с атмосферными мерцаниями и деполяризацией излучения источников. Согласно статье [27], для САО преобладающим механизмом деполяризации является рассеяние на аэрозолях. Кроме того, согласно диссертационной работе С.В. Насонова [85], значительное изменение состояния поляризации света может происходить при рассеянии на облаках верхнего яруса, образующихся на высоте 6-12 км из ледяных частиц с размерами от нескольких десятков микрон до нескольких миллиметров и зачастую невидимых невооруженным глазом. Описанные эффекты могут вносить деполяризацию до нескольких десятков процентов, причем её вариации происходят на масштабах всего 10-30 миллисекунд.

Эффекты атмосферной деполяризации сильно влияют на качество поляриметрических и спектрополяриметрических данных, из-за чего атмосферные вариации необходимо учитывать при расчете параметров Стокса. Для это формулы 1.5 преобразуются к следующему виду:

$$\begin{aligned}
 I(\lambda) &= I_0(\lambda) + I_{90}(\lambda)K_Q(\lambda) + I_{45}(\lambda) + I_{135}(\lambda)K_U(\lambda) \\
 Q(\lambda) &= \frac{I_0(\lambda) - I_{90}(\lambda)K_Q(\lambda)}{I_0(\lambda) + I_{90}(\lambda)K_Q(\lambda)} \\
 U(\lambda) &= \frac{I_{45}(\lambda) - I_{135}(\lambda)K_U(\lambda)}{I_{45}(\lambda) + I_{135}(\lambda)K_U(\lambda)},
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

где K_Q и K_U — коэффициенты пропускания поляризационных каналов, которые учитывают инструментальную поляризацию системы, неоднородность характеристик анализаторов и вариации атмосферной деполяризации. Степень поляризации P и угол плоскости поляризации ϕ определяются соотношением 1.2. Для исправления спектральной чувствительности и определения коэффициентов пропускания каналов двойной призмы Волластона в ту же ночь был снят неполяризованный спектрофотометрический стандарт BD+33 2642, а для определения угла ϕ_0 — стандарт поляризации HD 204287. Поскольку объект

находится на высокой галактической широте ($\sim 60^\circ$), вклад межзвездной поляризации можно считать незначительным. Всего было получено 16 кадров объекта с экспозициями, равными 300 сек.

На рис. 3.1 представлены результаты наших наблюдений. Сверху вниз показаны интегральный поток в области широкой линии Mg II в диапазоне длин волн 7500-8500Å в системе отсчета наблюдателя, нормированные параметры Стокса Q и U , степень поляризации P , поляризованный поток в широкой линии Mg II и угол поляризации φ . Значения параметров Q , U , P и φ бинированы в окне шириной 10Å. Приведенные на графике бинированные значения представляют собой робастные средние величины в выбранном окне по длинам волн и всем экспозициям. Ошибки, приведенные на графиках, равны уровню 3σ , где σ — робастное стандартное отклонение. Для определения робастных средних величин здесь и далее используется метод отбора данных, отклонение которых не превышает порог 2σ , чтобы избежать влияния случайных выбросов. Реализация алгоритма может подробно описана в [86, и ссылки внутри].

Отметим также, что поскольку измеряемая поляризация мала и её величина сопоставима с ошибкой измерения, расчетная величина степени поляризации P оказывается смещенной. Для коррекции значения степени поляризации за смещение была использована формула, данная в статье [87]:

$$P = \sqrt{P_{\text{obs}}^2 - 1.41 \cdot \sigma_P^2}, \quad (3.3)$$

где P_{obs} — измеренная степень поляризации и σ_P — её ошибка. Таким образом, на рис. 3.1 приведены несмещенные оценки степени поляризации P .

Для расчета массы СМЧД в квазаре воспользуемся формулой 2.2, приведя её к следующему виду:

$$M_{\text{SMBH}} = 1.78 \cdot 10^{2a+10} \frac{R_{\text{sc}}}{\cos^2(\theta)} M_{\odot}, \quad (3.4)$$

где a — коэффициент наклона прямой на плоскости $\log(V/c) - \log(\text{tg } \Delta\varphi)$. $\cos^2(\theta)$ будем считать тождественно равным единице, т.е. полагать, что область BLR лежит в одной плоскости с областью рассеяния.

Определим коэффициент a . Представим профиль угла плоскости поляризации для линии Mg II на плоскости $\log(V/c) - \log(\text{tg } \Delta\varphi)$ (рис. 3.2). Как было предсказано на численных моделях, описанных в Главе 2, наблюдательные данные для линии Mg II в спектре квазара SBS 1419+538 лежат примерно на одной

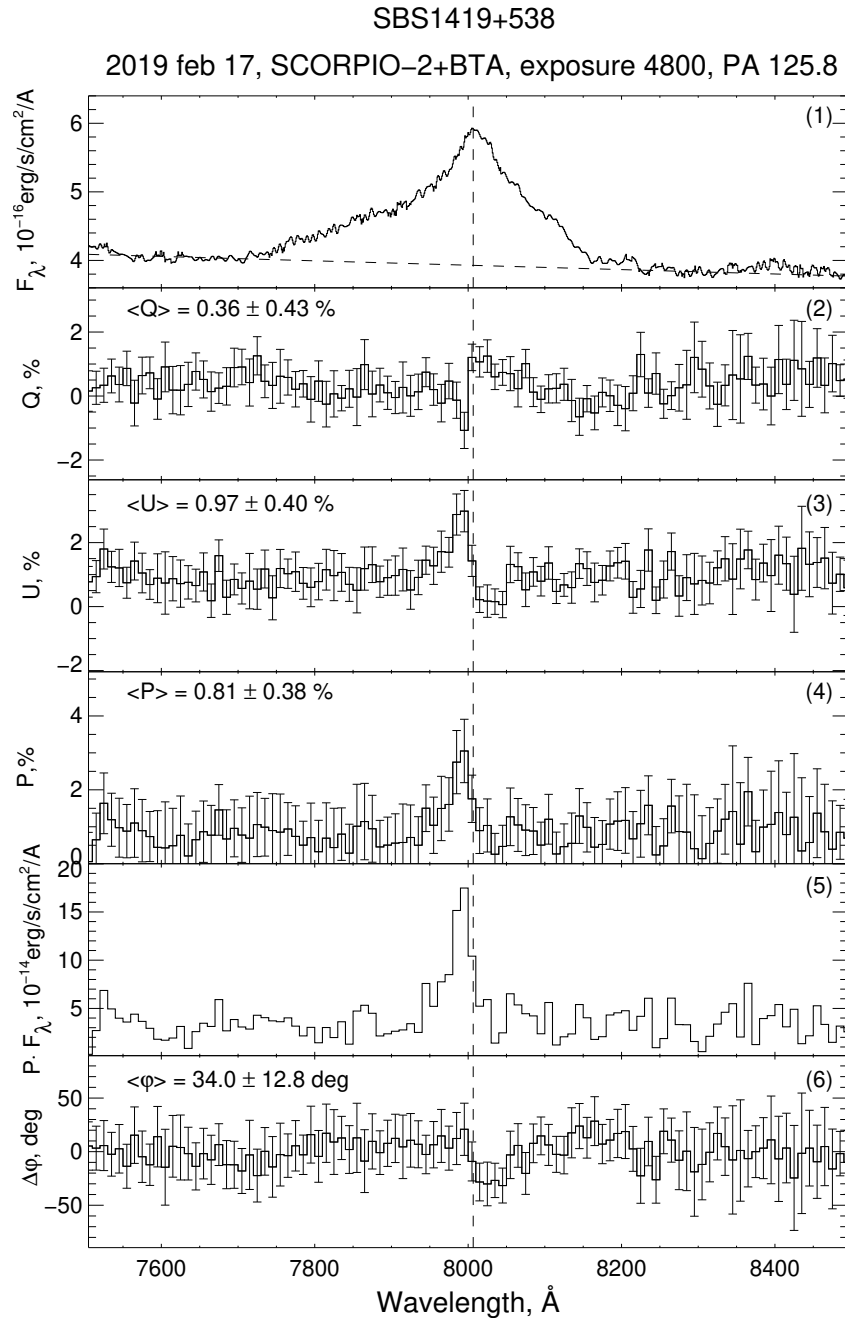


Рисунок 3.1 — Спектрополяриметрия квазара SBS 1419+538 в линии Mg II.

(1) Профиль эмиссионной линии Mg II в интегральном свете в единицах потока. Пунктирной линией обозначен вклад нетеплового континуума. Нормированные параметры Стокса (2) Q и (3) U . (4) Степень поляризации P .

(5) Профиль линии Mg II в поляризованном свете в единицах потока.

(6) Вариации угла плоскости поляризации относительно среднего значения $\Delta\varphi = \varphi - \langle\varphi\rangle$ вдоль профиля линии. В угловых скобках даны средние значения параметров поляризации в диапазоне длин волн, данном на графике, в системе отсчета наблюдателя.

прямой с точностью до ошибок измерений и могут быть аппроксимированы линейной функцией $\log(V/c) = a - b \cdot \log(\operatorname{tg} \Delta\varphi)$, где $b \equiv 0.5$. Аппроксимируя такой линейной функцией наблюдательные данные, получаем, что значение параметра $a = -1.92 \pm 0.15$. Для минимизации влияния выбросов использовалась робастная аппроксимация данных. Заметим также, что в случае, если коэффициент наклона остается свободным параметром при аппроксимации, его значение оказывается равным 0.46 ± 0.11 . Поскольку с точностью до ошибки это соответствует значению 0.5, можно уверенно полагать, что наблюдаемые движения — кеплеровские.

Последним неизвестным параметром в выражении 3.3 остается размер области экваториального рассеяния R_{sc} . Поскольку для данного объекта в литературе не было найдено оценок радиуса пылевого тора в ИК-диапазоне, а результаты обзора SDSS RM для SBS 1419+538 на момент написания работы не опубликованы, сделаем оценку R_{sc} на основе эмпирических методов. На основе данных спектрополяриметрии 30 галактик, опубликованных в работе [62], была получена зависимость размера области экваториального рассеяния R_{sc} от светимости ядра на длине волны 1516\AA в системе отсчета источника λL_{1516} :

$$R_{\text{sc}} = -(15.60 \pm 0.54) + (0.40 \pm 0.01) \log(\lambda L_{1516}). \quad (3.5)$$

Поскольку приведенные здесь спектрополяриметрические наблюдения имеют относительно плохую фотометрическую привязку из-за неучета потерь света на щели, следует использовать более точные оценки светимости SBS 1419+538. Согласно [57] $\lambda L_{1350} = 8.9 \cdot 10^{46}$ эрг/с и $\lambda L_{1700} = 7.2 \cdot 10^{46}$ эрг/с. Поскольку наклон континуума в наблюдаемом спектральном диапазоне плавный, будем считать $\lambda L_{1516} \approx 8 \cdot 10^{46}$ эрг/с. Тогда согласно 3.4 размер области рассеяния R_{sc} равен:

$$R_{\text{sc}} = 2041 \pm 683 \text{ св. дней.}$$

Воспользовавшись уравнением 3.3, получаем оценку массы СМЧД для квазара:

$$\log(M_{\text{SMBH}}/M_{\odot}) = 9.72 \pm 0.29. \quad (3.6)$$

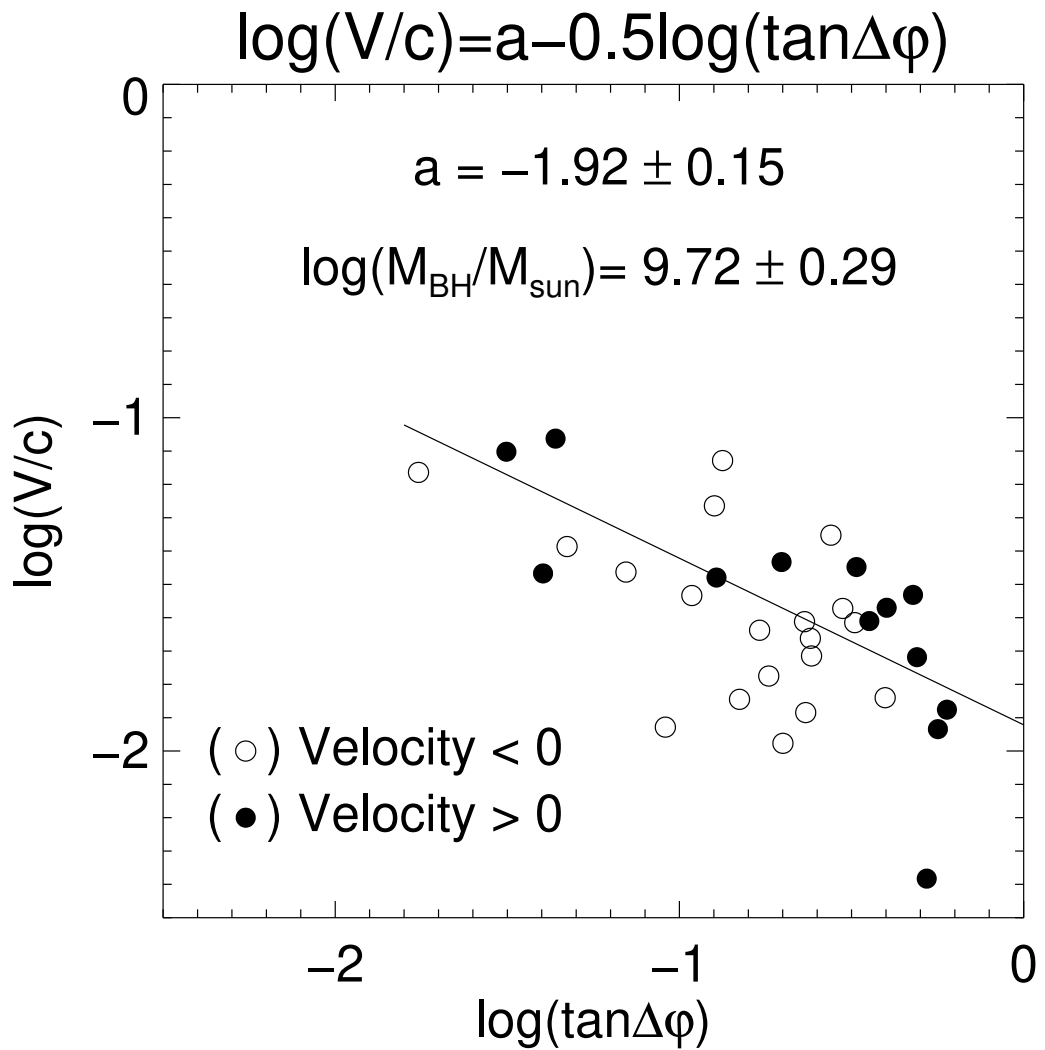


Рисунок 3.2 — Профиль линии Mg II на плоскости $\log(V/c) - \log(\text{tg } \Delta \varphi)$.

3.1.2 Обсуждение

Для проверки данного результата сравним полученную нами по спектрополяриметрическим данным оценку массы СМЧД с другими методами. Для этого воспользуемся методами определения массы с помощью теоремы о вириале.

Для расчета вириального произведения $V.P. = M_{\text{SMBH}}^{\text{RM}}/f$, где $M_{\text{SMBH}}^{\text{RM}}$ — масса СМЧД, измеряемая методом эхокартирования, и f — безразмерный множитель (см. выражение 3.1), необходимо оценить дисперсию скорости широкой эмиссионной линии. Мы измерили полуширину профиля линии Mg II FWHM = $3.35 \cdot 10^3$ км/с после вычитания вклада линий Fe II в профиль Mg II с исполь-

зованием модели УФ мультиплета Fe II, приведенной в статье [71]¹. Полученное значение скорости облаков BLR составило $V = \text{FWHM}/2.355 = 1.42 \cdot 10^3$ км/с.

Размер области BLR R_{BLR} в линии Mg II оценивается с использованием эмпирического соотношения "радиус BLR — светимость" [см. 88; 89]. Мы использовали обновленное соотношение, использующее светимость на длине волны 3000\AA [61]. Оценка светимости квазара была получена из статьи [57]: $\lambda L_{3000} = 6.1 \cdot 10^{46}$ эрг/с. Тогда оценка размера BLR равна $R_{\text{BLR}} = 1195_{-541}^{+936}$ св. дней. Таким образом, соотношение между размером области рассеяния и размером BLR составляет $R_{\text{sc}}/R_{\text{BLR}} \approx 1.7$, что соответствует расчетам, данным в статье [72].

Тогда вириальное произведение принимает значение:

$$V.P. = \frac{V^2 R_{\text{BLR}}}{G} \approx 4.7 \cdot 10^8 M_{\odot}. \quad (3.7)$$

Сравнение двух независимых оценок масс СМЧД 3.6 и 3.7 позволяет оценить также безразмерный фактор f , который в данном случае равен $f \approx 11$. Такое значение фактора примерно в 2 раза превосходит среднее (для большинства АЯГ предполагается $f = 5$), но согласно [80] не превосходит максимальное значение в выборке квазаров. Даже если предполагать, что полученное по спектрополяриметрии значение массы СМЧД M_{SMBH} завышено на 35%, как это предполагается по итогам численного моделирования, данного в Главе 2, фактор f также превосходит среднее и составляет ~ 7 .

Чтобы оценить темп аккреции в квазаре, оценим болометрическую светимость ядра и сравним её со значением эддингтоновской светимости для данной массы. Для оценки болометрической светимости L_{bol} воспользуемся болометрической поправкой, данной в статье [90]. Для этого будем полагать, что болометрические поправки для длин волн 1450\AA и 1516\AA одинаковы и, согласно статье, равны $V.C. = 3.8$. Тогда $L_{\text{bol}} \approx 3 \cdot 10^{47}$ эрг/с. Для рассчитанной нами массы СМЧД эддингтоновская светимость равна $L_{\text{Edd}} = 4.7 \cdot 10^{47}$ эрг/с. Тогда:

$$\frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}} \approx 0.6. \quad (3.8)$$

¹Модели УФ мультиплета Fe II доступны по адресу http://servo.aob.rs/FeII_AGN/link7.html.

3.2 Q0957+561

Гравитационно-линзированные квазары представляют особую важность для ряда исследований в астрофизике. Поскольку излучение этих объектов усилено при линзировании, мы можем обнаружить объекты на больших красных смещениях. Это важно как для космологических исследований, так и позволяет детальнее изучать внутреннюю структуру линзированных квазаров, которые, вообще говоря, можно выделить в отдельный класс АЯГ [см., например, 91–94].

Объект Q0957+561 (RA=10:01:20.7, Dec=+55:53:55.6, J2000) — первый обнаруженный гравитационно-линзированный квазар [95]. Линзированное изображение квазара состоит из двух компонент А и В с разделением в $\sim 6''$. Сам квазар находится на красном смещении $z = 1.41$ и линзируется галактикой на $z = 0.36$, входящей в кластер галактик [см., например, 96–100]. Спектры компонент квазара содержат широкие эмиссионные линии [см., например, 95; 98], характерные для АЯГ 1-го типа. Компоненты А и В многократно наблюдались в рентгеновском [см., например, 101] и радиодиапазонах [см., например, 102–105]. Оптические наблюдения линзированного квазара показали наличие временной задержки между компонентами, составляющей около 420–425 дней [см., например, 106–113, и др.]. Кроме того, была обнаружена поляризация обоих изображений квазара [114].

Имея в виду, что квазар Q0957+561 относится к АЯГ 1-го типа, мы можем предположить наличие экваториального рассеяния в его центральных областях. Кроме того, спектрополяриметрические наблюдения линзированных квазаров в целом могут дать очень полезную информацию об их структуре [см., например, 94; 115–118, и др.]. Однако природа поляризации в линзированных квазарах до сих пор до конца не изучена: поляризованное излучение может генерироваться как в самом АЯГ [119], так и при специфических условиях при линзировании. Например, сравнение поляриметрических характеристик компонент линзированного квазара SDSS J1004+4112 [94] показало, что значительное изменение параметров поляризации, наблюдаемое только в компоненте D, может быть объяснено микролинзированием области рассеяния, расположенной внутри пылевого тора [см. модель, приведенную в 94]. Большую ясность могли бы внести спектрополяриметрические наблюдения гравитационно-линзированных квазаров, однако яркость большинства объектов обычно не позволяют исследовать

их в этом режиме. В этом смысле Q0957+561 является наиболее подходящим линзированным квазаром из-за значительного разнесения компонент на небесной плоскости и их относительно высокой яркости яркости (порядка 17 зв.в. в полосе g-sdss).

3.2.1 Спектрополяриметрические наблюдения и их результаты

Спектрополяриметрические наблюдения Q0957+561 были проведены на телескопе БТА с прибором SCOPRIO-2 16 февраля 2020 года в хороших атмосферных условиях (качество изображений $1.2''$ и вариации атмосферной деполяризации $<1\%$). Мы использовали двойную призму Волластона (WOLL-2) в качестве анализатора поляризации. Ширина щели составляла $2''$ при высоте $1'$. Щель проходила через оба компонента линзированного квазара (позиционный угол 168°). Была получена серия спектров квазаров с суммарной экспозицией 3900 сек со спектральным разрешением 14\AA в диапазоне $4200\text{-}7400\text{\AA}$ (решетка VPHG940@600). Изображения регистрировались на ПЗС-матрице E2V42-90 формата 4096×2048 пикселей [120]. В ту же ночь были получены спектры спектрополяриметрических стандартов (звезды G191B2B и BD+59 389) на близких зенитных расстояниях для калибровки нулевого уровня пропускания поляризационного тракта. Параметры Стокса рассчитывались так же, как и для квазара SBS 1419+538 (формула 3.2). Степень и угол поляризация рассчитывались по формулам 1.2.

Результаты спектрополяриметрии компонент линзированного квазара Q0957+561 представлены на рис. 3.3. Как видно из рисунка, поляризация двух компонент квазара несколько отличается, в то время как ожидаемый S-образный профиль угла поляризации в широких линиях, в первую очередь в Mg II, вызванный экваториальным рассеянием излучения BLR, мы обнаружить не смогли.

Первая панель на рис. 3.3 показывает интегральные спектры компонентов А и В (верхняя панель) для сравнения с поляризованными спектрами (панели 2-5). На каждой из панелей 2–5 представлены средние робастные оценки параметров поляризации и их погрешности для полос g-SDSS (слева) и r-SDSS (справа). Робастная оценка, сделанная по серии экспозиций, где наблюдае-

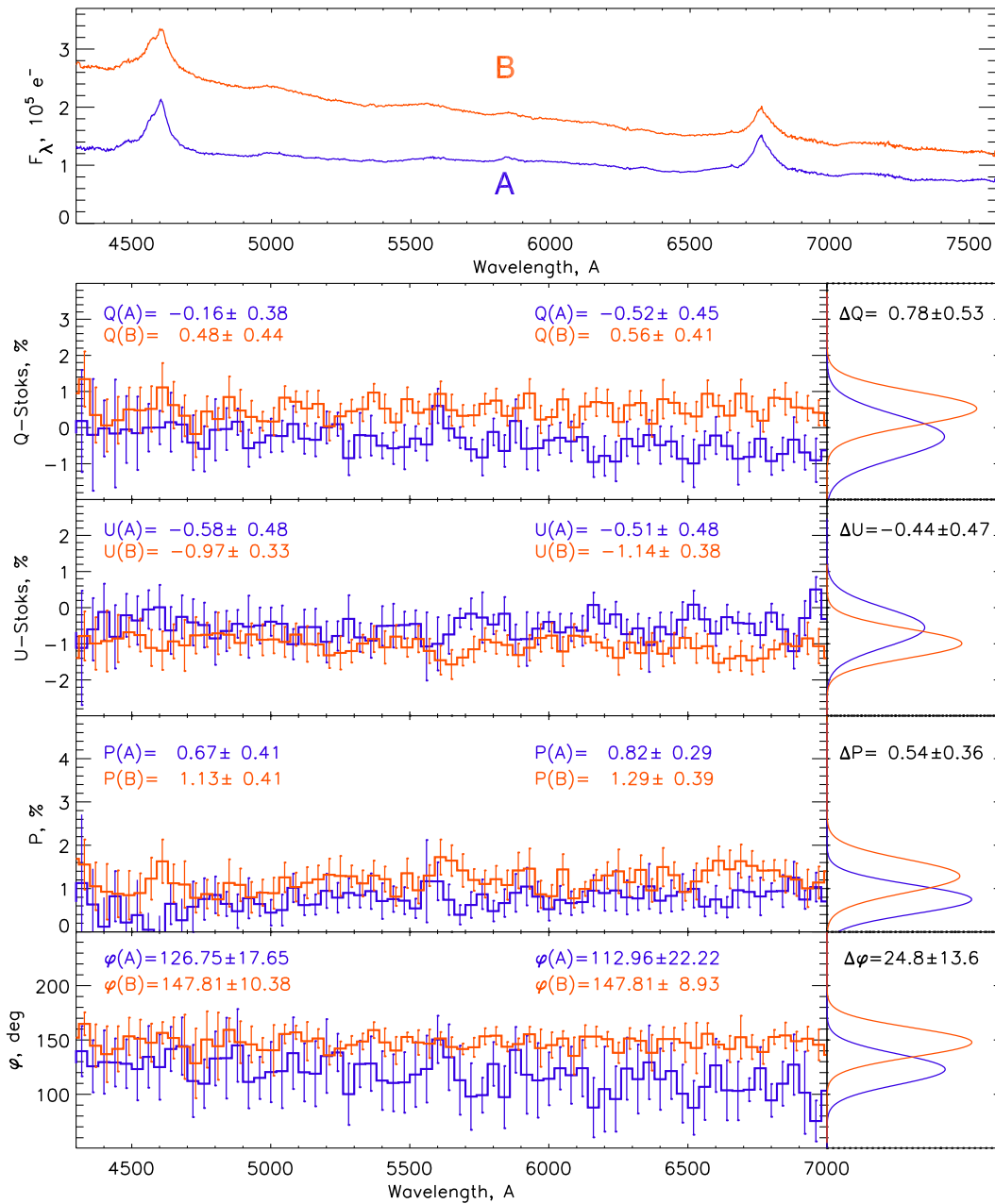


Рисунок 3.3 — Спектры компонентов А и В (первая панель) и их параметры поляризации в зависимости от длины волны (панели 2-5). Изменения наблюдаемых параметров Стокса (2-я и 3-я панели), степени поляризации (4-я панель) и угла плоскости поляризации (5-я панель) для компонентов А (синий) и В (красный) линзированного квазара Q0957+561.

Спектрополяриметрические данные на 2-5 панелях бинированны в окне шириной 40\AA . На панелях 2-5 показана оценки для каждого параметра в полосах g-SDSS (слева) и r-SDSS (справа). Справа от панелей 2-5 показаны распределения значений параметров и их среднюю разницу между компонентами В и А.

мые значения считаются случайными, является несмещенной для параметров Стокса Q и U . Приведенные погрешности представляют собой робастное стандартное отклонение. Сверху вниз показаны параметры Стокса Q (2-я панель), U (3-я панель) и параметры поляризации: степень поляризации P в процентах (4-я панель) и угол поляризации φ (5-я панель). Параметры компонента В обозначаются красным цветом, а параметры компонента А — синим. Все величины даны как функции длины волны и бинированы в окне шириной 40\AA .

При детальном рассмотрении рис. 3.3 видно, что для всех параметров поляризации между компонентами наблюдаются различия. Эта разница стабильна по длине волны, невелика и находится на пределе точности: реальная точность оценок параметров Стокса и степени поляризации составляет около $0.5 \div 0.7\%$, а точность оценки угла составляет $15^\circ \div 25^\circ$, причем точность измерения параметров поляризации несколько выше для более яркой компоненты В, чем для А. Для более точного анализа на правых сторонах панелей 2–5 мы приводим распределения параметров поляризации для каждого из компонент квазара. Видно, что параметры поляризации статистически различаются, что не может быть объяснено эффектами обработки данных.

Таким образом, особенности экваториального рассеяния не наблюдаются в компонентах квазара Q0957+561. Сравнивая интегральные спектры с поляризованными, можно сделать вывод, что компоненты Q0957+561 А и В не имеют существенных изменений угла поляризации вдоль широких эмиссионных линий на уровне погрешностей. Результаты наших наблюдений указывают на то, что в АЯГ могут присутствовать другие эффекты, среди которых выделим следующие:

- наличие в Q0957+561 области, деполаризующей излучение, например, горячей короны над областью BLR (аналогичный эффект был обнаружен в радио-громком АЯГ 3C390.3 [121]). Этот сценарий возможен потому, что Q0957+561 также является радио-громким объектом, в котором наблюдаются протяженные радиоструктуры у обеих компонент [см. 102; 122]. Кроме того, в УФ-диапазоне спектра могут излучать истечения из ядра, представляющие собой биконические структуры над плоскостью аккреционного диска [123];
- альтернативным объяснением отсутствия поляризации в широких линиях может быть то, что экваториальное рассеяние хотя и присутствует в центральных областях, но размер области BLR сравним с внутренним

радиусом тора. При таком условии поляризация в широких линиях не может быть обнаружена [см. 124].

Поляризация в континууме, по-видимому, зависит от длины волны, показывая большую степень поляризации, чем больше длина волны. Степень поляризации и угол поляризации различны в компонентах А и В. Ранее было обнаружено [114], что поляризация в обеих компонентах должна быть $P \leq 3.2\%$ (по верхнему пределу 2σ), что сопоставимо с нашими измерениями, которые показывают поляризацию на уровне 1%.

Таким образом, несмотря на то, что обнаружить экваториальное рассеяние в линзированном квазаре Q0957+561 не удалось, на основе полученных нами поляриметрических данных мы обнаружили другие эффекты, связанные с состоянием поляризации компонент квазара. Было обнаружено (рис. 3.3), что между состоянием поляризации компонент А и В присутствует систематическая разница. Параметры Стокса компонент систематически различаются примерно на величину среднеквадратичного отклонения, а разность монотонно увеличивается с длиной волны. Обнаружение такого эффекта было неожиданным, так как эффект гравитационного линзирования не должен в общем случае зависеть от спектрального состава излучения. Для более детального изучения обнаруженного нами эффекта с помощью более точных поляриметрических данных мы провели дополнительные наблюдения квазара Q0957+561 в режиме поляриметрии в широких фильтрах.

3.2.2 Фотометрия и поляриметрия Q0957+561 и результаты наблюдений

Поляриметрические наблюдения компонентов А и В линзированного квазара Q0957+561 были выполнены 24 апреля 2020 года на спектрографе SCORPIO-2 в фильтрах g-SDSS и r-SDSS. Использовался новый приемник CCD261-84 формата 2048 × 4096 с размером пикселя 15 мкм. Эта ПЗС-матрица изготовлена по новой технологии "high-rho", используемой для увеличения толщины кремния, чтобы повысить чувствительность матрицы в инфракрасном диапазоне. Такой приемник, кроме своей высокой квантовой эффективности во всем видимом диапазоне ($>90\%$ в диапазоне 4000-9000Å и $>40\%$ на длинах

волн 3500\AA и 10000\AA), практически не имеет интерференционной картины, или "фрингов" (их амплитуда составляет $<0.2\%$) в красной области [см. 125]. Особенностью прибора является большое количество следов ударов космических частиц, регистрируемых даже при коротких экспозициях, что создает трудности при обработке данных. В качестве анализатора использовалась одинарная призма Волластона (WOLL-1) в сочетании с вращающейся полуволновой фазовой пластиной. Пластина последовательно ставилась в четыре фиксированных угла: 0° , 22.5° , 45° и 67.5° . Для каждого угла поворота пластины было сделано по 8 экспозиций, на каждой из которых на приемник регистрировались 2 изображения в обыкновенном и необыкновенном лучах, как показано на рис. 3.4. Всего было получено 32 изображения с экспозициями по 200 сек. Параметры Стокса Q и U рассчитывались по формулам 1.3.

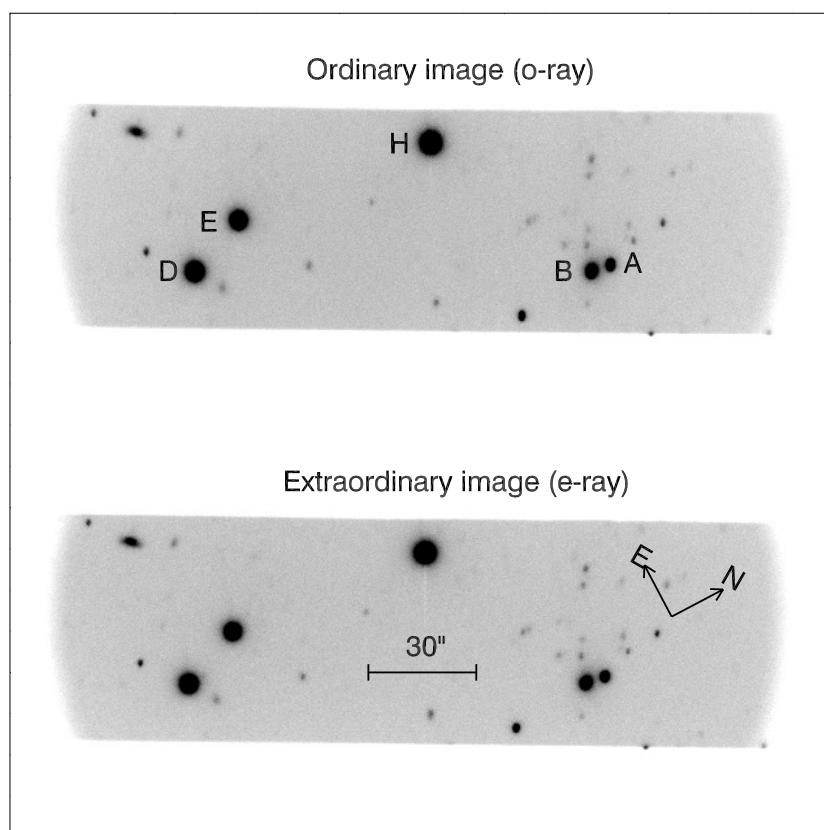


Рисунок 3.4 — Сравнение обыкновенного ("o") и необыкновенного ("e") изображений.

Вариации атмосферной прозрачности во время наблюдений не превышали 0.5% , а качество изображений составляло $1.4-1.7''$. Для определения уровня инструментальной поляризации в том же режиме снимался стандарт нулевой поляризации BD+32 3739, а высоко поляризованный стандарт Hiltner 960 наблюдался для контроля угла поляризации. Вторичные стандарты в поле

Таблица 3 — Фотометрические измерения компонент Q0957+561.

| Объект | g-SDSS | r-SDSS | (g-r) |
|----------|-----------------------|-----------------------|-------------|
| Звезда D | 15.481±0.002 (15.486) | 14.946±0.003 (14.951) | 0.535±0.004 |
| Звезда E | 15.858±0.003 (15.816) | 15.240±0.002 (15.217) | 0.599±0.005 |
| QSO A | 17.825±0.004 | 17.504±0.004 | 0.321±0.006 |
| QSO B | 17.159±0.002 | 16.895±0.003 | 0.264±0.004 |

Q0957+561 (звезды D, E и H, как показано на рис. 3.4), взятые из статьи [111], были использованы для фотометрической привязки. Величины этих звезд в фильтрах g-SDSS и r-SDSS взяты из статьи [112]. На отдельных кадрах отношение сигнал/шум составляет 300-400 для квазара и >2000 для опорных звезд в поле. Однако вариации атмосферной прозрачности могут ухудшить точность фотометрии, поэтому при анализе данных мы использовали метод дифференциальной фотометрии и поляриметрии, подробно описанный в статье [126]. Чтобы определить абсолютные значения интегрального потока, мы складывали измерения, полученные из двух ортогональных направлений поляризации. Таким образом, для каждого объекта в каждом фильтре было проведено 32 независимых измерения. В таблице 3 приведены результаты фотометрии компонентов A и B квазара Q0957+561 и двух опорных звезд D и E относительно звезды H.

В таблице 4 приведены результаты измерения поляризационных параметров Q0957+561 с использованием как спектрополяриметрических данных, так и данных поляриметрии изображений. Оценки, основанные на данных спектрополяриметрии, получены интегрированием поляризационных спектров в диапазонах полос g-SDSS и r-SDSS. Точность поляриметрии составляет ~0.1-0.2% степени поляризации и ~2-3° угла поляризации.

Данные поляриметрии подтверждают обнаруженную на спектрополяриметрических данных разницу в степени поляризации компонентов A и B в 1.5 раза. Степень поляризации для каждого компонента не зависит от длины волны в пределах погрешности. Угол поляризации компонента B одинаков в пределах погрешности в синей и красной частях спектра и равен ~150°. Для компонента A угол поляризации изменяется вдоль длины волны: от 130° в синей области до ~120° в красной.

Таблица 4 — Результаты поляриметрии Q0957+561.

| Фильтр | | $Q, \%$ | $U, \%$ | $P, \%$ | $\varphi, ^\circ$ |
|---------------------------------|---|------------------|------------------|-----------------|-------------------|
| Спектрополяриметрия, 16/02/2020 | | | | | |
| g-SDSS | A | -0.16 ± 0.38 | -0.58 ± 0.48 | 0.67 ± 0.41 | 127 ± 18 |
| | B | 0.48 ± 0.44 | -0.97 ± 0.33 | 1.13 ± 0.41 | 148 ± 10 |
| r-SDSS | A | -0.52 ± 0.45 | -0.51 ± 0.48 | 0.82 ± 0.29 | 113 ± 22 |
| | B | 0.56 ± 0.41 | -1.14 ± 0.38 | 1.29 ± 0.39 | 148 ± 9 |
| Поляриметрия, 24/04/2020 | | | | | |
| g-SDSS | A | -0.16 ± 0.20 | -0.78 ± 0.14 | 0.75 ± 0.08 | 130 ± 3 |
| | B | 0.65 ± 0.17 | -0.81 ± 0.25 | 1.04 ± 0.07 | 153 ± 2 |
| r-SDSS | A | -0.39 ± 0.06 | -0.52 ± 0.09 | 0.67 ± 0.09 | 117 ± 3 |
| | B | 0.61 ± 0.06 | -0.99 ± 0.09 | 1.16 ± 0.05 | 151 ± 2 |

3.2.3 Обсуждение

Проведенные нами спектрополяриметрические и поляриметрические наблюдения компонент гравитационно-линзированного квазара Q0957+561 не позволили нам обнаружить ожидаемый эффект поворота плоскости поляризации в широких линиях, указывающих на экваториальное рассеяние, зато показали два неожиданных эффекта: зависимость поляризации от длины волны и систематическую разницу состояния поляризации в двух компонентах.

В целом, природа наблюдаемой поляризации континуума в Q0957+561 может быть обусловлена рассеянием электронов в плоскопараллельной атмосфере аккреционного диска. В этом случае можно ожидать, что электрический вектор перпендикулярен оси симметрии диска, то есть перпендикулярен направлению джета [127]. Это подтверждается рис. 3.5. На основе этого можно сделать вывод, что основной вклад в континуальную поляризацию источника действительно вносит излучение аккреционного диска. Однако в этом случае появляется проблема, связанная с объяснением зависимости поляризации от длины волны. Существует несколько идей о механизмах, генерирующих в АЯГ поляризованное излучение, характеристики которого изменяются в зависимости от длины волны [см. 9; 128], например, при наличии истечений из аккреционного диска или "горячей короны" [см. 9]. Такой эффект можно ожидать в Q0957+561, так

как линия $\text{Ly}\alpha$ демонстрирует профиль типа P-Cyг [см., например, 114; 129], который указывает на истечение горячего газа.

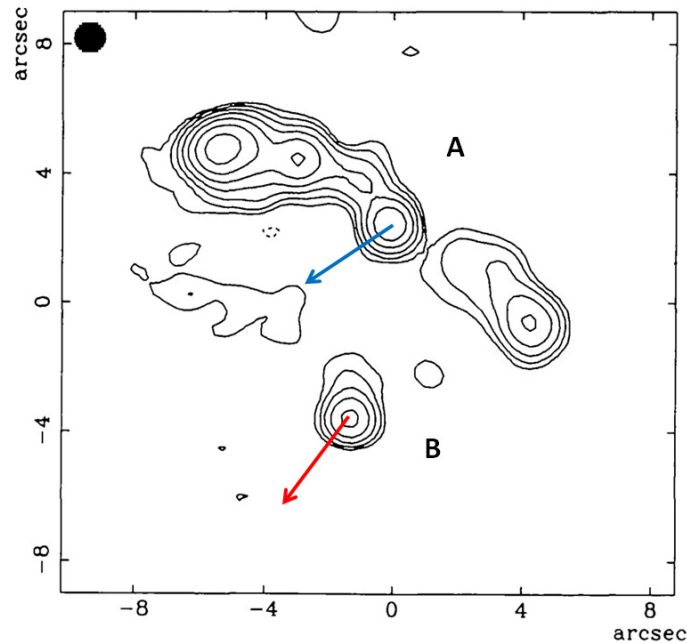


Рисунок 3.5 — Ориентация векторов поляризации в компонентах А и В линзированного квазара Q0957+561. Векторы (в виде стрелок) накладываются на составное радиоизображение объекта, взятое из [104].

Разница в направлении поляризации компонентов А и В составляет примерно $\Delta\varphi_{AB} \sim 20^\circ$. При этом разница между проекциями радиоджетов хоть и существует, но величина её меньше — $\Delta\theta \sim 10^\circ$ [см. рис. 5 в 130]. Это различие в проекциях угла джета между А и В можно увидеть также в статье [131, см. там рис. 1] и [132, см. там рис. 2]. Это может указывать на два возможных сценария. Первый сценарий заключается в том, что разница углов поляризации вызвана эффектом гравитационного макролинзирования и/или микролинзирования источника континуума. В другом случае разница углов поляризации между компонентами может быть вызвана прецессией системы джет-диск, так как временная задержка между компонентами А и В достаточно велика для обнаружения такого эффекта — около 420 дней [см. 112; 113].

Рассматривая сценарий линзирования, в общем случае нельзя ожидать, что гравитационная линза поляризует излучение источника [см. 133]. Однако существует модели, где эффекты линзирования влияют лишь на часть источника, где присутствуют механизмы поляризации, из-за чего наблюдатель видит искажение поляризационных характеристик источника. Такой эффект, например, был представлен в работе [94] по линзированному квазару SDSS J1004+4112,

где параметры поляризации одного из компонент сильно отличались от других изображений квазара вследствие эффектов микролинзирования. Подобный эффект можно ожидать в радиогромких квазарах, где поляризация континуума может иметь две составляющие: порождающуюся в аккреционном диске и синхротронную поляризацию джета. При этом, согласно работе [94, и ссылки внутри], из-за разных геометрических размеров этих областей мы можем наблюдать комплексный эффект действия микро- и макролинзирования, причем вклад их в компоненты может быть разным из-за разного прицельного расстояния изображений квазара от линзирующей галактики. В любом случае, разделить эти эффекты при наблюдениях в очень близкие эпохи, какими мы здесь оперируем, нельзя, из-за чего мы предполагаем проведение дальнейших поляризационных наблюдений.

Как мы уже отмечали выше, второй сценарий может заключаться в том, что наблюдаемая разница в угле поляризации вызвана неодновременностью прихода сигнала в разных компонентах Q0957+561 к наблюдателю и прецессией системы диск–джет. Несмотря на то, что такой механизм кажется вполне правдоподобным, наблюдения VLBI, полученные в разные эпохи, показывают одинаковую ориентацию струи на изображениях А и В [см. 105; 132]. Из-за этого мы делаем вывод, что прецессия джета маловероятна.

3.3 Выводы и результаты Главы 3

В данной главе мы приводим и анализируем спектрополяриметрические данные, полученные на БТА для двух далеких АЯГ 1-го типа.

В случае квазара SBS 1419+538 ($z = 1.86$) впервые были получены спектрополяриметрические данные, демонстрирующие особенности профиля угла поляризации в широкой линии Mg II, характерные для механизма экваториального рассеяния. Это позволило доказать на примере реальных наблюдений возможность применения спектрополяриметрического метода оценки масс по наблюдениям линий УФ-диапазона, что было ранее в Главе 2 продемонстрировано нами на численных моделях. Таким образом, SBS 1419+538 стал первым далеким квазаром, масса СМЧД в котором измерена на основе наблюдаемых особенностей экваториального рассеяния.

Для гравитационно-линзированного квазара Q0957+561 также была сделана попытка оценить массу СМЧД по спектрополяриметрии УФ линий Mg II и C III]. Ни в одном из двух линзированных изображений квазара обнаружить эффекты экваториального рассеяния не удалось, из-за чего мы делаем вывод, что этот механизм не является доминирующим в Q0957+561. Вместо этого благодаря нашим наблюдениям было обнаружено два неожиданных эффекта в поляризованном излучении квазара, которые ранее за более чем 40-летнюю историю исследований объекта не наблюдались: зависимость поляризации в континууме от длины волны и систематическая разница поляризации между компонентами. Объяснение таких нетипичных в случае гравитационного линзирования особенностей поляризованного излучения квазара требует дополнительных наблюдений; в качестве наиболее правдоподобной интерпретации мы предполагаем, что поляризация генерируется в аккреционном диске или его короне, где имеют место истечения, а разница направления поляризации между компонентами вызвана комплексным влиянием макро- и микролинзирования на центральные области квазара.

Глава 4. Новый метод определения размера пылевого тора в галактиках с экваториальным рассеянием

Поскольку центральные области АЯГ остаются оптически неразрешимыми, область, где BLR переходит в пылевой тор, сравнительно слабо изучена. Отсутствие данных о температуре, химическом составе и расстояниях внутри центрального парсека ограничивает использование и развитие теоретических моделей [например, 134; 135] для определения радиуса сублимации пыли в АЯГ. Более того, в большинстве случаев теоретические предсказания не согласуются с данными наблюдений.

В работах Смита [119] и Гаскелла и Гусманна [136] было выдвинуто предположение, что между пылевым тором и областью BLR в экваториальной плоскости находится некоторая переходная область, состоящая из свободных электронов и небольшого процента частиц пыли. Эта переходная зона считается областью экваториального рассеяния и, исходя из определения, близка и к радиусу сублимации пыли, т.е. такому положению от центрального ионизирующего источника, где физические условия среды подходят для стабильного существования хотя бы некоторых частиц пыли, и к положению внутренней границы пылевого тора. Также эта область ответственна и за экваториальное рассеяние излучения центральных частей АЯГ: при экваториальном рассеянии излучения области BLR появляются специфические поляризационные сигнатуры вдоль профилей эмиссионных линий, в то время как без рассеяния эмиссионная линия должна быть поляризована так же, как и континуум рядом. Как это было показано в Главах 2 и 3, наблюдаемые особенности поляризации в широких линиях позволяют в итоге оценить массу СМЧД.

Наличие области рассеяния в экваториальной плоскости в центральных частях АЯГ указывает на плавный переход BLR в пылевой тор с постепенным увеличением оптической толщины τ (численное моделирование показывает, что в области рассеяния оптическая толщина τ должна быть >0.1 [136] и лежать пределах $1 < \tau < 3$ [67]). Однако расстояние до области экваториального рассеяния R_{sc} на сегодняшний день определяется лишь косвенно. Обыкновенно предполагается, что R_{sc} равен размеру пылевого тора, определяющемуся сейчас при помощи наблюдений в ИК-диапазоне. В этой главе будет показано, насколько подобные ИК-оценки могут использоваться при исследованиях экваториального

рассеяния в АЯГ, какую неопределенность они вносят в оценку массы СМЧД методом спектрополяриметрии и предложим альтернативный подход к оценке R_{sc} .

4.1 Размеры структур в АЯГ

4.1.1 Оценка размера области BLR

Несмотря на то, что центральные области активных ядер остаются оптически неразрешимы ни для наземных, ни для космических инструментов, в настоящий момент сложилось определенное понимание шкалы расстояний внутри АЯГ.

Большой шаг в этом направлении был сделан благодаря применению метода эхокартирования областей BLR в АЯГ, где формируются эмиссионные линии [55; 137; 138], которого мы касались в начале Глав 2 и 3. По мере накопления наблюдательных данных, была обнаружена зависимость размера BLR R_{BLR} от светимости ядра [139], а также стратификация области BLR — размер области в данной линии тем больше, чем ниже потенциал ионизации [140]. Со временем стало понятно, что наибольшая временная задержка сигнала наблюдается в линии $H\alpha$ [это можно найти путем сравнения данных наблюдений более чем 40 галактик, см. 53] и, следовательно, более или менее характеризует положение границы BLR. Здесь также важно учитывать, что при использовании метода эхокартирования измеряется временная задержка, соответствующая максимуму кросс-корреляционной функции, поэтому размеры, полученные из оценки задержки между континуальным потоком и потоком в линии — так называемый фотометрический радиус BLR [см. 139; 141] — могут дать заниженную оценку размера R_{BLR} .

4.1.2 Оценка размера газово-пылевого тора

По мере удаления от центрального источника, энергии на ионизацию среды начинает не хватать, свободные электроны рекомбинируют, начинается доминирование нейтрального газа, а затем, когда температура становится достаточно низкой, начинают появляться частицы пыли. Газово-пылевая структура, окружающая активное ядро (т.н. пылевой тор), наблюдается в АЯГ в ИК-диапазоне. В настоящее время существует два метода определения внутреннего радиуса пылевого тора. Первый метод — это интерферометрия в ближнем и среднем ИК-диапазонах, при которой разрешаются центральные области АЯГ (до нескольких десятых долей парсека в ближайших галактиках). Этот метод сильно ограничен и использовался только для ~ 24 АЯГ [141–144, и др.]. Кроме того, применяется метод эхокартирования, ориентированный на поиск отклика излучения в ближнем ИК-диапазоне (обычно в K -полосе) на ионизирующую (оптическую) переменность континуума. Сами по себе реверберационные наблюдения даже BLR-областей требуют большого количества телескопного времени, а для оценки размера пылевого тора требуется в несколько раз больше времени из-за его физически больших размеров. Например, размер пылевого тора в четыре раза больше, чем BLR, в случае галактики NGC 4051 [145–147] и в пять раз больше для галактики NGC 4151 [141; 148; 149]. Из-за этого до последнего времени ИК-эхокартирование было успешно применено для измерения внутреннего радиуса тора только у ~ 20 АЯГ [145; 150–154]. Однако недавно в статье [155] были опубликованы результаты ~ 20 -летней наблюдательной кампании для 587 квазаров в диапазоне красных смещений $0.3 \lesssim z \lesssim 2$.

Кишимото и др. [141] обнаружили систематическую разницу между размерами пылевого тора, полученными с помощью различных методов наблюдений. Тогда было сделано предположение, что ИК-эхокартирование чувствительно к участкам пылевого тора, более близким к центральному источнику, чем область максимальной яркостной температуры в полосе K , определяемой методом интерферометрии (особенно с использованием модели тонкого кольца в случае протяженной области). Кроме того, в работе [141] результат, полученный методом ИК-интерферометрии на телескопах Кека, характеризовали как "зондирование радиуса сублимации пыли". Понятно, что ИК-излучение АЯГ порождается в основном тепловым пылевым излучением пыли, и в обоих

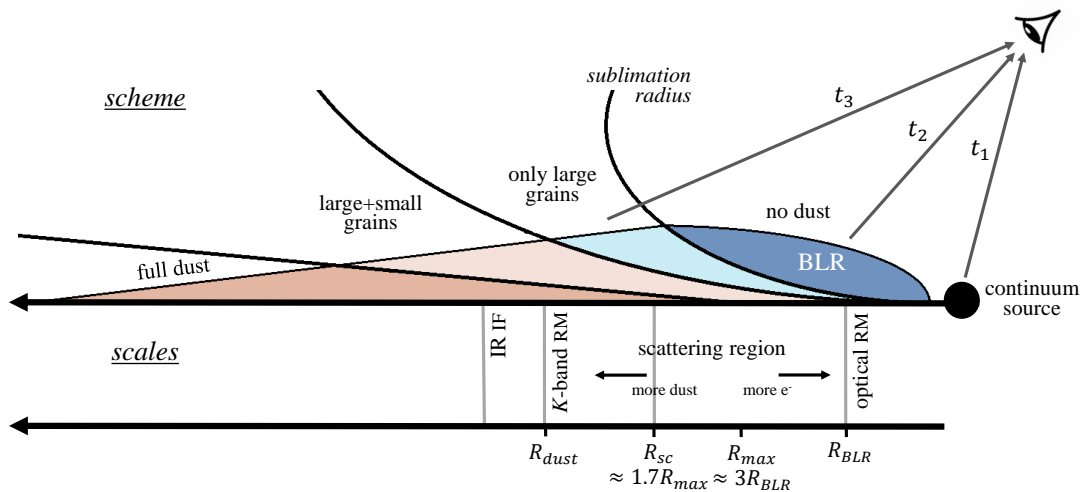


Рисунок 4.1 — Размеры областей в центральной парсеке АЯГ. Верхняя часть рисунка иллюстрирует схему распределения пыли внутри АЯГ, введенную [156]. t_1 , t_2 и t_3 соответствуют моментам, когда сигнал поступает к наблюдателю от центрального ионизирующего источника, области BLR и области рассеяния соответственно. Нижняя часть показывает приблизительную шкалу размеров, соединяющую фотометрический радиус BLR R_{BLR} , наблюдаемый методом эхокартирования ("optical RM"), максимальный радиус BLR R_{max} , размер области рассеяния R_{sc} и внутренний радиус пылевого тора R_{dust} , измеренный методом ИК-эхокартирования ("K-band RM") и методом ИК-интерферометрии ("IR IF"). Масштабные отношения взяты из статьи [62].

методах проводятся наблюдения области на расстоянии R_{dust} от центральной машины, где пыль доминирует. Таким образом, похоже, что получаемый в ходе ИК-наблюдений размер представляет собой верхний предел радиуса сублимации пыли.

4.1.3 Область рассеяния и поляризация АЯГ 1-го типа

Наличие области экваториального рассеяния, с одной стороны, и теоретическая модель перехода из области BLR в пылевой тор [см. 157, и ссылки внутри] — с другой, указывают на то, что при удалении от ионизирующего источника доминирование свободных электронов плавно переходит в доминирование пыли. При этом оптическая толщина τ также постепенно увеличивается, что приводит к появлению рассеивающего "экрана" с размытыми границами. Радиальный размер и положение "экрана" не определены точно, но из общих представлений они должны лежать в пределах $R_{\text{BLR}} \leq R_{\text{sc}} \leq R_{\text{dust}}$. Существующие модели [67; 72] основаны на предположении, что томсоновское рассеяние доминирует в области экваториального рассеяния, однако также учитывается вклад рассеяния Ми и Рэлея. По доминирующему типу рассеяния можно сделать вывод, что R_{sc} соответствует нижнему пределу радиуса сублимации пыли.

Поскольку область экваториального рассеяния была введена для объяснения происхождения специфических особенностей поляризации в АЯГ 1-го типа, вскоре появилась идея применить метод эхокартирования к поляризованному излучению. Моделирование, выполненное Гусманном и др. [158], показывает, что кросс-корреляционный анализ должен выявить временную задержку между интегральным потоком и потоком, поляризованным вследствие экваториального рассеяния, а полученная задержка должна характеризовать расстояние между областями, где соответствующее излучение генерируется. Заметим, что расчеты в статье [158] не были привязаны к определенным диапазонам длин волн, соответственно, из моделирования не ясно, имеется в виду континуальное излучение или излучение в линиях. Подход [158] был применен к наблюдениям близкой сейфертовской галактики 1-го типа NGC 4151 [159], где ранее были обнаружены в поляризованном свете особенности экваториального рассеяния [см. 160]. Наблюдения проводились в интегральном свете в полосе U , соответствующей излучению ионизирующего источника, и в поляризованном свете в полосе B (охватывающей континуум и широкую линию $\text{H}\beta$). Кросс-корреляционный анализ обнаружил 8-дневную задержку между интегральным потоком в U и поляризованным потоком в B . Этот результат оказался сопоставимым с оценкой размера BLR в линии $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$, которая составляет по разным данным в разные эпохи от 2 до 10 световых дней для NGC 4151 [148;

149; 161]. Более того, наблюдаемая временная задержка также заметно меньше ожидаемого размера внутренней границы пылевого тора. Это указывает на то, что обнаруженная в эксперименте область рассеяния расположена вблизи (или даже внутри) BLR и согласуется с современными представлениями об источниках из центральных областей АЯГ, горячей короне и прочих структурах вблизи аккреционного диска.

Для анализа результата, полученного в работе [159], следует иметь в виду механизмы, ответственные за формирование поляризации в АЯГ 1-го типа. Выше в Главе 1 мы рассматривали два класса механизмов поляризации АЯГ — "внутренние" (относящиеся к излучению аккреционного диска, рассеянию в горячей околодисковой среде, синхротронному излучению джета) и "внешние" (экваториальное и полярное рассеяния). Поляризация, производимая всеми упомянутыми механизмами, суммируется и в основном не может быть однозначно разделена, что, например, и происходит при наблюдениях континуального излучения в широких полосах (например, в фильтре B , как в работе [159]): множественные источники поляризации могли внести свой вклад в конечный результат, и экваториальное рассеяние в широкой линии $H\beta$ было только одним из них. Исходя из полученных размеров области, мы можем заключить, что это размер области рассеяния, но не *экваториального*.

Рассмотрим здесь также вопрос о собственной поляризации излучения в широких линиях, обусловленной переносом излучения. В отличие от замагниченного аккреционного диска или релятивистского джета, внутри области BLR нет очевидных и сильных поляризационных механизмов. Область BLR считается дискообразной структурой, состоящей из газовых облаков, излучающих независимо, и из-за преобладания классического процесса переноса излучения в этих облаках собственная поляризация BLR должна быть практически тождественно равна нулю. Это предположение будет использовано далее. Однако рассмотрим всё же несколько механизмов поляризации, которые могут влиять на поляризацию излучения в широкой линии.

- *Распространение в среде.* Поляризация чувствительна к анизотропии среды. Учитывая то, что в разумном приближении среда в газовых облаках BLR изотропна и магнитное поле отсутствует, можно сделать вывод, что излучение BLR не поляризовано. Важно отметить, что эффект поляризации лимба (эффект Чандрасекара-Соболева) может иметь место,

но при интегральных наблюдениях области BLR, когда структуру невозможно разрешить на отдельные облака, эффект нивелируется.

- *Рассеяние на свободных электронах в BLR.* Также может иметь место рассеяние на свободных электронах в области BLR. Фотоны из области BLR могут быть рассеяны случайным образом. Однако (i) случайные события рассеяния будут суммированы в наблюдениях, и общая поляризация, произведенная ими, будет стремиться к нулю; (ii) моделирование Монте-Карло показывает, что большинство фотонов рассеивается только один раз в экваториальной области рассеяния [72].
- *Истечения и ветры в ядре.* В работе [72] было проведено моделирование профиля поляризации широкой эмиссионной линии с учетом радиальных движений вещества в АЯГ. В работе был сделан вывод, что истечения имеют незначительное влияние, за исключением крайних случаев, когда скорость истечений составляет порядка 1000 км/с, при которых профиль широкой линии смещается в сторону коротких волн. Заметим, что этот эффект не наблюдается в большинстве АЯГ. Также, в работе [162], результаты которой подробно изложены в Главе 3, был сделан вывод о том, что высокоскоростные истечения со скоростями порядка 6000 км/с, ожидаемые для более близких к СМЧД областей АЯГ, также не имеют значительного влияния на наблюдаемый эффект экваториального рассеяния.

Все эти аргументы позволяют нам считать в рамках данной работы, что излучение широких линии BLR изначально (до события экваториального рассеяния) не поляризовано. В случае, если какой-либо из внутренних механизмов поляризации внутри BLR оказывается сильнее, чем это следует из расчетов, то поляризация BLR должна оставаться постоянной и быть слабее, чем та, которая формируется в экваториальной области (в противном случае экваториальное рассеяние не является доминирующим механизмом и не обнаруживается для источника). В этом случае поиск задержки между интегральным и поляризованным излучением демонстрирует меньший контраст в пике кросс-корреляционной функции, но максимум функции не будет смещён.

4.2 Новый подход к измерению размера области рассеяния

Основная идея оценки размера экваториальной области рассеяния заключается в измерении временного запаздывания между континуальным неполяризованным излучением и поляризованным потоком широкой эмиссионной линии. Предположим, что переменный поток ионизирующего континуума поступает к наблюдателю в момент времени t_1 (см. рис. 4.1). Переменность ионизирующего континуума вызывает переменность сигнала в широкой эмиссионной линии, которую наблюдатель может обнаружить в момент t_2 . Поскольку эмиссионная линия отражается от "экрана" в области рассеяния, наблюдатель обнаруживает изменение поляризованного потока широкой линии в момент t_3 . Таким образом, временная задержка $R_{\text{BLR}} = c\Delta t_{12} = c \cdot (t_2 - t_1)$, где c — скорость света, дает фотометрический размер BLR, а $R_{\text{sc}} = c\Delta t_{13} = c \cdot (t_3 - t_1)$ дает расстояние до рассеивающего экрана от центрального источника континуума, который мы будем считать точечным.

Для использования этого метода предпочтительно использовать спектрополяриметрические наблюдения (см. пример в следующем разделе). Однако спектрополяриметрические наблюдения требуют больших технических и временных затрат. Поэтому мы предлагаем поляризационные фотометрические наблюдения с узкополосными фильтрами, ориентированными на широкую эмиссионную линию и континуум рядом. Вне зависимости от методики наблюдений, необходимо получить набор из трех параметров Стокса для описания линейной поляризации в спектральных полосах, соответствующих континууму и эмиссионной линии: $\{I, Q, U\}_{\text{cont}}$ и $\{I, Q, U\}_{\text{line}}$. Чтобы найти временную задержку, необходимую для того, чтобы излучение BLR достигло области рассеяния, необходимо сравнить неполяризованный поток континуума и поток поляризованной линии. Неполяризованный поток континуума I_{cont} равен суммарному потоку во всех наблюдаемых направлениях поляризации (в зависимости от типа анализатора). Интегральный поток эмиссионной линии I_{line} можно найти таким же образом. Чтобы вычислить поляризованный поток в линии $I_{\text{pol-line}}$, применяется следующее отношение:

$$\begin{aligned} I_{\text{pol-line}} &= I_{\text{line}} \cdot P, \\ P &= \sqrt{(Q_{\text{line}} - Q_{\text{cont}})^2 + (U_{\text{line}} - U_{\text{cont}})^2}, \end{aligned} \quad (4.1)$$

где P — степень поляризации, $0 < P < 1$. Вычитая параметры Стокса континуума рядом с линией из параметров Стокса широкой линии, исключается вклад различных механизмов поляризации в поляризацию широкой линии (например, инструментальной, межзвездной и др.). В случае, когда поляризация в широкой линии не обусловлена экваториальным рассеянием, все излучение центральных частей АЯГ (аккреционный диск, область BLR и пр.) должно быть поляризовано одинаково, без избытков поляризации вдоль профиля линии, и согласно уравнению 4.1 метод не будет показывать никакой переменности потока поляризованной линии.

4.3 Наблюдательный тест — Mrk 6

Mrk 6 (RA=06:52:12.3, Dec=+74:25:37.2, J2000) — хорошо известная S0 галактика с активным ядром промежуточного типа Sy 1.5 [163], находящаяся на $z = 0.019$. Для проверки описанного выше метода эхокартирования в поляризованном свете мы использовали спектрополяриметрические данные Mrk 6, полученные в рамках мониторинга 2010-2013 гг. [73].

Наблюдения и обработка данных подробно описаны в [73], и здесь мы даем только краткое резюме. Использованные данные наблюдений были получены на телескопе БТА САО РАН с прибором SCORPIO-2 [40] в поляриметрическом и спектрополяриметрическом режимах. В спектрополяриметрическом режиме использовались призма Волластона и фазовая пластина $\lambda/2$ с решетками VPHG1200 (спектральный диапазон 3700-7300Å) и VPHG940 (спектральный диапазон 3700-8400Å). В поляриметрическом режиме использовался дихроичный поляроид с фильтром V шириной 850Å и центральной длиной волны $\lambda_{max} = 5500\text{Å}$. Вместе с объектом наблюдались звезды поля для измерения межзвездной поляризации и звезды-стандарты высокой поляризации для контроля угла поляризации. В каждую эпоху были получены серии экспозиций, позволяющие учесть атмосферные вариации поляризации. Метод поляриметрических наблюдений с прибором SCORPIO описан в статье [27].

Всего было получено 12 эпох спектрополяриметрических данных Mrk 6 в период мониторинга 2010-2013 гг. На рис. 4.2 показаны (сверху вниз) кривые блеска неполяризованного континуального потока на длине волны $\lambda 5100\text{Å}$,

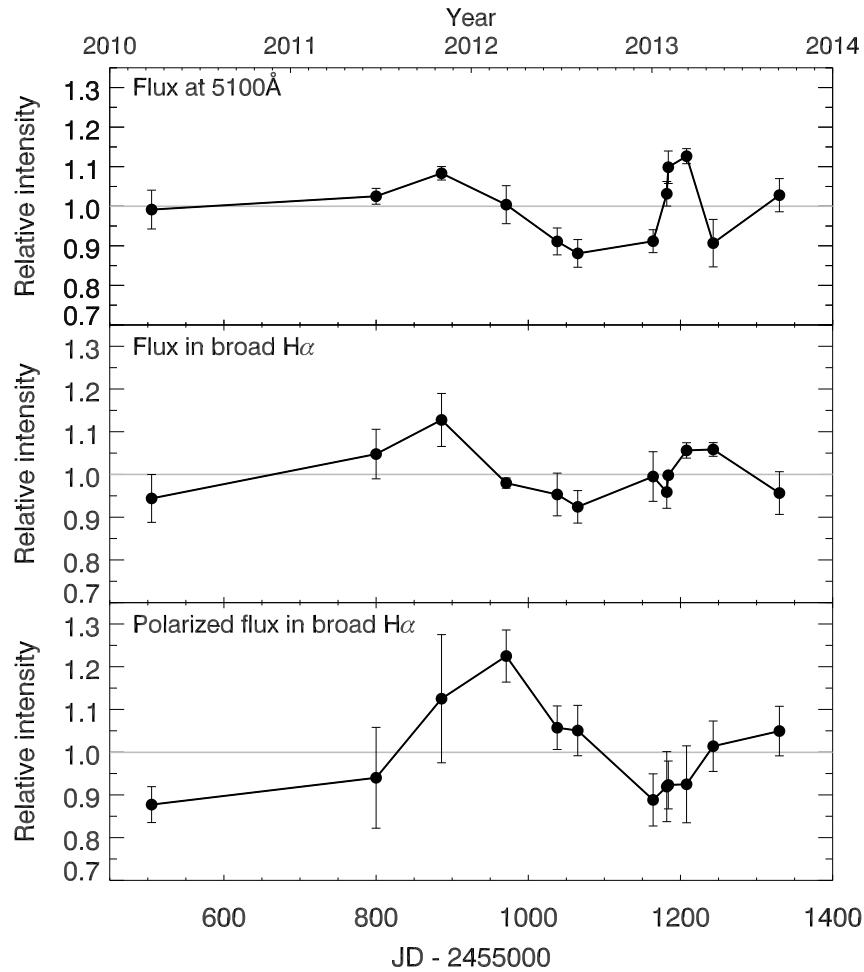


Рисунок 4.2 — Кривые блеска Sy 1.5 Mrk 6: интегральный поток в континууме на длине волны 5100\AA (верхняя панель), интегральный поток в эмиссионной линии $H\alpha$ (средняя панель) и поляризованный поток в эмиссионной линии $H\alpha$ (нижняя панель).

соответствующей ионизирующему континууму [164], неполяризованного потока в эмиссионной линии $H\alpha$ и поляризованного потока в $H\alpha$, соответственно. Все кривые блеска нормированы, вклад долгопериодического тренда переменности вычтен, указанные на рисунке единицы соответствуют относительным интенсивностям.

Для оценки временных задержек между неполяризованным континуальным потоком и поляризованным потоком в эмиссионной линии использовался кросс-корреляционный анализ [165]. Пусть F_{cont} — неполяризованный поток континуума, а $F_{\text{pol-line}}$ — поляризованный поток эмиссионной линии, оба из которых являются конечными дискретными функциями длины N . Тогда кросс-корреля-

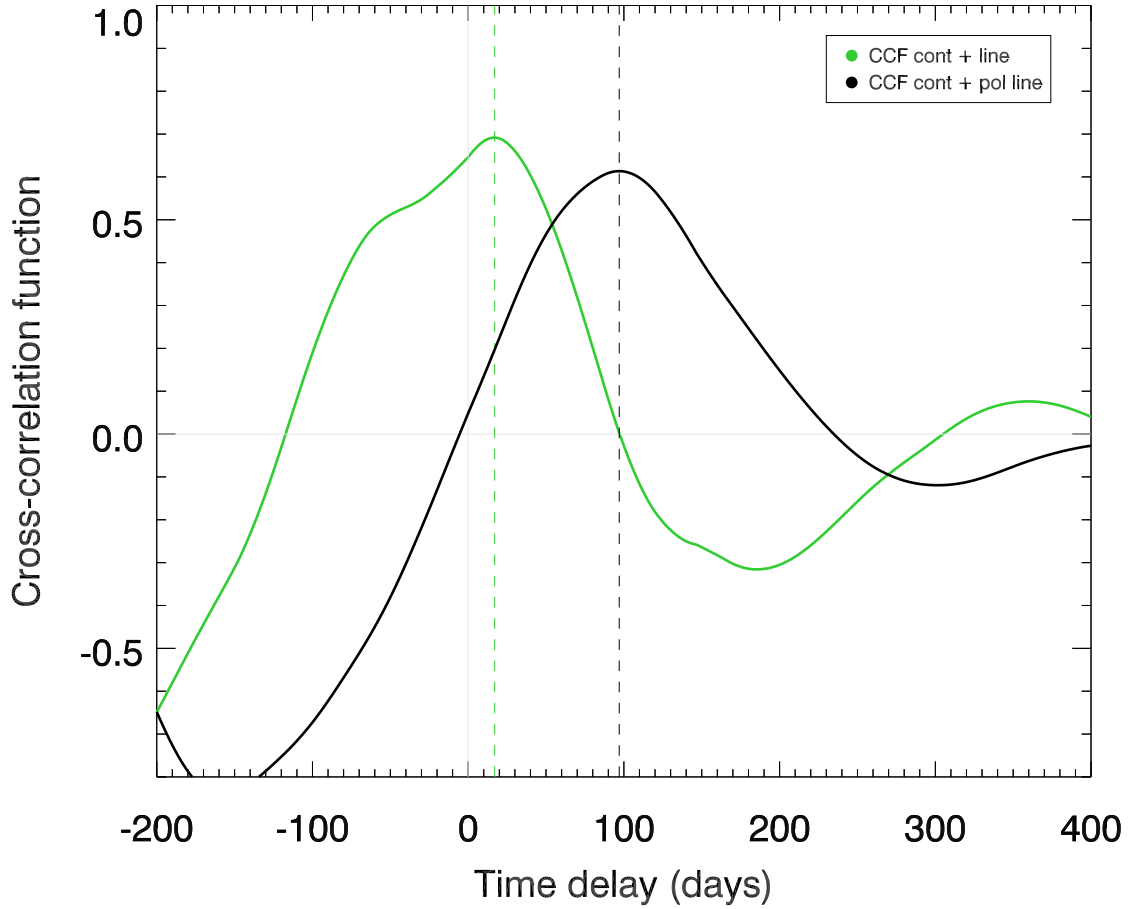


Рисунок 4.3 — Кросс-корреляционная функция неполяризованного потока в континууме относительно неполяризованного потока в линии (зеленым) и неполяризованного потока в континууме относительно поляризованного потока в линии (черным).

ционная функция вычисляется следующим образом:

$$(\tilde{I}_{\text{cont}} \otimes \tilde{I}_{\text{pol-line}})[n] = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} \{\tilde{I}_{\text{cont}}\}_j \cdot \{\tilde{I}_{\text{pol-line}}\}_{j+n},$$

где \tilde{I} — поток, нормированный на дисперсию, а \otimes означает свертку функций. Таким образом, положение максимума кросс-корреляционной функции соответствует сдвигу между двумя функциями. Результат кросс-корреляционного анализа показан на рис. 4.3. Черная кривая показывает кросс-корреляционную функцию, полученную для неполяризованного континуума и поляризованного потока в широкой линии. Временная задержка равна $\Delta t_{13} = 94.7 \pm 6.9$ дня. Наш результат также был сопоставлен с результатами, полученными с использованием кода JAVELIN [166]: $\Delta t_{\text{JAV}} = 99.5 \pm 3.6$ дня, что находится в

хорошем согласии с результатом классического кросс-корреляционного анализа. Эта временная задержка соответствует времени, необходимому для того, чтобы интегральное континуальное излучение, сформированное в центральных областях, достигло области экваториального рассеяния (пылевого тора). Кроме того, тем же методом мы получили временную задержку между неполяризованным континуумом и интегральным потоком в широкой линии, т. е. классическим методом эхокартирования BLR, и оценка размера BLR равна $\Delta t_{12} = 13.0 \pm 6.4$ дня. Эта оценка меньше, чем ранее рассчитанная в работе [73] — $20.3_{-2.1}^{+2.3}$ дня, но находится в пределах допустимой погрешности.

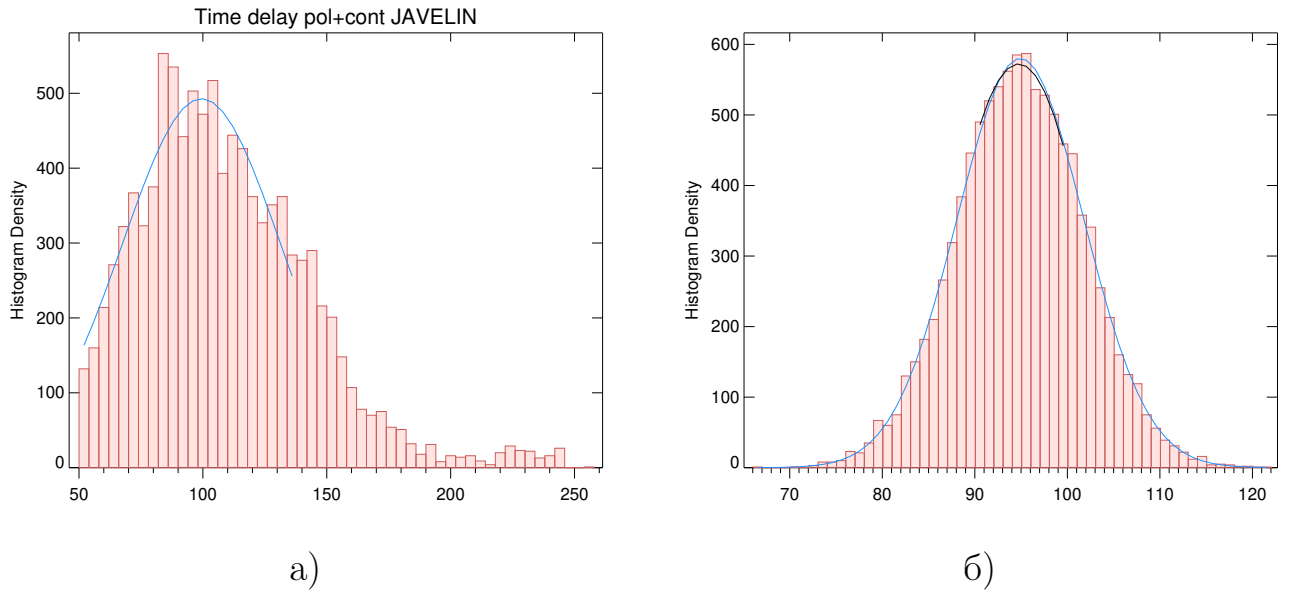


Рисунок 4.4 — а) Постериорные распределения временной задержки, получаемые с помощью кода JAVELIN. б) Распределение значений временной задержки 10 000 рядов данных, смоделированных на основе наблюдаемых кривых блеска Mrk 6 методом bootstrap.

Ошибка измерения временной задержки τ_{13} , полученная с помощью кросс-корреляционного анализа, была оценена методом bootstrap [167]. Bootstrap — это статистический метод, основанный на случайной выборке с заменой. Предполагается, что каждая единица выборки распределена в пределах доверительного интервала величины погрешности потока, данной по кривых блеска (как неполяризованного континуума, так и поляризованной широкой линии). Поэтому статистически учитывается неопределенность измерения потока. Синтезируя ряды исследуемой выборки, можно оценить ее статистические свойства. В этой работе временные ряды переменности блеска (в континууме и поляризованной линии) моделируются с помощью метода bootstrap и

кросс-коррелируются несколько тысяч раз. Распределение результатов кросс-корреляционной функции сходится к распределению Гаусса при увеличении числа модельных рядов. В качестве наиболее надежной временной задержки выбран максимум этого распределения, соответствующий $\Delta t_{13} = 94.7$ дня. Предполагается, что FWHM гауссовской функции, вписанной в полученное распределение, является ошибкой определения задержки $\sigma \Delta t_{13} = 6.9$ дня. В случае, когда ошибка вычисляется как 10%-ный уровень аппроксимирующей гауссовой функции, ошибка оказывается всего лишь в два раза больше — $\sigma \Delta t_{13} \approx 15$ дней, что все же существенно меньше полученной оценки. Это показывает, что на полученный результат погрешности измерений влияют несущественно.

4.4 Анализ оценки размера области рассеяния в галактике Mrk 6

Сравним полученную временную задержку с ранее рассчитанными оценками размеров области BLR и радиуса сублимации пыли в галактике Mrk 6.

а) Сравнение с R_{BLR} . Размер области BLR был найден ранее с помощью метода эхокартирования в широкой линии — $R_{\text{BLR}} = 20.6 \pm 2.0$ световых дней [168]. Оценки размера BLR, полученные в данной работе — $c\Delta t_{12} = 13.0 \pm 6.4$ св. дней и в [73] для тех же данных — $20.3_{-2.1}^{+2.3}$ св. дней, согласуются с работой [168]. Тем не менее, заметим, что значения R_{BLR} имеют разброс, и причины могут быть как внутренними (размер BLR изменяется ввиду активности ядра), так и "внешними" (ошибки методов кросс-корреляции, недостаточность заполнения временного ряда и т.д.).

Можно предположить (и это согласуется с графиками на рис. 4.1), что максимальный размер BLR как дискообразной структуры R_{max} больше фотометрического размера BLR, R_{BLR} : $R_{\text{max}} > R_{\text{BLR}}$. Наблюдая большую выборку галактик типа Sy 1 с экваториальным рассеянием [62], было обнаружено, что $R_{\text{BLR}} = (0.31 \pm 0.17) R_{\text{max}}$. Кроме того, R_{max} должен быть связан с размером области рассеяния R_{sc} , и в статье [62] было показано на основе наблюдений, что $R_{\text{sc}}/R_{\text{max}} = 1.72 \pm 0.48$. Это соотношение хорошо согласуется с результатом, полученным при моделировании [72]: $R_{\text{sc}}/R_{\text{max}} = 1.5 - 2.5$. Рассмотрим наш результат с помощью этих соотношений. Учитывая $R_{\text{BLR}} \approx 20$ св. дней, полу-

чается $R_{\max} \approx 65$ св. дней. Тогда соотношение между максимальным размером BLR и размером области рассеяния, полученным предложенным методом, равно $R_{\text{sc}}/R_{\max} \approx 1.5$, что соответствует предыдущим исследованиям. Показано также, что предложенный метод эхокартирования в поляризованной эмиссионной линии дает результат в рамках ранее выполненных теоретических и наблюдательных работ.

b) Сравнение с R_{dust} . Кишимото и др. [142] оценили внутренний размер пылевой области в галактике Mrk 6 в 214 ± 59 св. дней, используя наблюдения на интерферометре Кека в полосе K . Кроме того, в статье [142] авторы привели оценку размера пылевой области ~ 115 св. дней на основе данных УФ-светимости Mrk 6 с использованием эмпирических соотношений, данных в работе [145]. Эти приведенные значения отличаются в ~ 1.9 раза, но эта разница предсказывается из общих предположений (см. рис. 4.1). Максимум излучения ближнего ИК-диапазона, наблюдаемый при интерферометрии в полосе K , исходит из частей пылевой области, которая находится дальше от центрального источника, чем область сублимации пыли. Таким образом, излучение области, где пыль способна существовать, но не доминирует при ИК-наблюдениях. Оценка R_{sc} , полученная в нашей работе, довольно близка к значению, рассчитанному по УФ-светимости. Это приводит к двум возможным сценариям: (i) переменная активность центрального источника изменяет расположение экваториального рассеивающего экрана в области между BLR и пылевым тором, поэтому наблюдения в разные эпохи дают несогласованные оценки; (ii) область экваториального рассеяния располагается ближе к пылевому тору, и влияние рассеяния пыли недооценивается при моделировании.

4.5 Выводы и результаты Главы 4

В данной главе мы предложили новый метод измерения расстояния до экваториальной области рассеяния в АЯГ 1-го типа. Наш метод можно было бы назвать "перезагрузкой" подхода, предложенного ранее в работах Гаскелла и Гусманна [159]. Вычитая вклад поляризации континуума из потока широкой линии, поляризация которого имеет однозначную природу и связана с процессом рассеяния в экваториальной области, вклады множе-

ства механизмов, ответственных за поляризацию АЯГ сводятся к минимуму. Таким образом, измерение временной задержки линии излучения в поляризованном свете относительно ионизирующего неполяризованного континуума соответствует расстоянию до области рассеяния, расположенной между BLR и пылевым тором. Получаемая нами оценка R_{sc} оказывается близка к значению радиуса сублимации пыли и может рассматриваться как его нижний предел, а попытка более точно локализовать область рассеяния является дополнительным ключом к пониманию физического состояния вещества внутри АЯГ.

Описанный выше метод имеет ряд преимуществ, важных для изучения АЯГ.

- Метод поляриметрического эхокартирования в широких линиях позволяет непосредственно измерять расстояние до области экваториального рассеяния R_{sc} и является единственным прямым методом, который позволяет повысить точность спектрополяриметрического метода определения масс СМЧД [16].
- Предлагаемый подход разработан так, что влияние других механизмов поляризации пренебрежимо мало в сравнении с вкладом в поляризованное излучение экваториального рассеяния.
- Метод не зависит от наклона системы к наблюдателю.
- Поскольку метод может быть применен к излучению широких эмиссионных линий вплоть до линий УФ-диапазона [162], он может быть использован для определения расстояний внутри АЯГ на больших z , что выгодно отличает его от других методов: метод ИК-интерферометрии не позволяет разрешать центральной части далеких АЯГ из-за ограниченного углового разрешения, а при эхокартировании наблюдаемое ИК-излучение пыли смещается по мере роста z к радиодиапазону.

Глава 5. Быстрая поляриметрия блазаров

Одним из главных отличий объектов типа VL Lac (или блазаров¹) от других типов АЯГ является высокая степень поляризации, имеющая синхротронную природу. При этом поляризованное излучение блазаров сильно перемененно, из-за чего в настоящий момент по всему миру существует ряд кампаний по мониторингу поляризации и блеска таких объектов, например, программа WEBT (Whole Earth Blazar Telescope), существующая с 1997 г. и координирующая данные с более 40 обсерваторий, в том числе космических Fermi (GLAST) и AGILE. Однако частота и точность наблюдений в рамках таких мониторингов обыкновенно достаточно низкая, так как они проводятся на малых телескопах и больше концентрируются на долговременной переменности источников на масштабах лет. С другой стороны, сейчас становится понятно, что более детальное и высокоточное изучение короткопериодичной переменности блазаров может нести ключевую информацию о параметрах джета и, следовательно, определить наиболее релевантную модель строения джета из многообразия существующих. В этой главе представим новый подход к анализу переменности блеска и поляризации блазаров.

Модели "перекачки" вещества из аккреционного диска в джет были описаны во многих работах, например, [169–171], но на сегодняшний день вопрос о формировании джета остается открытым. Начиная с 80-х годов прошлого века, основными концепциями формирования джетов считаются две следующие модели: модель Блэндфорда-Знаека [172] о появлении джета из-за наличия у СМЧД спина и Блэндфорда-Пэйна [173], утверждающая, что вещество джета уносится из центральных областей АЯГ вместе с избытком углового момента, получаемым в аккреционном диске. Однозначный выбор сценария природы джетов пока невозможен в первую очередь потому, что основание джета и области его формирования оптически неразрешимы с помощью современных инструментов. Разрешение наиболее близких к СМЧД областей джета на сегодняшний день представлено в статье [174], основанной на наблюдениях галактики типа Sy 2 Per A (NGC 1275) с помощью инструмента РадиоАстрон. Было обнаружено,

¹Хотя термины "объект типа VL Lac" и "блазар" не тождественны друг другу и предусматривают различия в распределении энергии и других свойствах, в рамках данной работы будем считать их взаимозаменяемыми.

что на масштабах 10^{-2} пк джет имеет широкую цилиндрическую форму с характерным размером порядка 1000 гравитационных радиусов СМЧД. Хотя этот результат не позволил ещё поставить однозначно точку в выборе сценария формирования джета, эти наблюдения, безусловно, сильно продвинули понимание его строения на масштабах, близких к центральному источнику.

В рамках данной работы рассмотрим внутрисуточную переменность блеска и поляризации блазаров и её связь с параметрами джета.

5.1 Радиоисточник S5 0716+714

Объект S5 0716+714 (RA=07:21:53.4, Dec=+71:20:36.4, J2000) представляет собой яркий радиоисточник с необычайно большой амплитудой переменности. Согласно работе [175], S5 0716+714 был классифицирован как объект типа VL Lac из-за специфических особенностей, характерных для этого класса: плоский степенной спектр ($\alpha \geq -0.5$, $S_\nu \propto \nu^\alpha$ в радиодиапазоне), высокая и переменная степень оптической поляризации и значительная переменность во всех диапазонах длин волн — до 5 зв.в. во вспышках [176] и до 0.5 зв.в. в течение ночи, что делает источник одним из наиболее переменных в выборке блазаров. В других спектральных диапазонах S5 0716+714 также демонстрирует переменность на разных временных масштабах: в радиодиапазоне это дни [177] и часы [8-16 часов согласно 178; 179], а в рентгеновских лучах может достигать 2.2-3.2-минутных вспышек [180].

Кроме переменности в интегральном свете, была обнаружена и переменность поляризации излучения S5 0716+714, например, на масштабах ~ 10 дней [176]. Однако наиболее интересным в рамках данной работы будет внутрисуточная переменность поляризации, которая у источника S5 0716+714 была обнаружена как в недавних исследованиях [например, 181], так и в работах начала 2000-х, сделанных на телескопах САО: Импей и др. [182] отмечали значительные изменения поляризации менее чем за 2 часа и аналогичный результат получен Амирханяном [183] — в течение ~ 3 часов наблюдений степень поляризации изменилась на 6%. Не коррелирует с переменностью блеска.

Несмотря на то, что изучение S5 0716+714 во всех волновых диапазонах проводится уже более 25 лет, вопрос о красном смещении объекта все еще оста-

ется открытым. Слабые над уровнем нетеплового континуума линии и их малая эквивалентная ширина в спектрах блазаров нормальны из-за сильного вклада излучения джета, а в случае S5 0716+714 спектральные признаки не обнаруживаются на уровне 0.3% в оптическом диапазоне [184]. Исследование выборки объектов типа BL Lac на телескопе им. Хаббла [185] также не смогло выявить признаков наличия галактики-подложки, из-за чего было дано строгое ограничение на её максимальную яркость $m > 20.0$ зв.в., что соответствует красному смещению $z > 0.5$ для гигантской cD-галактики. Этот результат противоречил более раннему, полученному в статье [186], где было выдвинуто предположение, что S5 0716+714 составляет группу вместе с двумя галактиками на расстоянии $\sim 1'$ на красном смещении $z \approx 0.26$. Позже это предположение не подтвердилось. Поиск подложки у S5 0716+714 продолжается, и основной упор в последнее время делается на аппроксимацию изображений блазара PSF-профилем. Так, в работе Нильссона [184] анализировались изображения блазара в фильтре I , полученные на телескопе NOT (Nordic Optical Telescope, Ла Палма, Испания), что позволило дать широкий диапазон возможных значений красного смещения $0.15 < z < 0.47$. Точно такая же методика — с точностью до проведения наблюдений на другом инструменте, 3.6-м WYIN (Китт-Пик, Аризона, США) — была реализована в работе [187]. При приблизительно той же яркости ядра, что и в наблюдениях [184], авторы дали оценку $z = 0.127$, что оказалось меньше, чем в работе [184]. Таким образом, оценки красного смещения S5 0716+714 до сих пор не согласованы друг с другом, и обыкновенно в работах принимается $z \equiv 0.3$ как, видимо, некоторое среднее всех полученных значений и самое близкое к исторически первому.

Попытки обнаружения спектральных особенностей и, соответственно, красного смещения S5 0716+714 были также предприняты и на БТА. В феврале 2019 г. спектроскопические наблюдения S5 0716+714 проводились на телескопе БТА с использованием прибора SCORPIO-2 [40], когда объект находился в почти рекордно низком состоянии активности — блеск составлял около 14.8 зв.в. в фильтре R^2 . Три спектра с суммарной экспозицией 1800 секунд были получены с целью $1''$ с решеткой VPHG940@600. Щель была ориентирована так, чтобы спектр соседней звезды наблюдался одновременно с объектом. На рис. 5.1 спектры объекта и звезды представлены в диапазоне 3700-8200 Å в оста-

²По данным мониторинга, предоставленного обсерваторией Санкт-Петербургского государственного университета <http://vo.astro.spbu.ru/en/program>.

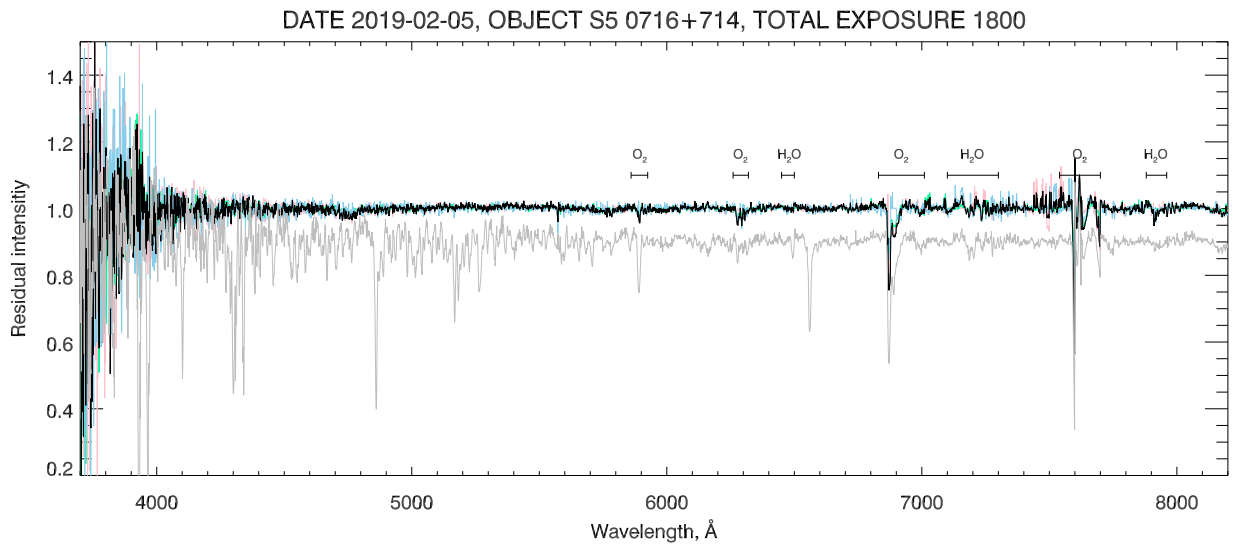


Рисунок 5.1 — Спектр S5 0716+714 в фазе низкой активности, данный в остаточных интенсивностях: средний спектр S5 0716+714 представлен черным цветом, звезда сравнения — серым. Отмечены теллурические линии O_2 и H_2O точных интенсивностях. Как видно из рисунка, в спектре S5 0716+714 даже в низкой фазе нет обнаружимых спектральных деталей, кроме отмеченных атмосферных линий, общих для объекта и звезды.

Также показан спектр, полученный на БТА с прибором SCORPIO в 2010 г. (рис. 5.2, верхняя панель). Объект был в более ярком состоянии (~ 13 зв.в. в полосе R); линии, относящиеся к излучению АЯГ, не видны. Спектр содержит межзвездные молекулярные полосы (DIBs) и линии H&K Ca II (рис. 5.2, нижняя панель). Эквивалентная ширина H&K Ca II равна $W_\lambda = 185 \pm 6 \text{ m}\text{\AA}$. Согласно калибровке [188] полученное значение эквивалентной ширины недостаточно для внегалактического объекта и соответствует расстоянию менее 1 кпк.

5.2 Наблюдения

5.2.1 БТА

В феврале 2018 г. мы провели оптический поляризметрический мониторинг объекта S5 0716+714, чтобы выявить внутрисуточную переменность потока и поляризации. Наблюдения проводились с помощью фокального редуктора

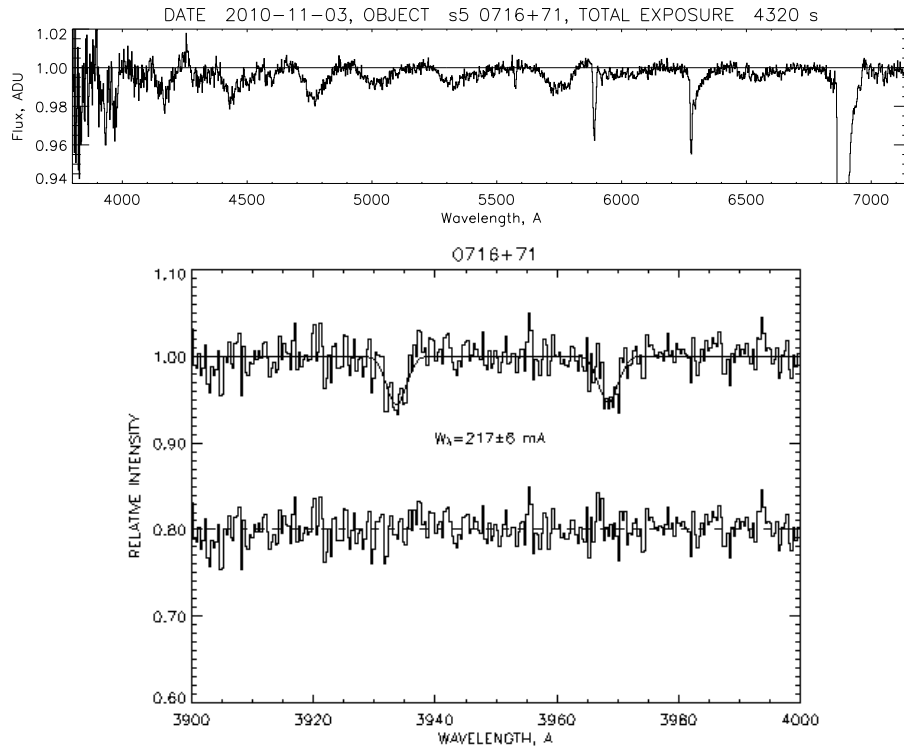


Рисунок 5.2 — *Верхняя панель*: спектр S5 0716+714 в остаточных интенсивностях с межзвездными молекулярными полосами. *Нижняя панель*: эквивалентная ширина галактических линий H&K Ca II в спектре S5 0716+714.

SCORPIO [40] в первичном фокусе телескопа БТА САО РАН в течение 9 часов. Мы получили 460 экспозиций по 60 секунд в фильтре g-SDSS, прерываемых примерно 10-секундным считыванием.

В качестве поляризационного анализатора использовалась двойная призма Волластона, описанная в Главе 1. Маска анализатора была ориентирована так, чтобы в поле зрения кроме объекта попадали две звезды сопоставимой яркости рядом — на рис. 5.3 звезда №3 (RA=07:21:54.36, Dec=+71:19:20.92, $m_B = 14.15$) и №2 (RA=07:21:52.33, Dec=+71:18:17.71, $m_B = 13.04$). Первая звезда использовалась как фотометрический стандарт и стандарт нулевой поляризации [183]; звезда №2 использовалась для контроля точности. Одновременные наблюдения объекта и опорных звезд позволили скорректировать переменное атмосферное поглощение и, кроме того, минимизировать деполяризацию. Нормализованные параметры Стокса Q и U могут быть получены из соотношений 1.4, которые в условиях атмосферных вариаций приводятся

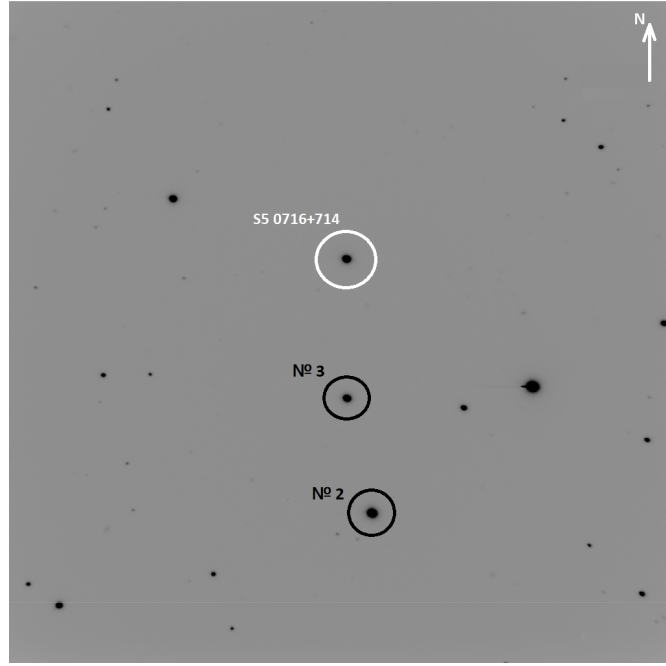


Рисунок 5.3 — Карта отождествления S5 0716+714 (поле зрения $6.5' \times 6.5'$).

к виду:

$$\begin{aligned}
 I &= I_0 + I_{90}K_Q + I_{45} + I_{135}K_U \\
 Q &= \frac{I_0 - I_{90}K_Q}{I_0 + I_{90}K_Q} \\
 U &= \frac{I_{45} - I_{135}K_U}{I_{45} + I_{135}K_U}.
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

где K_Q и K_U — коэффициенты передачи поляризационного канала, вычисленные из отклонения независимо измеренной стандартной звезды. K_Q и K_U слабо зависят от времени, поэтому считаются постоянными: $K_Q = 1.036 \pm 0.015$ и $K_U = 0.985 \pm 0.015$.

Предложенная методика измерения обеспечивает точность фотометрии выше 0.005 зв.в. и точность поляриметрии в среднем до 0.1%. Результаты наблюдений могут быть найдены на рис. 5.4.

Изменения блеска

Вариации интегрального потока S5 0716+714 представлены на верхней панели рис. 5.4 черными точками. Для сравнения поток звезды стандарта показан

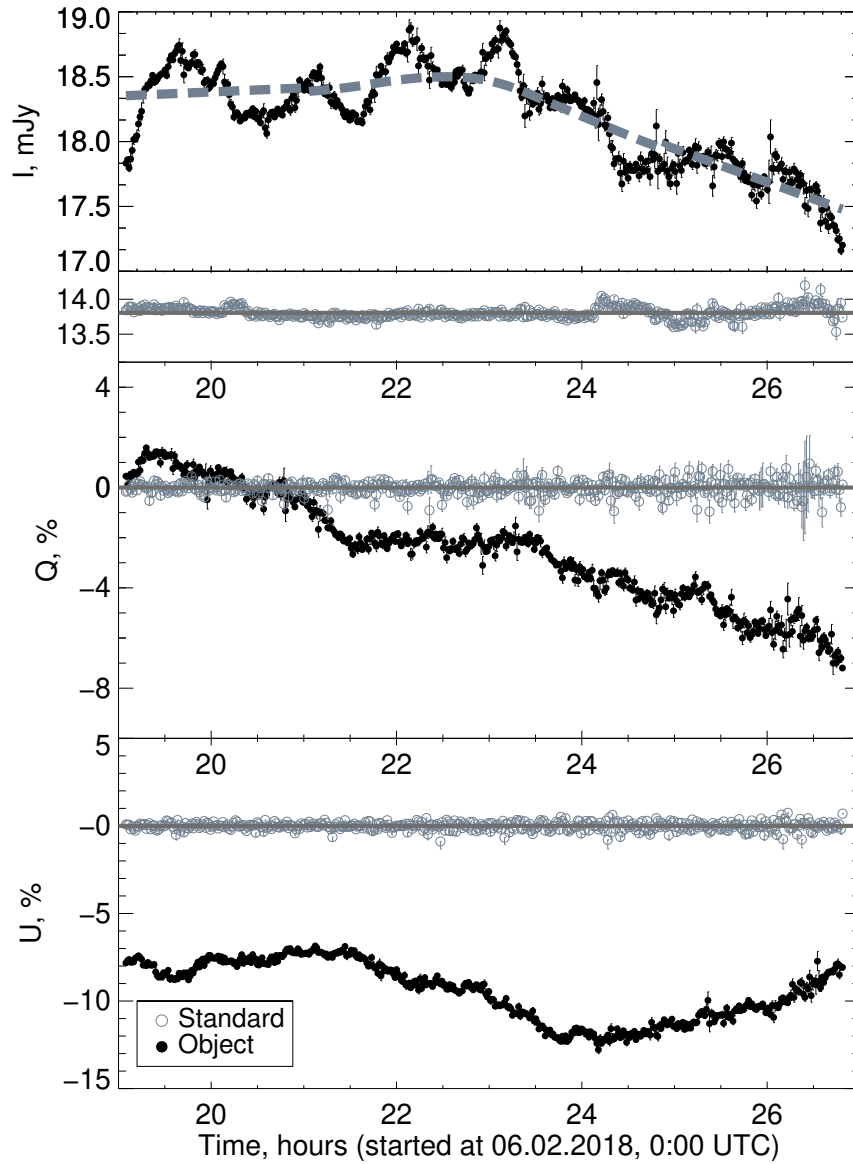
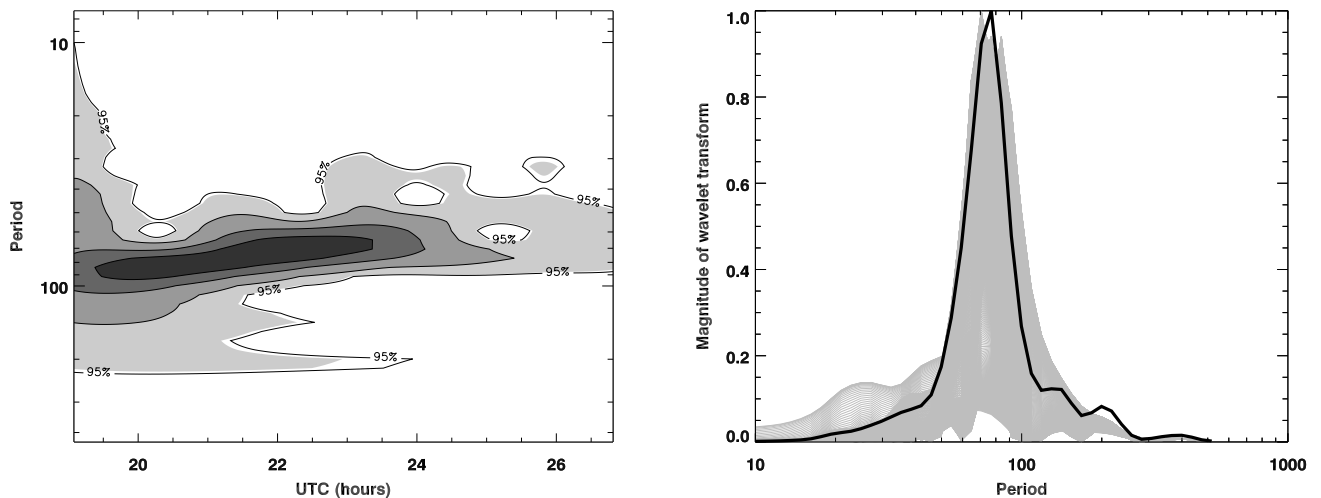


Рисунок 5.4 — Переменность S5 0716+714 в течение ночи. Сверху вниз: интегральный поток в мЯн, нормированные параметры Стокса Q и U . Наблюдения были начаты в 19:08 2 февраля 2018 года (UTC). Для сравнения открытыми серыми кружками представлены наблюдения неполяризованной звезды в поле.

серыми крестиками. В течение наблюдений зенитное расстояние объекта изменялось от $27^{\circ}.6$ до $55^{\circ}.2$, однако, поскольку звезда сравнения наблюдалась в поле объекта, эффекты изменения атмосферного поглощения нивелируются.

В течение всей ночи интегральный поток объекта демонстрирует низкочастотный тренд и квазипериодические вариации более высокой частоты, что не наблюдается для опорной звезды. Долгопериодичный тренд аппроксимировался с помощью алгоритма локально-линейной регрессии LOESS [189]; на рис. 5.4 тренд показан серой пунктирной линией. Для исследования периодических изменений потока источника тренд вычитался из кривой блеска, после чего применялся вейвлет-анализ для отслеживания динамики гармонической составляющей. Величина вейвлет-преобразования представлена на рис. 5.5а, где градациями серого отмечены области отклонения 0.7σ , 1σ , 1.5σ и 2σ ($= 95\%$). Видно, что период вариаций блеска меняется и составляет от 65 до 85 минут в течение ночи. Медианный профиль амплитуды вейвлета (рис. 5.5б) показывает средний период $\sim 77 \pm 10$ минут.



а)

б)

Рисунок 5.5 — Результаты вейвлет-анализа кривой блеска источника S5 0716+714: а) топографическая карта вейвлет-преобразования; б) множество профилей вейвлет-преобразования (серым) и их среднее значение (черным).

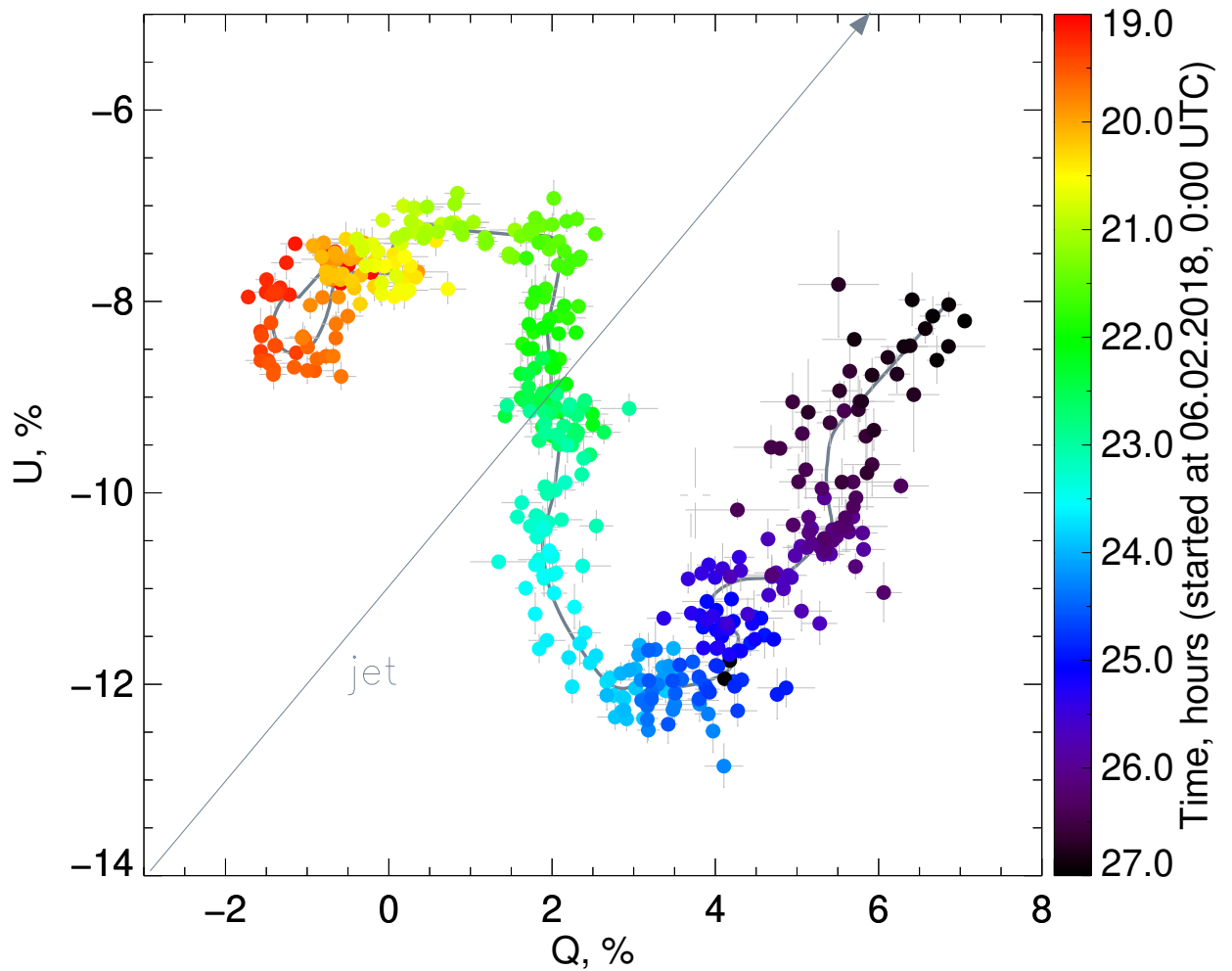


Рисунок 5.6 — Переменность нормированных параметров Стокса Q и U в течение ночи в представлении на QU -плоскости.

Изменения поляризации

Вариации линейной поляризации в нормированных параметрах Стокса Q и U показаны на средней и нижней панелях рис. 5.4, соответственно. Аналогично интегральному потоку, поляриметрические данные S5 0716+714 представлены черными точками, поляризация звезд-стандартов — серыми крестиками. Из рисунка видно, что в течение ночи поляризация значительно изменилась на 7%. Для определения природы вариаций поляризации в данном случае удобно воспользоваться QU -диаграммой: рис. 5.6 демонстрирует движение вектора поляризации в течение наблюдений; градиент цвета соответствуют времени наблюдений. На QU -диаграмме видно, что изменения направления век-

тора линейной поляризации происходит плавно, вдоль выделенной траектории, а не стохастично, при этом вектор меняет направление движения на временных масштабах $\sim 1.5-3$ часа, что достаточно хорошо совпадает с периодом переменности интегрального потока. Кросс-корреляционный анализ поляризованного потока относительно неполяризованного выявил отсутствие между ними временной задержки, что подтверждает синхротронную природу оптической поляризации в джете. Физическая интерпретация полученного результата будет дана ниже.

Для сравнения направления вектора поляризации с направлением джета в источнике направление радиовыброса также указано на рис. 5.6. Согласно работе [190] направление джета S5 0716+714 составляет $\sim 25^\circ$. Тогда наблюдаемые вариации вектора поляризации и, соответственно, движение заряженных частиц перпендикулярны направлению струи.

Важно отметить, что в некоторых работах [например, 182] утверждается, что вариации потока и поляризации обнаруживаются на временных масштабах 1-10 мин. По полученным нами данным подобный вывод сделать нельзя, при этом вариации на таких малых временных масштабах связаны, скорее, с атмосферными шумами, а не источником.

5.2.2 Цейсс-1000

16 января 2020 года на телескопе Цейсс-1000 с прибором «СтоП» мы провели новый длительный мониторинг блеска и поляризации S5 0716+714, аналогичный тому, что был нами ранее сделан на БТА. Целью этих наблюдений была, в первую очередь, проверка нового прибора на научных данных. Длительность мониторинга составила 8.5 часов. Было получено 440 60-секундных экспозиций, разделённых временем считывания не более 10 секунд. Наблюдения проводились в белом свете. Маска была сориентирована так, что в поле зрения попадали две звезды-стандарта [183], находящиеся около объекта. Звёзды-стандарты имеют постоянный блеск и нулевую поляризацию, поэтому использовались для дифференциальной поляриметрии объекта. Нормированные параметры Стокса были рассчитаны по формулам 5.1 относительно опорных звёзд в поле.

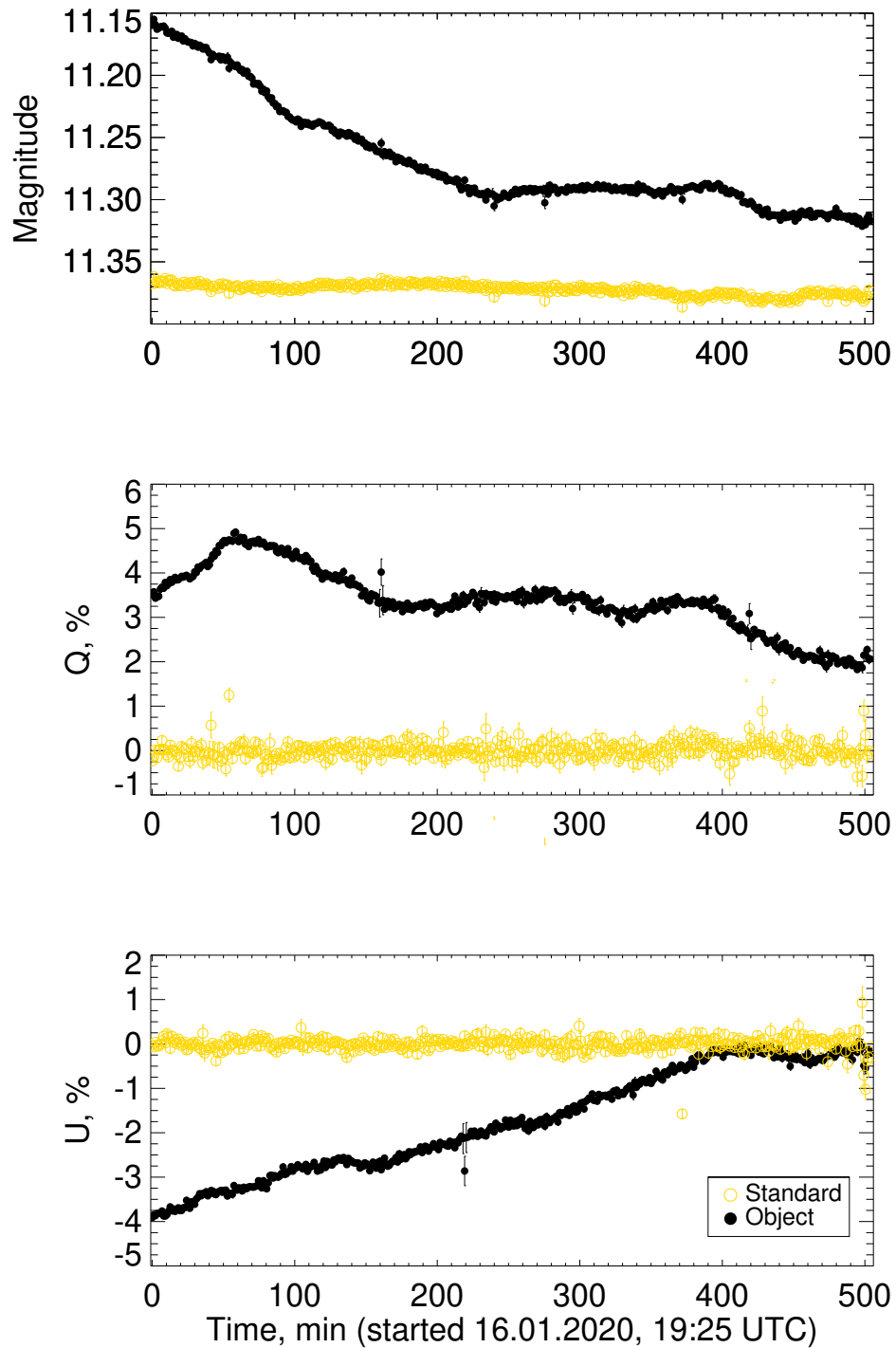


Рисунок 5.7 — Изменения звёздной величины и нормированных параметров Стокса Q и U в течение ночи.

Результаты наблюдений представлены на рис. 5.7. Ошибка фотометрии не превышает 0.005 зв.в., средняя ошибка измерения поляризации составляет 0.05%. На рис. 5.8 наблюдения представлены на QU -диаграмме, где цветом указано время от начала наблюдения объекта. На рисунке видно, что в течение ночи вектор поляризации меняется, причём его изменения происходят

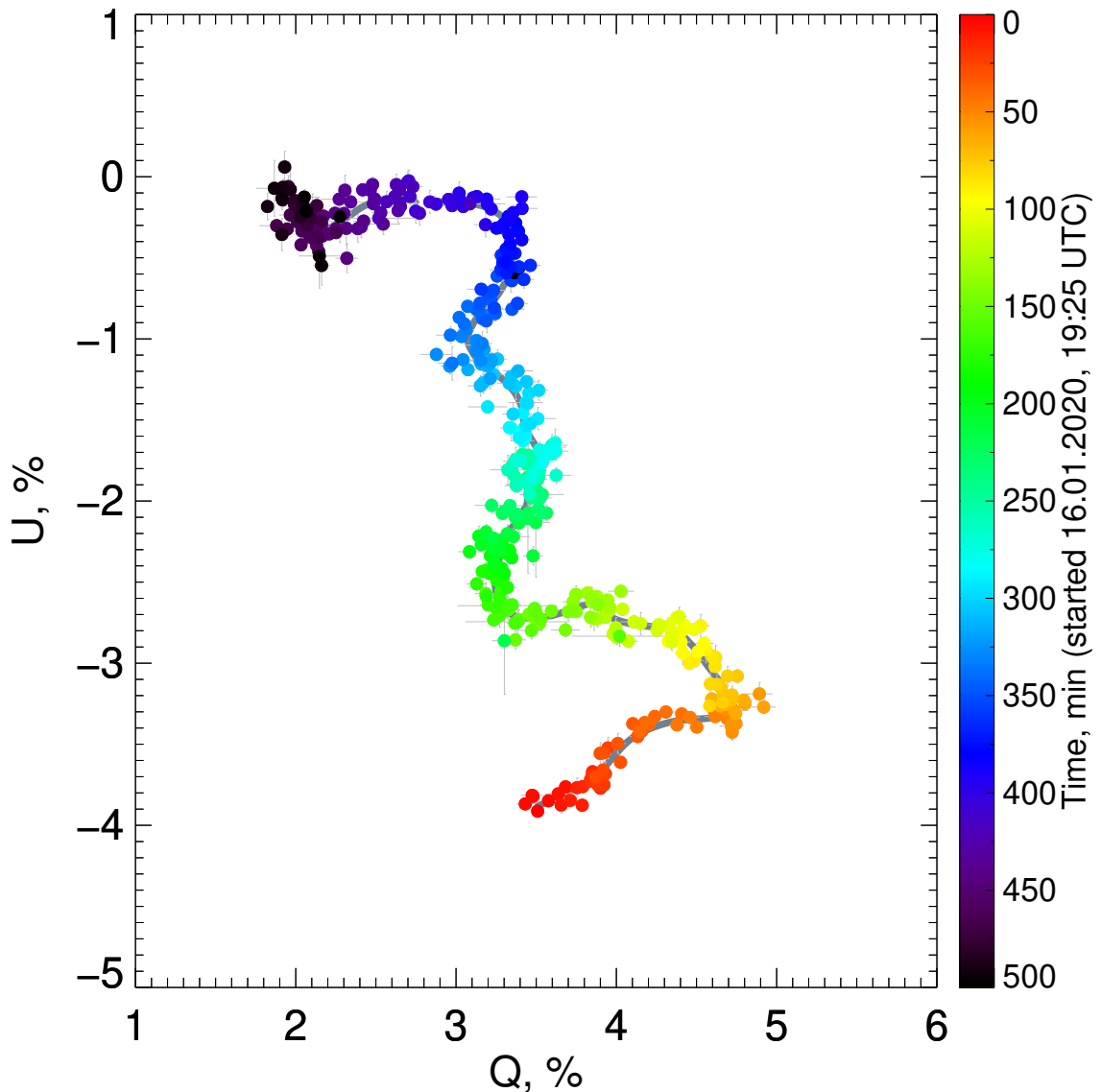


Рисунок 5.8 — Изменения нормированных параметров Стокса Q и U в течение ночи в проекции на QU -плоскость.

плавно с переключением направления с периодом ~ 75 минут. Такой же период обнаруживается и на кривой блеска, исправленной за долгопериодичный тренд, аппроксимируемый с помощью алгоритма LOESS. На рис. 5.9 представлен результат вейвлет-анализа быстрых изменений блеска объекта. Вейвлет-преобразование показывает период вариаций блеска в объекте 76 ± 10 минут. Соответствие периодов вариаций блеска и изменения направления вектора поляризации, а также величина периода полностью соответствуют результату, полученному ранее авторами этой статьи на телескопе БТА [191].

Для численного моделирования поляризация, которое будет описано в следующем разделе, данные последнего поляриметрического мониторинга

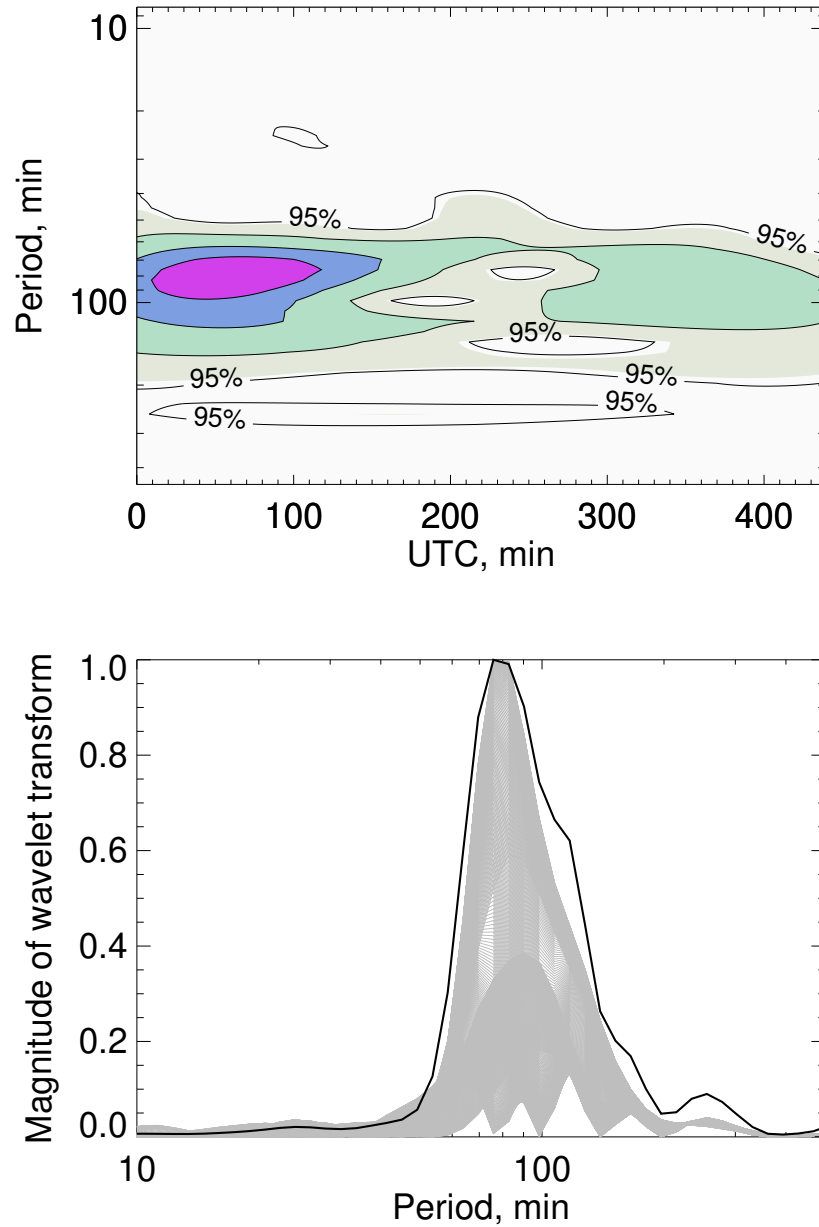


Рисунок 5.9 — Результат вейвлет-анализа кривой блеска блазара S5 0716+714. Максимум профиля вейвлет-преобразования соответствует периоду изменения блеска ~ 76 минут.

S5 0716+714 на телескопе Цейсс-1000 не использовались. Однако данный результат показывает, что характер и время переменности направления вектора поляризации в объекте остаются постоянными на масштабе нескольких лет, что в несколько раз превышает характерное время внутрисуточной переменности поляризации в блазаре S5 0716+714. Это позволяет сделать вывод, что область джета, в которой генерируется оптическое нетепловое поляризованное излучение, стабильна по своей структуре и размеру.

5.3 Сравнение с литературными данными

Для понимания значимости проведенного нами исследования, рассмотрим данные внутрисуточной переменности поляризации блазаров, полученные ранее. Феномен внутрисуточной переменности блазаров и S5 0716+714, в частности, обсуждается достаточно давно. Однако для обнаружения переменности на временных масштабах порядка часов и интерпретации таких вариаций требовалась высокая точность наблюдений, временное разрешение и длинные непрерывные временные ряды, что крайне редко проводится в первую очередь потому, что основное внимание при мониторингах блазаров сейчас уделяется переменности на масштабах лет.

Одним из первых исследований быстрой переменности S5 0716+714 стала работа Импей и др. [182], сделанная на основе наблюдений, проведенных на БТА в 1991 и 1994 гг. Данные поляриметрических наблюдений в представлении на QU -плоскости (рис. 5.10) описывают хорошо различимые дуги, меняющие свое положение от ночи к ночи. Из-за того, что наблюдения проводились короткими сетями (менее 2 часов), однозначных выводов о происхождении изменения направления электрического вектора тогда сделать не удалось.

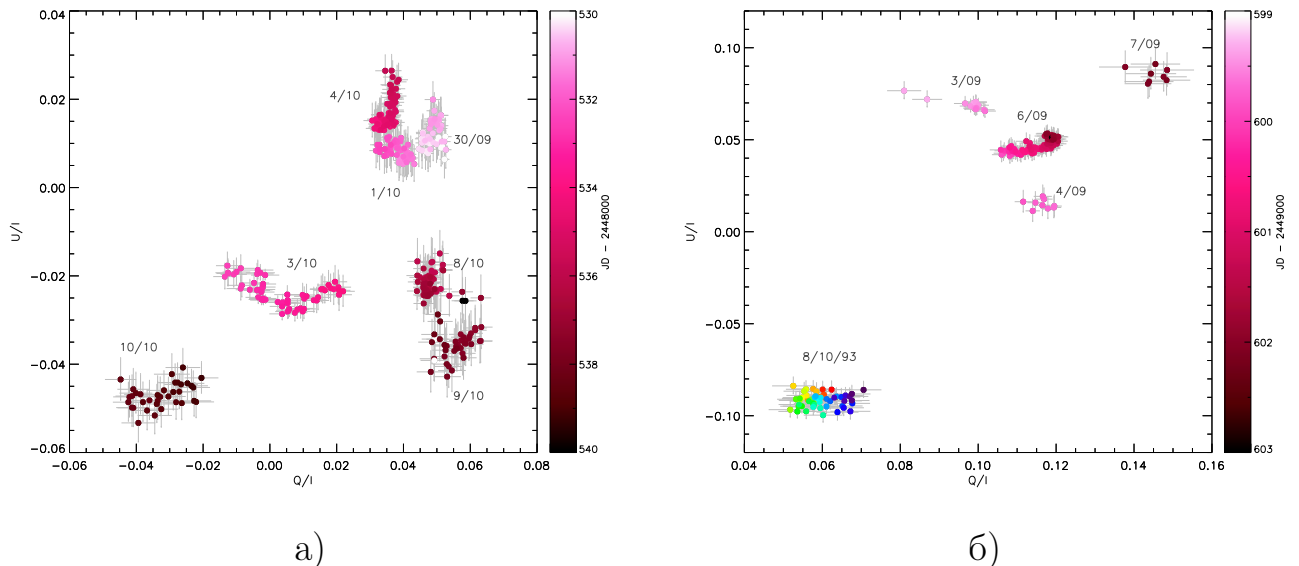


Рисунок 5.10 — Поляризационный мониторинг S5 0716+714 [182]: (а) 1991 г., (б) 1993 и 1994 гг.

В статье [192] приведены данные 16-часового поляриметрического мониторинга S5 0716+714. По сравнению с данными работы [182] эти наблюдения имеют на порядок меньшее временное разрешение — ~ 20 мин и более низкую

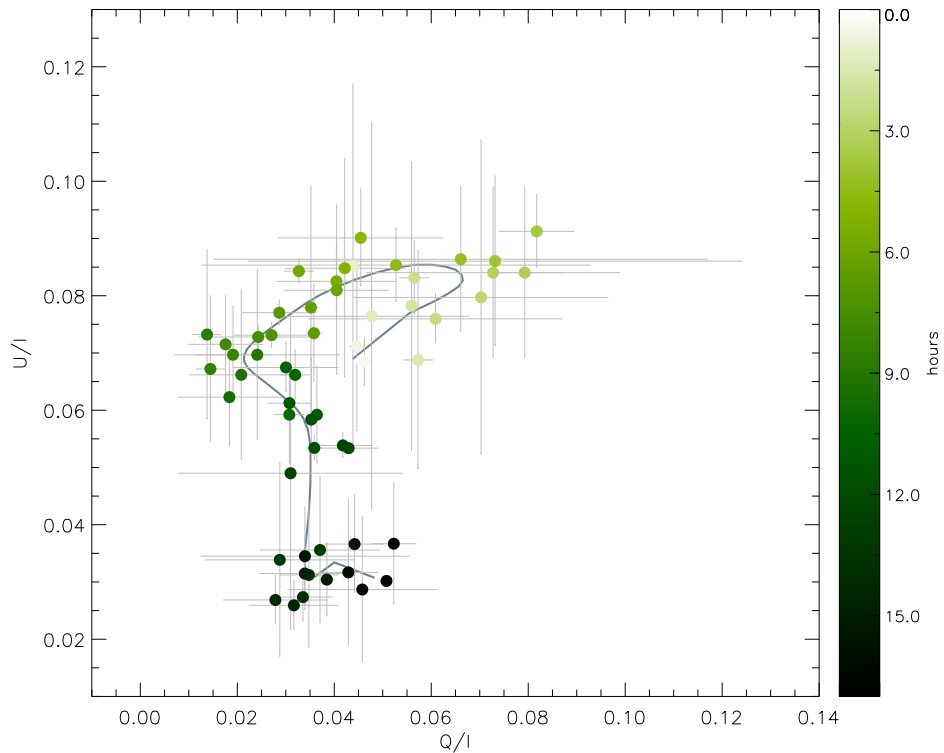


Рисунок 5.11 — Поляризационные наблюдения S5 0716+714 в течение микровспышки 2014 г. [192] в представлении на QU -плоскости. Сплошной серой линией — сглаженная кривая изменения поляризации источника.

точность измерения поляризации, всего 2-10%. В оригинальной работе авторы приводят данные поляриметрического мониторинга как изменения степени и угла поляризации со временем; на рис. 5.11 мы представили те же данные на QU -диаграмме. Видно, что даже несмотря на плохую точность поляриметрии, из-за длинного ряда наблюдений на плоскости угадывается траектория движения, по форме не противоречащая нашим данным.

Следует отметить, что внутрисуточная переменность вектора поляризации с похожими траекториями на QU -плоскости была обнаружена по крайней мере для еще одного блазара — самого VL Lac. Исторически одной из первых работ, где было обнаружено внутрисуточное изменение поляризации у этого блазара, была статья [193]. Поляриметрические наблюдения проводились в течение 9 ночей с характерным временным разрешением ~ 15 минут и ошибками определения степени поляризации 0.2 – 0.4%. Полученные данные были представлены в том числе и на QU -плоскости [см. рис. 2 в 193], где видны сложные криволинейные траектории, образуемые данными в течение сета наблюдений. При этом в рамках статьи [193] движения вектора поляризации интерпретиру-

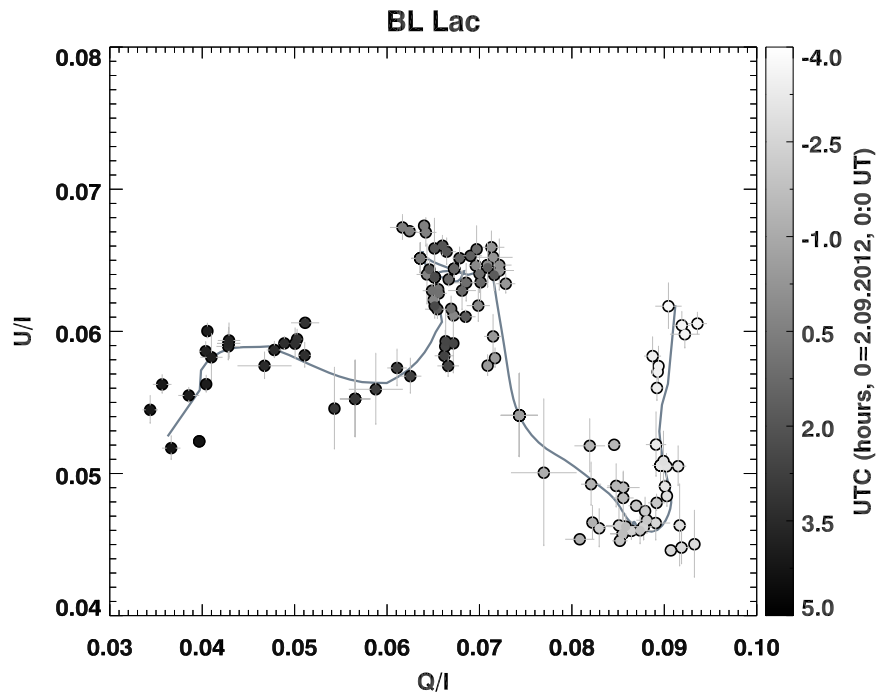


Рисунок 5.12 — Вариации параметров Стокса Q и U блазара BL Lac в течение 9 часов по данным работы [194].

ются как случайные. В статье [194] был проведен 9-часовой поляриметрический мониторинг блазара BL Lac с разрешением порядка 1 минута и высокой точностью измерения поляризации $\sim 0.2-0.3\%$. Мониторинг периодически прерывался для наблюдения звезды стандарта вне поля, из чего можно сделать вывод, что поляриметрия блазара проводилась не дифференциальным методом, хотя, как показывают данные, атмосфера в ходе мониторинга было достаточно стабильной. Длинный ряд данных позволил сделать выводы о характере переменности поляризации в течение ночи. Как и в работе [192], в статье [194] первоначально были даны степень и угол поляризации; для анализа этих данных мы представили их на QU -плоскости (рис. 5.12), где становится видно, что вектор поляризации меняется вдоль траектории, похожей на ту, что демонстрирует S5 0716+714, а время переключения направления вектора поляризации близко к полученному по нашим наблюдениям. Следует также отметить, что в той же работе [194] приводятся данные и для другого блазара — PKS 1424+240, но вариаций поляризации у него в течение примерно такого же по длительности сета наблюдений найдено не было.

Таким образом, видно, что подробные поляриметрические мониторинги объектов типа BL Lac проводятся в мире редко, как, впрочем, и высокоточные наблюдения блазаров вообще. При этом выделяются объекты, у которых

внутрисуточная переменность блеска и поляризации есть (S5 0716+714 и BL Lac), и те, у которых она не обнаруживается при точности поляриметрии менее 0.4%. Переключения направления вектора поляризации и у S5 0716+714, и у BL Lac происходят на малых временах, порядка 1-3 часов, из чего мы можем сделать вывод, что область оптического поляризованного излучения в джете имеет сравнимые размеры — порядка св. часов, или около 10 а.е. При этом оптический джет неразрешим для прямых наблюдений, и оценки размеров, которые можно дать по анализу периода внутрисуточной переменности, являются единственными доступными на сегодняшний день.

5.4 Модель поляризации в джете

Поскольку в наблюдаемых в блазарах джетах поляризация связана с движением релятивистских частиц, вариации поляризации на коротких временных шкалах должны быть рассмотрены в рамках модели строения джета. Согласно общей модели структуры джета, данной в работе [195], оптическое излучение блазара генерируется в оптически неразрешенной области джета на расстоянии порядка 10^{-3} пк от центра (т.н. оптический джет), из-за чего исследование строения джета вблизи центральной СМЧД существенно для вопросов его формирования и природы переменности излучения. Внутри джета релятивистская плазма излучается за счет движения в упорядоченном магнитном поле, что и наблюдается как нетепловое синхротронное поляризованное излучение. Направление поляризации определяется колебаниями заряженных частиц и, следовательно, направлением их движения в магнитном поле. По этой причине изменение направления вектора поляризации должно указывать на конфигурацию магнитного поля. Поскольку плазма в оптическом джете движется с релятивистскими скоростями в компактной области, это приводит к переменности и направления вектора поляризации на коротких временных масштабах, и на той же временной шкале переменности интегрального потока из-за изменения Доплер-фактора.

Чтобы проверить согласованность наших представлений, проверим, совпадают ли предсказанные изменения блеска источника из-за изменения Доплер-фактора с наблюдаемыми. Согласно работе Бутузовой [196], в которой

Таблица 5 — Значения величин, использующихся в формуле 5.2. * — значения из модели из статьи [196], ** — значение величины по данным этой работы.

| Величина | Значение | Диапазон значений в расчете |
|------------------|----------|-----------------------------|
| $p, ^\circ$ | 5.5* | 5.3 — 5.6 |
| $\theta, ^\circ$ | 1* | 0.5 — 1.5 |
| Δt , мин | 75** | 57 — 97 |

джет предполагается коническим, вариации звездной величины с амплитудой $\Delta m = 0.13$ происходят при изменении азимута ψ излучающего узла в джете на 1° . При этом изменение азимута можно рассчитать следующим образом:

$$\Delta\psi = \frac{\beta c \Delta t \sin p}{d \sin \theta}, \quad (5.2)$$

где θ — угол полураствора конуса джета, $\beta = 0.999$ — скорость компонент в единицах скорости света c , p — отличие траектории излучающего узла от радиальной, d — расстояние от основания джета. Рассчитаем множество допустимых значений $\Delta\psi$ в зависимости от расстояния от центральной машины d , причем рассмотрим диапазон $10^{-4} < d < 10^{-2}$ пк. Множество значений будем рассчитывать исходя из диапазона значений, представленных в таблице 5.

Результаты расчетов даны на рис. 5.13. Черным прямоугольником выделена область наиболее правдоподобных значений d — от $3 \cdot 10^{-3}$ до $3 \cdot 10^{-4}$ пк и $\Delta\psi$ — от 0.25° до 0.75° , поскольку наблюдаемая переменность блеска имеет амплитуду менее 0.1 зв.в. Как видно из полученных достаточно грубых оценок, наблюдаемые у S5 0716+714 вариации блеска согласуются с изменениями Допплер-фактора излучения плазмы в оптическом джете.

Как уже было показано выше на примере работы [196], при моделировании джета блазаров часто предполагается, что они имеют коническую форму, а плазма движется по поверхности конуса по геликальным траекториям. Действительно, применение магнитогидродинамических моделей [например, 197] показывает, что развитие неустойчивостей в потоке плазмы приводит к появлению винтовых структур [например, 198]. Наблюдения близких активных галактик, таких как M87 [199], подтверждают эту теоретическую модель. Ввиду этого ниже мы представим геометрическую модель джета с геликальной структурой магнитного поля и рассмотрим вращение вектора поляризации в ней. Кроме того, на основе сделанных ранее выводов, дальше мы можем

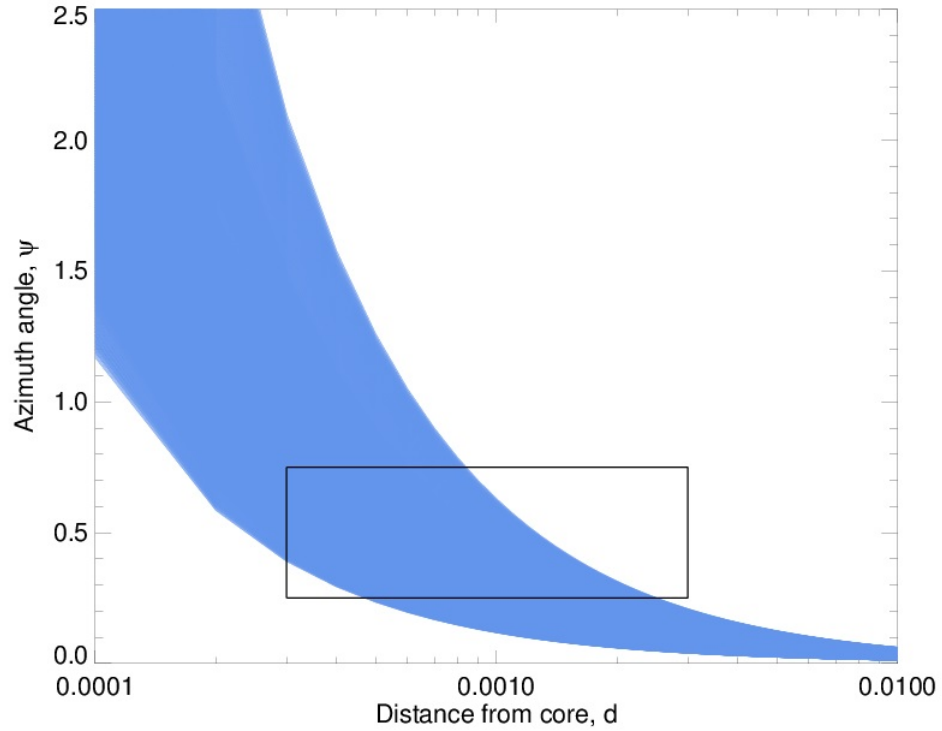


Рисунок 5.13 — Множество допустимых значений изменений значения азимутального угла $\Delta\psi$ для диапазона параметров джета, данного в табл. 5. Черным прямоугольником выделена область наиболее правдоподобных значений d — от $3 \cdot 10^{-3}$ до $3 \cdot 10^{-4}$ пк и $\Delta\psi$ — от 0.25° до 0.75° .

строить модель джета, базируясь на том, что, исходя из данных нашего поляризметрического мониторинга, размер области, где генерируется оптическое поляризованное излучение (или размер сечения траектории плазмы в геликальном магнитном поле джета), можно принять равным 1.5 св. часа, или 10 а.е.

Для описания геометрии джета введем систему отсчета (x, y, z) , для которой направление оси x соответствует проекции джета на небесную плоскость для наблюдателя, ось z направлена вдоль джета, а ось y образует ортогональный базис с x и z (рис. 5.14). Движение плазмы в геликальном магнитном поле в коническом джете опишем в цилиндрической системе (ρ, ψ, z) , где ρ — расстояние от излучающей точки до оси конуса, ψ — азимут, а z совпадает с осью z в системе (x, y, z) . Угол ψ отсчитывается от направления оси x . Полагая, что угловой момент L , кинематическая энергия E_{kin} и угол полураствора конуса θ постоянны, уравнения движения приобретают вид [200; 201]:

$$\rho = f \sqrt{1 + \left(\frac{at + b}{f}\right)^2}, \quad \dot{\rho} = \frac{a}{\rho}(at + b)$$

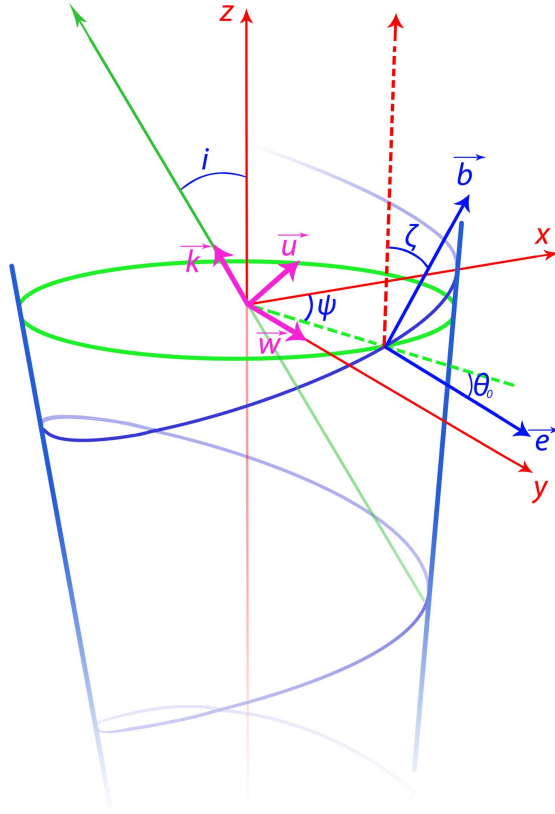


Рисунок 5.14 — Системы координат, введённые для описания движения плазмы в джете.

$$\psi = \frac{\left[\operatorname{arctg} \left(\frac{at+b}{f} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{b}{f} \right) \right]}{\sin \theta}, \quad \dot{\psi} = \frac{af}{\rho^2 \sin \theta}$$

$$z = \frac{\rho - \rho_0}{\operatorname{tg} \theta}, \quad \dot{z} = \frac{\dot{\rho}}{\operatorname{tg} \theta},$$

где используются следующие параметры:

$$a = \beta \sin \theta, \quad b = \sqrt{\rho_0^2 - f^2}, \quad f = \frac{j}{\beta},$$

где ρ_0 — цилиндрическое расстояние, $j = Lc/E_{\text{kin}}$ — угловой момент в единицах расстояния. Время t также выражается в единицах расстояния, то есть $t \equiv tc$.

На рис. 5.14 показано, что мгновенная скорость заряженной частицы будет характеризоваться вектором \mathbf{b} вдоль направления частицы и вектором \mathbf{e} перпендикулярно стороне конуса и геликальной траектории. Тогда \mathbf{e} соответствует электрическому вектору, поэтому в каждый момент наблюдаемое направление вектора поляризации определяется мгновенным положением вектора \mathbf{e} , проецируемого на небесную плоскость, заданную системой отсчета (u, w) . Вектор \mathbf{k} и (u, w) также образуют ортогональный базис, при этом \mathbf{k} направлен на наблюдателя под углом i к оси джета. Тогда направление электрического вектора в

системе координат наблюдателя определяется углом поляризации χ :

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{e_u}{e_w} = \frac{\cos \psi \cos i - \operatorname{tg} \theta_0 \sin i}{\sin \psi},$$

где θ_0 — угол между \mathbf{e} и плоскостью мгновенного положения частицы, или плоскостью (x, y) . В действительности θ_0 равен углу полуоткрытия конуса: $\theta_0 = \theta$.

В работе [202] доказано, что угол поляризации является Лоренц-инвариантом, т. е. не преобразуется при переходе между системой отсчета наблюдателя и источника, в то время как для степени поляризации P это не выполняется. В случае синхротронного излучения оптически тонкой среды джета с геликальным магнитным полем справедливо следующее [203; 204]:

$$P \sim P_{max} \sin^2 \xi',$$

где P_{max} — наибольшая наблюдаемая степень поляризации блазара, ξ' — угол между наблюдателем и мгновенным направлением скорости излучающей частицы v в исходной системе отсчета. ξ' связан с ξ в системе отсчета наблюдателя преобразованием Лоренца:

$$\sin \xi' = \frac{\sin \xi}{\Gamma(1 - \beta \cos \xi)} = \delta \sin \xi,$$

где $\delta = (\Gamma(1 - \beta \cos \xi))^{-1}$ — Допплер-фактор, $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — Лоренц-фактор. В системе отсчета наблюдателя угол ξ может быть определен следующим образом:

$$\cos \xi = \frac{(\dot{\rho} \cos \psi - \rho \dot{\psi} \sin \psi) \sin \zeta \sin i + \dot{z} \cos \zeta \cos i}{\sqrt{\dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\psi}^2 + \dot{z}^2}}.$$

Для расчета численной модели джета для объекта S5 0716+714 были приняты кинематические параметры, полученные в основном с помощью данных радионаблюдений. Угол наклона джета i и полураствор конуса θ_0 оценивались в работе [205]: $i = 5^\circ$, $\theta_0 = 1.5^\circ$. Значение максимальной степени поляризации было взято из данных многолетнего мониторинга [176]: $P_{max} = 0.3$. Физическая скорость оптических компонент джета была оценена $\beta > 0.999$ [206], что дает Лоренц-фактор $\Gamma \approx 30$. Питч-угол в рамках данной модели принимается пренебрежительно малым из-за нечувствительности модели к его величине. Начальное расстояние до оси z принимается максимальным:

$$\rho_0 = c\Delta t \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ пк},$$

где $\Delta t \approx 1.5$ часа было найдено в результате проведенных нами наблюдений. Было использовано также максимальное значение углового момента j :

$$j_{\max} = \frac{L}{E_{\text{kin}}} c = \beta \rho_0.$$

Результат численного моделирования вращения вектора поляризации в геликальном магнитном поле джета показан на QU -диаграмме. На рис. 5.15а показана модель изменения состояния линейной поляризации излучения джета в течение ~ 40 дней. Время показано градацией цвета. Абсолютное значение степени поляризации быстро растет в течение первых нескольких дней (это образует раскручивание спирали на QU -плоскости); затем изменения поляризации замедляются, и абсолютное значение остается приблизительно постоянным.

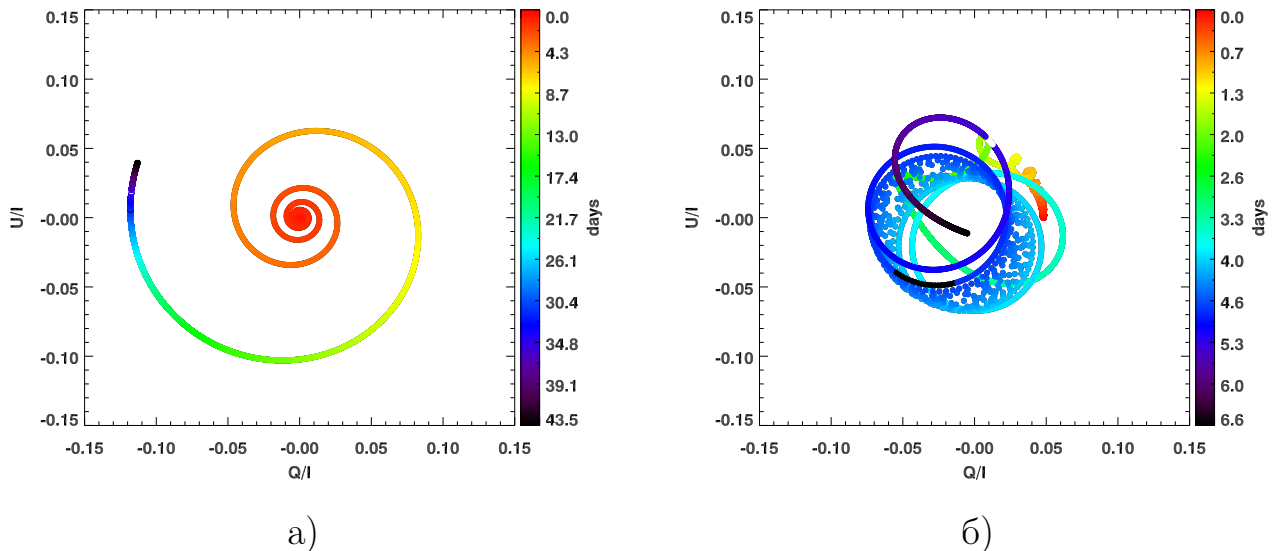


Рисунок 5.15 — Результаты численного моделирования поляризации в джете: (а) без учета прецессии и (б) с учетом прецессии.

В целом построенная модель качественно объясняет вариации вектора поляризации на QU -диаграмме. Однако, как следует из сравнения полученных модельных данных с реальными наблюдательными, стабильная спиральная структура магнитного поля не соответствует сложной траектории вектора поляризации, наблюдаемой не только в ходе нашего мониторинга блазара S5 0716, но и, например, в более раннем исследовании [182]: изменения поляризации на QU -плоскости от ночи к ночи представляют из себя отрезки дуг, но не образуют цельную спиральную структуру на плоскости. Ввиду этого можно предположить, что движение плазмы в джете по геликальным траекториям отягощено дополнительным компонентом движения. Среди таких дополнительных факторов прецессия представляется наиболее предпочтительным кинематическим

Таблица 6 — Параметры численной модели поляризации S5 0716+714 с прецессией.

| Параметр | Значение | |
|-----------------------------|----------|------------------------|
| Расстояние до оси прецессии | ω | $0.7 \cdot 10^{-3}$ пк |
| Период прецессии | T | 15 дней |

эффектом, поскольку она предсказывается теоретически [207] и часто является наиболее привлекательным механизмом для объяснения формы джета АЯГ [например, 208]. Здесь мы рассмотрим прецессию как одну из возможных причин наблюдаемых вариаций поляризации.

Прецессия будет описываться в модели как величина, аддитивная к уравнениям движения заряженных частиц в геликальном магнитном поле. В этом случае компонент \mathbf{E}_p добавляется к электрическому вектору \mathbf{E} . \mathbf{E}_p направлен тангенциально к мгновенной круговой траектории с периодом полного цикла $T = 2\pi/\Omega$, и его абсолютная величина постоянна. Тогда в небесной системе координат (u, w) \mathbf{E}_p равен:

$$\mathbf{E}_p = (\sin \Omega / \cos i, \cos \Omega),$$

следовательно, направление электрического вектора определяется как:

$$\operatorname{tg} \chi_p = \frac{\sin \Omega}{\cos i \cos \Omega}.$$

Для численного расчета модели с прецессией мы использовали параметры, наиболее подходящие к нашим наблюдательным данным. Используемые параметры даны в табл. 6. При этом важно иметь в виду, что если наблюдаемая у АЯГ прецессия обычно относится к джету на масштабах много больше парсека и ожидается на временах порядка лет, то при рассмотрении прецессии в оптическом джете следует ожидать много меньшего периода прецессии, например, десятки дней. Результат моделирования представлен на рис. 5.15б. Оказалось, что модель особенно чувствительна к значению периода прецессии T . Варьируя параметры модели, мы добивались соответствия модели наблюдательным данным как по времени переключения направления поляризации, так и по её траектории на QU -плоскости.

На рис. 5.16 представлен результат аппроксимации наших данных численной моделью поляризации, генерирующей в геликальном магнитном поле,

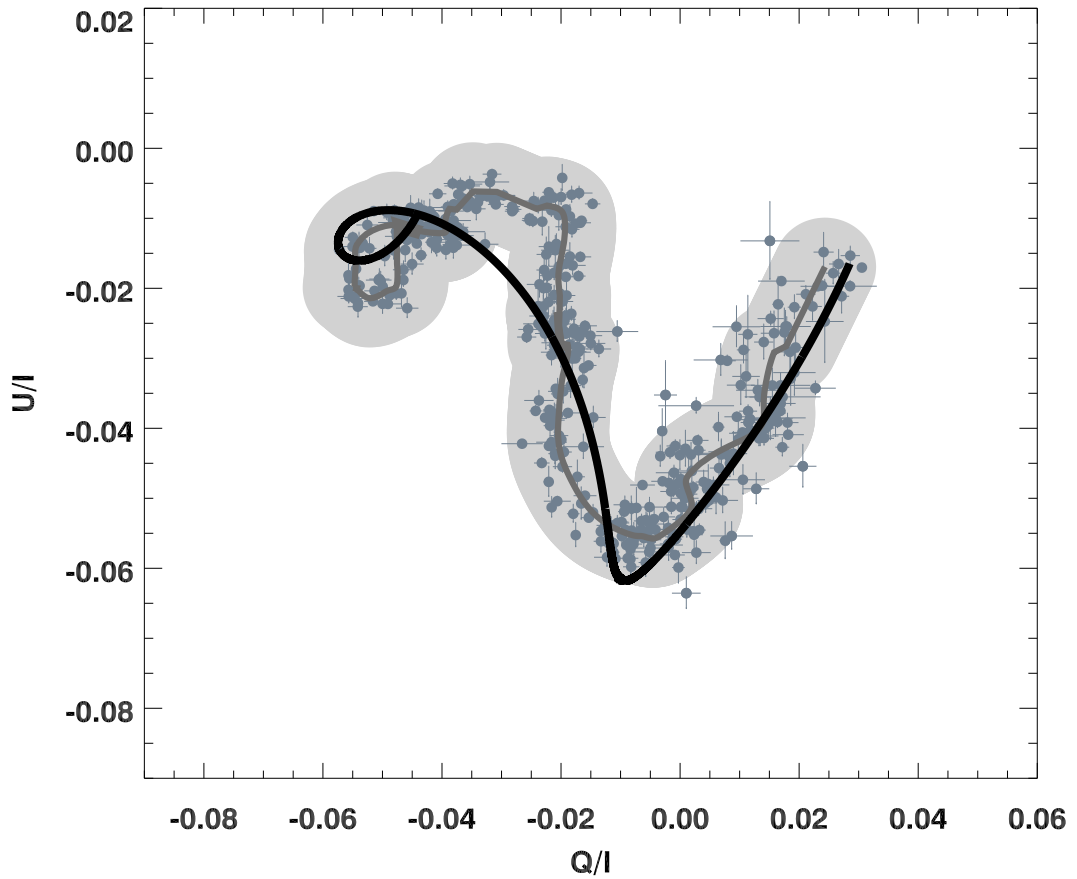


Рисунок 5.16 — Модель линейной поляризации на QU -плоскости в случае прецессии джета (черная кривая линия). Данные наблюдений нанесены серыми точками. Доверительная область 3σ закрашена в светло-серый цвет.

прецессирующим в джете с периодом ~ 15 дней. Чтобы показать качество нашей подгонки, на рис. 5.16 мы добавили доверительную область 3σ для сглаженной траектории движения вектора поляризации в течение ночи наблюдений. Из рисунка видно, что модель с описанными выше параметрами уверенно соответствует данным в пределах погрешности измерений. Исключение составляет интервал движения поляризационного вектора между 21 и 22 часами, где модельная кривая выпадает из доверительной области. Такое неполное соответствие, как мы предполагаем, вызвано физическими процессами, которые не рассматриваются в нашей геометрической модели, в то время как это фактически не влияет на наши качественные результаты.

5.5 Выводы и результаты Главы 5

На основе данных 9-часового мониторинга мы исследовали внутрисуточную переменность потока и поляризации блазара S5 0716+714. Представив данные поляриметрических наблюдений на QU -плоскость, мы обнаружили, что вектор линейной поляризации движется вдоль выделенной траектории, причем переключение его движения происходит периодически на временах порядка 80 минут. Время переключения направления вектора поляризации совпадает с периодом вариаций потока — порядка 1.5 часов. Этот эффект можно интерпретировать в рамках геометрической модели джета: при движении излучающего вещества в джете изменяется его Допплер-фактор, влияющий на усиление релятивистского излучения плазмы. Таким образом, движение плазмы в джете влияет не только на вращение вектора поляризации, но и на интенсивность потока, что хорошо согласуется с наблюдениями. Более того, это также означает, что обнаруженный период переменности характеризует размер сечения траектории плазмы в джете, который тогда составляет порядка 1.5 св. часов, или 10 пк. Повтор 9-часового поляриметрического мониторинга спустя два года продемонстрировал, что период переменности блеска и поляризации S5 0716+714 остался прежним, что говорит о том, что область, где генерируется оптическое поляризованное излучение в джете, стабильна и не изменяет свои размеры на масштабах лет.

Для интерпретации наблюдаемого движения вектора поляризации в течение ночи была построена геометрическая модель конического джета с геликальным прецессирующим магнитным полем. Аппроксимация результатов наблюдений данной моделью показала, что внутрисуточная переменность вектора поляризации в блазаре S5 0716+714 с хорошей точностью описывается при учете прецессии магнитного поля джета с периодом 15 дней. Таким образом, переменность направления поляризации в блазарах может быть качественно описана даже исключительно с помощью геометрических эффектов, влияние которых доминирует.

Таким образом, показано, что длительный поляриметрический мониторинг блазаров с высоким временным разрешением и высокой точностью поляриметрии позволяет давать оценку размера сечения оптического джета, находящегося на расстоянии порядка 10^{-3} пк от центральной машины АЯГ. При

этом линейный размер этой области относительно мал и составляет порядка 10 а.е., или $5 \cdot 10^{-5}$ пк. Этот результат особенно важен, поскольку оптический джет не может быть разрешен с помощью других современных методов наблюдений, и наша оценка является единственным возможным косвенным измерением размера излучающей области.

Заключение

Несмотря на то, что в настоящее время структура и механизм энерговыделения в АЯГ считаются в общих чертах понятными, поиск ответов на вопросы, связанные с более тонкими особенностями строения активных ядер, не теряют актуальности. В рамках данной работы были проведены исследования разных типов АЯГ в поляризованном свете, позволившие более детально взглянуть на картину строения ядер и получить принципиально новую информацию о них. Результаты, полученные в ходе исследования, позволяют сделать следующие выводы.

- Впервые проведено численное моделирование поляризации вследствие экваториального рассеяния излучения широкой линии Mg II в случае высокоскоростных истечений из центральных областей активного ядра. Численный расчет поляризации вследствие экваториального рассеяния в УФ линии Mg II показал возможность применения спектрополяриметрического метода оценки масс СМЧД даже в присутствии высокоскоростных истечений из ядра, на основе чего метод был успешно применен к исследованиям двух галактик на красных смещениях больше 1.
- Признаки экваториального рассеяния были найдены в спектре в поляризованном свете в линии Mg II в квазаре SBS 1419+538 ($z = 1.862$). Это позволило также применить спектрополяриметрический метод измерения массы СМЧД к объекту на красном смещении больше 1. Для этого квазара была дана оценка массы СМЧД, оказавшаяся равной $\log(M_{\text{СМЧД}}/M_{\odot}) = 9.59 \pm 0.29$.
- По данным спектрополяриметрических наблюдений обнаружена систематическая разница между состоянием поляризации двух компонент гравитационно-линзированного квазара Q0957+561, а также зависимость поляризации континуума в компонентах от длины волны. Также в широкой линии Mg II гравитационно-линзированного квазара Q0957+561 ($z = 1.41$) обнаружено, что экваториальное рассеяние не является здесь доминирующим механизмом поляризации излучения. Сделано предположение о возможном комплексном влиянии эффектов

микро- и макролинзирования на излучение внутренних областей квазара и прецессии системы диск-джет.

- Разработан новый метод определения внутреннего радиуса пылевого тора, основанный на идее эхокартирования широких эмиссионных линий в поляризованном свете в АЯГ 1-го типа с экваториальным рассеянием. На примере активной галактики Mrk 6 показано, что измеряемый размер области рассеяния соответствует эмпирическим оценкам радиуса сублимации пыли и позволяет значительно уточнить размер пылевого тора относительно оценок, полученных по данным ИК-наблюдений.
- На основе поляриметрического мониторинга блазара S5 0716+714 обнаружена внутрисуточная переменность блеска и направления поляризации с периодом ~ 1.5 часов. Построена геометрическая модель поляризованного излучения джета и дана оценка линейным размерам геликального магнитного поля, отождествляемого с излучающей областью размером ~ 10 а.е. на расстоянии менее 0.01 пк от ядра. Стабильность области формирования оптического поляризованного излучения подтверждена повторными наблюдениями на телескопе Цейсс-1000 с прибором "Стокс-поляриметр".

Благодарности

Автор благодарит и с глубоким уважением вспоминает первого научного руководителя своей работы, **В.Л. Афанасьева**. Непрерывная и плодотворная работа в соавторстве с ним в течение последних четырех лет, его наставления, поддержка и заразительный интерес, а также созданная им аппаратура для 1-м и 6-м телескопов сделали возможным это диссертационное исследование.

Автор выражает благодарность **А.В. Моисееву**, под руководством которого данная диссертация была завершена, за внимательные замечания, свободу работы и поддержку созданного им редуктора SCORPIO-2, на котором было получено 80% наблюдательного материала этого исследования. Проведенные наблюдения также были бы невозможны без работы инженеров САО, среди которых особенно хочется отметить **А.Е. Перепелицына** и **Е.И. Перепелицына**, а также сотрудников лаборатории ОН **В.В. Комарова**, **Э.В.**

Емельянова и **Т.А. Фатхуллина** за техническое обеспечение работы на 1-м телескопе САО и предоставление для наблюдений созданного ими прибора ММРР. За помощь в работе на 1-м телескопе и личную поддержку автор благодарит своих друзей и коллег **Р.И. Уклеина** и **Е.А. Малыгина**, а также всю лабораторию СФВО.

Наблюдательная работа без грамотной интерпретации и моделирования была бы неполна. Теоретическая поддержка спектрополяриметрических исследований делалась совместно с коллегами и соавторами из Сербии, **Л. Поповичем** и **Дж. Савичем**. За важные комментарии и проявленное внимание автор благодарит **В.Р. Амирханяна**, чей опыт работы в области изучения блазаров повлиял на данную работу.

Автор благодарит своих коллег из **САО** и других российских астрономических институтов — **ИПА**, **КрАО**, **ГАИШ** и др. Особую благодарность автор хочет выразить своей альма-матер **СПбГУ**, сотрудникам и преподавателям астрономического отделения. В частности, за привитый интерес к изучению поляризации активных ядер автор благодарит **В.А. Гаген-Торна** и **В.М. Ларионова**.

Наблюдения на 1-м и 6-м телескопах САО РАН выполнялись при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (включая соглашение No05.619.21.0016, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61919X0016). Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука». Работала поддерживалась грантами **РНФ** (№20-12-00030 "Исследование геометрии и кинематики ионизированного газа в ядрах активных галактик методами поляриметрии") и **РФФИ** (№20-02-00048 "Измерение внутреннего радиуса газово-пылевого тора активных галактик методами поляриметрии").

Список литературы

1. *Antonucci, R.* Unified models for active galactic nuclei and quasars. / R. Antonucci // Annual Review of Astron and Astrophys. — 1993. — янв. — т. 31. — с. 473—521.
2. *Urry, C. M.* Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei / C. M. Urry, P. Padovani // PASP. — 1995. — сент. — т. 107. — с. 803. — arXiv: [astro-ph/9506063](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9506063) [[astro-ph](#)].
3. *Khachikian, E. Y.* A New Cloud of Hydrogen Emission in a Bright Galactic Nucleus / E. Y. Khachikian, D. W. Weedman // ApJL. — 1971. — март. — т. 164. — с. L109.
4. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole / Event Horizon Telescope Collaboration [и др.] // ApJL. — 2019. — апр. — т. 875, № 1. — с. L1. — arXiv: [1906.11238](https://arxiv.org/abs/1906.11238) [[astro-ph.GA](#)].
5. *Hönig, S. F.* Redefining the Torus: A Unifying View of AGNs in the Infrared and Submillimeter / S. F. Hönig // ApJ. — 2019. — окт. — т. 884, № 2. — с. 171. — arXiv: [1909.08639](https://arxiv.org/abs/1909.08639) [[astro-ph.GA](#)].
6. *Dibai, E. A.* / E. A. Dibai, N. M. Shakhovskoi // Astronomicheskij Tsirkulyar. — 1966. — янв. — т. 375. — с. 1.
7. Discovery of High Optical Polarisation of a Radio Object with Continuous Optical Spectrum 4C 47.08 (OE 400) / Y. S. Efimov [и др.] // Astronomicheskij Tsirkulyar. — 1979. — март. — т. 1040. — с. 3—5.
8. Infrared and optical polarimetry of the radio elliptical IC 5063 (PKS2048-57) : discovery of a highly polarized non-thermal nucleus. / J. H. Hough [и др.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1987. — февр. — т. 224. — с. 1013—1018.
9. *Beloborodov, A. M.* Polarization Change Due to Fast Winds from Accretion Disks / A. M. Beloborodov // ApJL. — 1998. — апр. — т. 496, № 2. — с. L105—L108. — arXiv: [astro-ph/9802128](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9802128) [[astro-ph](#)].
10. *Gnedin, Y. N.* Polarization of radiation from a strongly magnetized accretion disk: The asymptotic spectral distribution / Y. N. Gnedin, N. A. Silant'Ev, P. S. Shternin // Astronomy Letters. — 2006. — янв. — т. 32, № 1. — с. 39—44.

11. Magnetic fields of AGNs and standard accretion disk model: testing by optical polarimetry / N. A. Silant'ev [и др.] // *A&A*. — 2009. — нояб. — т. 507, № 1. — с. 171—182. — arXiv: [0909.1207](https://arxiv.org/abs/0909.1207) [[astro-ph.CO](#)].
12. Spectropolarimetric observations of active galactic nuclei with the 6-m BTA telescope / V. L. Afanasiev [и др.] // *Astronomy Letters*. — 2011. — май. — т. 37, № 5. — с. 302—310. — arXiv: [1104.3690](https://arxiv.org/abs/1104.3690) [[astro-ph.GA](#)].
13. Probing the Inner Jet of the Quasar PKS 1510-089 with Multi-Waveband Monitoring During Strong Gamma-Ray Activity / A. P. Marscher [и др.] // *ApJL*. — 2010. — февр. — т. 710, № 2. — с. L126—L131. — arXiv: [1001.2574](https://arxiv.org/abs/1001.2574) [[astro-ph.CO](#)].
14. *Antonucci, R. R. J.* Optical polarization position angle versus radio source axis in radio galaxies / R. R. J. Antonucci // *Nature*. — 1982. — окт. — т. 299, № 5884. — с. 605—606.
15. Failed Radiatively Accelerated Dusty Outflow Model of the Broad Line Region in Active Galactic Nuclei. I. Analytical Solution / B. Czerny [и др.] // *ApJ*. — 2017. — сент. — т. 846, № 2. — с. 154. — arXiv: [1706.07958](https://arxiv.org/abs/1706.07958) [[astro-ph.GA](#)].
16. *Afanasiev, V. L.* Polarization in Lines—A New Method for Measuring Black Hole Masses in Active Galaxies / V. L. Afanasiev, L. Č. Popović // *ApJL*. — 2015. — февр. — т. 800, № 2. — с. L35. — arXiv: [1501.07730](https://arxiv.org/abs/1501.07730) [[astro-ph.GA](#)].
17. *Stokes, G. G.* On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources / G. G. Stokes // *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*. — 1851. — янв. — т. 9. — с. 399.
18. *Розенберг, Г. В.* Вектор-параметр Стокса (Матричные методы учёта поляризации излучения в приближении лучевой оптики) / Г. В. Розенберг // *Усп. физ. наук*. — 1955. — т. 56, № 5. — с. 77—110. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1955/5/c/>.
19. *Shurcliff, W. A.* Polarized light. Production and use / W. A. Shurcliff. — 1966.
20. *Walker, M. J.* Matrix Calculus and the Stokes Parameters of Polarized Radiation / M. J. Walker // *American Journal of Physics*. — 1954. — апр. — т. 22, № 4. — с. 170—174.
21. *Born, M.* *Optik*, Berlin: J / M. Born. — 1933.

22. *Nikulin, N. S.* On the Circular Polarization of Some Peculiar Objects / N. S. Nikulin, V. M. Kuvshinov, A. B. Severny // *ApJL*. — 1971. — дек. — т. 170. — с. L53.
23. *Landstreet, J. D.* Search for Optical Circular Polarization in Quasars and Seyfert Nuclei / J. D. Landstreet, J. R. P. Angel // *ApJL*. — 1972. — июнь. — т. 174. — с. L127.
24. Optical circular polarization in quasars / D. Hutsemékers [и др.] // *A&A*. — 2010. — сент. — т. 520. — с. L7. — arXiv: [1009.4049](https://arxiv.org/abs/1009.4049) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
25. *Marin, F.* Modeling optical and UV polarization of AGNs. III. From uniform-density to clumpy regions / F. Marin, R. W. Goosmann, C. M. Gaskell // *A&A*. — 2015. — май. — т. 577. — A66. — arXiv: [1503.05311](https://arxiv.org/abs/1503.05311) [[astro-ph.HE](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
26. Stellar Spectropolarimetry with Retarder Waveplate and Beam Splitter Devices / S. Bagnulo [и др.] // *PASP*. — 2009. — сент. — т. 121, № 883. — с. 993.
27. *Afanasiev, V. L.* Technique of polarimetric observations of faint objects at the 6-m BTA telescope / V. L. Afanasiev, V. R. Amirkhanyan // *Astrophysical Bulletin*. — 2012. — окт. — т. 67, № 4. — с. 438–452. — arXiv: [1510.05269](https://arxiv.org/abs/1510.05269) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
28. The RoboPol pipeline and control system / O. G. King [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — авг. — т. 442, № 2. — с. 1706–1717. — arXiv: [1310.7555](https://arxiv.org/abs/1310.7555) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
29. *Baade, W.* The polarization of the Crab nebula on plates taken with the 200-inch telescope / W. Baade // *Bulletin Astronomical Institute of the Netherlands*. — 1956. — май. — т. 12. — с. 312.
30. *Sirohi, R.* Wave Optics And Its Applications / R. Sirohi. — Orient BlackSwan, 1993. — URL: https://books.google.ru/books?id=zcAZ%5C_uVwoNUC.
31. *Serkowski, K.* Polarimeters for Optical Astronomy / K. Serkowski // *IAU Colloq. 23: Planets, Stars, and Nebulae: Studied with Photopolarimetry* / под ред. T. Gehrels. — 01.1974. — с. 135.

32. A new two channel high-speed photo-polarimeter (HIPPO) for the SAAO / S. Potter [и др.] // Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II. т. 7014 / под ред. I. S. McLean, M. M. Casali. — 07.2008. — 70145E. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
33. A high-sensitivity polarimeter using a ferro-electric liquid crystal modulator / J. Bailey [и др.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2015. — май. — т. 449, № 3. — с. 3064—3073. — arXiv: [1503.02236 \[astro-ph.IM\]](#).
34. HIPPI-2: A versatile high-precision polarimeter / J. Bailey [и др.] // Publications of the Astron. Soc. of Australia. — 2020. — янв. — т. 37. — e004. — arXiv: [1911.02123 \[astro-ph.IM\]](#).
35. Successful commissioning of FORS1 - the first optical instrument on the VLT. / I. Appenzeller [и др.] // The Messenger. — 1998. — дек. — т. 94. — с. 1—6.
36. Properties of FOCAS optical components / K. S. Kawabata [и др.] // Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes. т. 4841 / под ред. M. Iye, A. F. M. Moorwood. — 03.2003. — с. 1219—1228. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
37. A novel quadruple beam imaging polarimeter and its application to Comet Tanaka-Machholz 1992 X / E. H. Geyer [и др.] // Astrophysics and Space Science. — 1996. — сент. — т. 239, № 2. — с. 259—274.
38. *Pernechele, C.* Device for optical linear polarization measurements with a single exposure / C. Pernechele, E. Giro, D. Fantinel // т. 4843. — 02.2003. — с. 156—163.
39. Double-wedged Wollaston-type polarimeter design and integration to RTT150-TFOOSC; initial tests, calibration, and characteristics / S. Helhel [и др.] // Experimental Astronomy. — 2015. — окт. — т. 39, № 3. — с. 595—604.
40. *Afanasiev, V. L.* Scorpio on the 6 m Telescope: Current State and Perspectives for Spectroscopy of Galactic and Extragalactic Objects / V. L. Afanasiev, A. V. Moiseev // Baltic Astronomy. — 2011. — авг. — т. 20. — с. 363—370. — arXiv: [1106.2020 \[astro-ph.IM\]](#).

41. *Emelianov, E. V.* "ММРР — multi-mode photometer-polarimeter. Оптическая схема и система управления прибором" / E. V. Emelianov, T. A. Fatkhullin. — IX Всероссийская научная конференция «Системный синтез и прикладная синергетика» (Нижний Архыз, Россия, 24-27 сентября 2019), 223-228.
42. Stokes-polarimeter for 1-meter telescope / V. Afanasiev [и др.] // arXiv e-prints. — 2021. — янв. — arXiv:2101.05945. — arXiv: [2101.05945](https://arxiv.org/abs/2101.05945) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
43. *Bessell, M. S.* UBVRI passbands. / M. S. Bessell // PASP. — 1990. — окт. — т. 102. — с. 1181—1199.
44. *Kormendy, J.* Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei / J. Kormendy, D. Richstone // Annual Review of Astron and Astrophys. — 1995. — янв. — т. 33. — с. 581.
45. A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion / K. Gebhardt [и др.] // ApJL. — 2000. — авг. — т. 539, № 1. — с. L13—L16. — arXiv: [astro-ph/0006289](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0006289) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
46. *Ferrarese, L.* A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies / L. Ferrarese, D. Merritt // ApJL. — 2000. — авг. — т. 539, № 1. — с. L9—L12. — arXiv: [astro-ph/0006053](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0006053) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
47. *Schramm, M.* The Black Hole-Bulge Mass Relation of Active Galactic Nuclei in the Extended Chandra Deep Field-South Survey / M. Schramm, J. D. Silverman // ApJ. — 2013. — апр. — т. 767, № 1. — с. 13. — arXiv: [1212.2999](https://arxiv.org/abs/1212.2999) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
48. *Shankar, F.* The demography of supermassive black holes: Growing monsters at the heart of galaxies / F. Shankar // New Astronomy Review. — 2009. — апр. — т. 53, № 4—6. — с. 57—77. — arXiv: [0907.5213](https://arxiv.org/abs/0907.5213) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
49. *Vestergaard, M.* Mass Functions of the Active Black Holes in Distant Quasars from the Large Bright Quasar Survey, the Bright Quasar Survey, and the Color-selected Sample of the SDSS Fall Equatorial Stripe / M. Vestergaard, P. S. Osmer // ApJ. — 2009. — июль. — т. 699, № 1. — с. 800—816. — arXiv: [0904.3348](https://arxiv.org/abs/0904.3348) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].

50. *Shen, Y.* The Demographics of Broad-line Quasars in the Mass-Luminosity Plane. I. Testing FWHM-based Virial Black Hole Masses / Y. Shen, B. C. Kelly // *ApJ*. — 2012. — февр. — т. 746, № 2. — с. 169. — arXiv: [1107.4372 \[astro-ph.CO\]](#).
51. *Peterson, B. M.* Measuring the Masses of Supermassive Black Holes / B. M. Peterson // *Space Science Reviews*. — 2014. — сент. — т. 183, № 1–4. — с. 253–275.
52. *Kormendy, J.* Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies / J. Kormendy, L. C. Ho // *Annual Review of Astron and Astrophys*. — 2013. — авг. — т. 51, № 1. — с. 511–653. — arXiv: [1304.7762 \[astro-ph.CO\]](#).
53. *Bentz, M. C.* The AGN Black Hole Mass Database / M. C. Bentz, S. Katz // *PASP*. — 2015. — янв. — т. 127, № 947. — с. 67. — arXiv: [1411.2596 \[astro-ph.GA\]](#).
54. *Bahcall, J. N.* On the Time Dependence of Emission-Line Strengths from a Photoionized Nebula / J. N. Bahcall, B.-Z. Kozlovsky, E. E. Salpeter // *ApJ*. — 1972. — февр. — т. 171. — с. 467.
55. *Cherepashchuk, A. M.* Rapid Variations of $H\alpha$ Intensity in the Nuclei of Seyfert Galaxies NGC 4151, 3516, 1068 / A. M. Cherepashchuk, V. M. Lyutyi // *Astrophysics Letters*. — 1973. — март. — т. 13. — с. 165.
56. *Netzer, H.* Dust in the narrow-line region of active galactic nuclei / H. Netzer, A. Laor // *ApJL*. — 1993. — февр. — т. 404. — с. L51–L54.
57. The Sloan Digital Sky Survey Reverberation Mapping Project: First Broad-line $H\beta$ and Mg II Lags at $z \gtrsim 0.3$ from Six-month Spectroscopy / Y. Shen [и др.] // *ApJ*. — 2016. — февр. — т. 818, № 1. — с. 30. — arXiv: [1510.02802 \[astro-ph.GA\]](#).
58. The Sloan Digital Sky Survey Reverberation Mapping Project: $H\alpha$ and $H\beta$ Reverberation Measurements from First-year Spectroscopy and Photometry / C. J. Grier [и др.] // *ApJ*. — 2017. — дек. — т. 851, № 1. — с. 21. — arXiv: [1711.03114 \[astro-ph.GA\]](#).
59. The Sloan Digital Sky Survey Reverberation Mapping Project: Initial CIV Lag Results from Four Years of Data / C. J. Grier [и др.] // arXiv e-prints. — 2019. — апр. — arXiv:1904.03199. — arXiv: [1904.03199 \[astro-ph.GA\]](#).

60. Active galactic nuclei at $z \sim 1.5$ - II. Black hole mass estimation by means of broad emission lines / J. E. Mejia-Restrepo [и др.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2016. — июль. — т. 460, № 1. — с. 187–211. — arXiv: [1603.03437 \[astro-ph.GA\]](#).
61. Time-delay Measurement of MgII Broad-line Response for the Highly Accreting Quasar HE 0413-4031: Implications for the Mg II-based Radius-Luminosity Relation / M. Zajacek [и др.] // ApJ. — 2020. — июнь. — т. 896, № 2. — с. 146. — arXiv: [2005.09071 \[astro-ph.GA\]](#).
62. *Afanasiev, V. L.* Spectropolarimetry of Seyfert 1 galaxies with equatorial scattering: black hole masses and broad-line region characteristics / V. L. Afanasiev, L. Č. Popović, A. I. Shapovalova // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2019. — февр. — т. 482. — с. 4985–4999. — arXiv: [1810.12164](#).
63. *Gaskell, C. M.* A redshift difference between high and low ionization emission-line regions in QSOs - Evidence for radial motions / C. M. Gaskell // ApJ. — 1982. — дек. — т. 263. — с. 79–86.
64. *Baskin, A.* What controls the CIV line profile in active galactic nuclei? / A. Baskin, A. Laor // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2005. — янв. — т. 356, № 3. — с. 1029–1044. — arXiv: [astro-ph/0409196 \[astro-ph\]](#).
65. *Popović, L. Č.* The structure of the Mg II broad line emitting region in Type 1 AGNs / L. Č. Popović, J. Kovačević-Dojčinović, S. Marčeta-Mandić // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2019. — апр. — т. 484. — с. 3180–3197. — arXiv: [1901.03681](#).
66. *Goosmann, R. W.* Modeling optical and UV polarization of AGNs. I. Imprints of individual scattering regions / R. W. Goosmann, C. M. Gaskell // A&A. — 2007. — апр. — т. 465. — с. 129–145. — eprint: [astro-ph/0507072](#).
67. Modeling optical and UV polarization of AGNs. II. Polarization imaging and complex reprocessing / F. Marin [и др.] // A&A. — 2012. — дек. — т. 548. — A121. — arXiv: [1209.2915 \[astro-ph.HE\]](#).
68. *Marin, F.* A complete disclosure of the hidden type-1 AGN in NGC 1068 thanks to 52 yr of broad-band polarimetric observation / F. Marin // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2018. — сент. — т. 479, № 3. — с. 3142–3154. — arXiv: [1806.04415 \[astro-ph.GA\]](#).

69. Modeling optical and UV polarization of AGNs. IV. Polarization timing / P. A. Rojas Lobos [и др.] // A&A. — 2018. — март. — т. 611. — A39.
70. *Schulz, G. E. D.* Cashwell and C. J. Everett, A practical manual on the Monte Carlo Method for random walk problems. IX + 153 S. m. 64 Abb. London 1959. Pergamon Press. Preis geb. 40s net / G. Schulz // Zeitschrift Angewandte Mathematik und Mechanik. — 1960. — январь. — т. 40, № 7/8. — с. 379—380.
71. *Popović, L. Č.* The structure of the Mg II broad line emitting region in Type 1 AGNs / L. Č. Popović, J. Kovačević-Dojčinović, S. Marčeta-Mandić // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2019. — апр. — т. 484, № 3. — с. 3180—3197. — arXiv: [1901.03681](https://arxiv.org/abs/1901.03681) [[astro-ph.GA](#)].
72. AGN black hole mass estimates using polarization in broad emission lines / D. Savić [и др.] // A&A. — 2018. — июнь. — т. 614. — A120. — arXiv: [1801.06097](https://arxiv.org/abs/1801.06097) [[astro-ph.GA](#)].
73. Variability in spectropolarimetric properties of Sy 1.5 galaxy Mrk 6 / V. L. Afanasiev [и др.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2014. — май. — т. 440. — с. 519—529. — arXiv: [1310.1179](https://arxiv.org/abs/1310.1179).
74. *Vestergaard, M.* Determining Central Black Hole Masses in Distant Active Galaxies and Quasars. II. Improved Optical and UV Scaling Relationships / M. Vestergaard, B. M. Peterson // ApJ. — 2006. — апр. — т. 641, № 2. — с. 689—709. — arXiv: [astro-ph/0601303](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601303) [[astro-ph](#)].
75. Estimating Black Hole Masses in Active Galactic Nuclei Using the Mg II $\lambda 2800$ Emission Line / J.-G. Wang [и др.] // ApJ. — 2009. — дек. — т. 707, № 2. — с. 1334—1346. — arXiv: [0910.2848](https://arxiv.org/abs/0910.2848) [[astro-ph.CO](#)].
76. *Trakhtenbrot, B.* Black hole growth to $z = 2$ - I. Improved virial methods for measuring M_{BH} and L/L_{Edd} / B. Trakhtenbrot, H. Netzer // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2012. — дек. — т. 427, № 4. — с. 3081—3102. — arXiv: [1209.1096](https://arxiv.org/abs/1209.1096) [[astro-ph.CO](#)].
77. Is MgII $\lambda 2800$ a reliable virial broadening estimator for quasars? / P. Marziani [и др.] // A&A. — 2013. — июль. — т. 555. — A89. — arXiv: [1305.1096](https://arxiv.org/abs/1305.1096) [[astro-ph.CO](#)].

78. Low-ionization Outflows in High Eddington Ratio Quasars / P. Marziani [и др.] // *ApJ*. — 2013. — февр. — т. 764, № 2. — с. 150. — arXiv: [1301.0520 \[astro-ph.CO\]](#).
79. The polarized signal from broad emission lines in AGNs / P. Lira [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — янв. — т. 491, № 1. — с. 1–12. — arXiv: [1906.08718 \[astro-ph.GA\]](#).
80. Calibration of the virial factor f in supermassive black hole masses of reverberation-mapped AGNs / L.-M. Yu [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — сент. — т. 488, № 2. — с. 1519–1534. — arXiv: [1907.00315 \[astro-ph.GA\]](#).
81. *Sanduleak, N.* The Case Low-Dispersion Northern Sky Survey. IX. A Region Centered in Northern Bootes / N. Sanduleak, P. Pesch // *ApJ Supplement*. — 1989. — май. — т. 70. — с. 173–179.
82. Spectral investigations of objects from the Second Byurakan Survey. Stellar objects. VI. / J. A. Stepanian [и др.] // *Bulletin of the Special Astrophysics Observatory*. — 1993. — янв. — т. 36. — с. 5–42.
83. The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog. III. Third Data Release / D. P. Schneider [и др.] // *Astronomical Journal*. — 2005. — авг. — т. 130, № 2. — с. 367–380. — arXiv: [astro-ph/0503679 \[astro-ph\]](#).
84. The Sloan Digital Sky Survey Reverberation Mapping Project: Initial C IV Lag Results from Four Years of Data / C. J. Grier [и др.] // *ApJ*. — 2019. — дек. — т. 887, № 1. — с. 38. — arXiv: [1904.03199 \[astro-ph.GA\]](#).
85. *Насонов, С. В.* ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАКОВ ВЕРХНЕГО ЯРУСА И ИХ СВЯЗЬ С МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ АТМОСФЕРЫ [текст] : автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.05 / Насонов Сергей Владимирович. — Томск, 2015. — 114 с.
86. *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing* / W. H. Press [и др.]. — 3-е изд. — USA : Cambridge University Press, 2007.
87. *Simmons, J. F. L.* Point and interval estimation of the true unbiased degree of linear polarization in the presence of low signal-to-noise ratios / J. F. L. Simmons, B. G. Stewart // *A&A*. — 1985. — янв. — т. 142, № 1. — с. 100–106.

88. *Czerny, B.* Time Delay Measurement of Mg II Line in CTS C30.10 with SALT / B. Czerny, A. Olejak, M. Ralowski // *ApJ*. — 2019. — июль. — т. 880, № 1. — с. 46. — arXiv: [1901.09757 \[astro-ph.GA\]](#).
89. *Popović, L. Č.* Broad spectral lines in AGNs and supermassive black hole mass measurements / L. Č. Popović // *Open Astronomy*. — 2020. — май. — т. 29, № 1. — с. 1–14. — arXiv: [1912.10502 \[astro-ph.GA\]](#).
90. Spectral Energy Distributions and Multiwavelength Selection of Type 1 Quasars / G. T. Richards [и др.] // *ApJ Supplement*. — 2006. — окт. — т. 166, № 2. — с. 470–497. — arXiv: [astro-ph/0601558 \[astro-ph\]](#).
91. The Average Size and Temperature Profile of Quasar Accretion Disks / J. Jiménez-Vicente [и др.] // *ApJ*. — 2014. — март. — т. 783, № 1. — с. 47. — arXiv: [1401.2785 \[astro-ph.CO\]](#).
92. Constraining the geometry and kinematics of the quasar broad emission line region using gravitational microlensing. I. Models and simulations / L. Braibant [и др.] // *A&A*. — 2017. — нояб. — т. 607. — A32. — arXiv: [1707.09159 \[astro-ph.GA\]](#).
93. New constraints on quasar broad absorption and emission line regions from gravitational microlensing / D. Hutsemékers [и др.] // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. — 2017. — сент. — т. 4. — с. 18. — arXiv: [1709.06775 \[astro-ph.GA\]](#).
94. Spectroscopy and polarimetry of the gravitationally lensed quasar SDSS J1004+4112 with the 6m SAO RAS telescope / L. Č. Popović [и др.] // *A&A*. — 2020. — февр. — т. 634. — A27. — arXiv: [1912.08886 \[astro-ph.GA\]](#).
95. *Walsh, D.* 0957+561 A, B: twin quasistellar objects or gravitational lens? / D. Walsh, R. F. Carswell, R. J. Weymann // *Nature*. — 1979. — май. — т. 279. — с. 381–384.
96. *Gondhalekar, P. M.* IUE observations of the twin QSOs 0957+561 A, B. / P. M. Gondhalekar, R. Wilson // *Ultraviolet observations of Quasars*. т. 157 / под ред. В. Battrick, J. Mort. — 04.1980. — с. 295–298. — (ESA Special Publication).
97. The double quasar Q0957+561 A, B: a gravitational lens image formed by a galaxy at $z=0.39$. / P. Young [и др.] // *ApJ*. — 1980. — окт. — т. 241. — с. 507–520.

98. Q0957+561 : detrailed models of the gravitational lens effect. / P. Young [и др.] // *ApJ*. — 1981. — март. — т. 244. — с. 736—755.
99. *Rhee, G.* An estimate of the Hubble constant from the gravitational lensing of quasar Q0957+561 / G. Rhee // *Nature*. — 1991. — март. — т. 350, № 6315. — с. 211—212.
100. The Host Galaxy of the Lensed Quasar Q0957+561 / C. R. Keeton [и др.] // *ApJ*. — 2000. — окт. — т. 542, № 1. — с. 74—93. — arXiv: [astro-ph/0001500](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0001500) [[astro-ph](#)].
101. ROSAT Observations of the Gravitationally Lensed System 0957+561 / G. Chartas [и др.] // *ApJ*. — 1995. — май. — т. 445. — с. 140.
102. *Greenfield, P. D.* The gravitationally lensed quasar 0957+561 : VLA observations and mass models. / P. D. Greenfield, D. H. Roberts, B. F. Burke // *ApJ*. — 1985. — июнь. — т. 293. — с. 370—386.
103. VLBI Observations of the Gravitational Lens System 0957+561 / R. M. Campbell [и др.] // *Astronomical Journal*. — 1995. — дек. — т. 110. — с. 2566. — arXiv: [astro-ph/9509125](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9509125) [[astro-ph](#)].
104. High resolution radio maps of quasars from the Jodrell Bank 966MHz survey. / A. Reid [и др.] // *Astronomy and Astrophysics, Supplement*. — 1995. — апр. — т. 110. — с. 213.
105. The 6 Centimeter Light Curves of B0957+561, 1979-1994: New Features and Implications for the Time Delay / D. B. Haarsma [и др.] // *ApJ*. — 1997. — апр. — т. 479, № 1. — с. 102—118. — arXiv: [astro-ph/9607080](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9607080) [[astro-ph](#)].
106. *Schild, R. E.* The Time Delay in the Twin QSO Q0957+561 / R. E. Schild // *Astronomical Journal*. — 1990. — дек. — т. 100. — с. 1771.
107. *Beskin, G. M.* The optical time delay in the double quasar Q 0957+561 A, B. / G. M. Beskin, V. L. Oknyanskij // *A&A*. — 1995. — дек. — т. 304. — с. 341.
108. *Pijpers, F. P.* The determination of time delays as an inverse problem - the case of the double quasar 0957+561 / F. P. Pijpers // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1997. — авг. — т. 289, № 4. — с. 933—944.

109. A Robust Determination of the Time Delay in 0957+561A, B and a Measurement of the Global Value of Hubble's Constant / Т. Kundić [и др.] // *ApJ*. — 1997. — июнь. — т. 482, № 1. — с. 75–82. — arXiv: [astro-ph/9610162](#) [[astro-ph](#)].
110. Time Delay in QSO 0957+561 From 1984-1999 Optical Data / A. Oscoz [и др.] // *ApJ*. — 2001. — май. — т. 552, № 1. — с. 81–90. — arXiv: [astro-ph/0102112](#) [[astro-ph](#)].
111. New aperture photometry of QSO 0957+561; application to time delay and microlensing / J. E. Ovaldsen [и др.] // *A&A*. — 2003. — май. — т. 402. — с. 891–904. — arXiv: [astro-ph/0308397](#) [[astro-ph](#)].
112. New two-colour light curves of Q0957+561: time delays and the origin of intrinsic variations / V. N. Shalyapin [и др.] // *A&A*. — 2008. — дек. — т. 492, № 2. — с. 401–410. — arXiv: [0810.4619](#) [[astro-ph](#)].
113. *Shalyapin, V. N.* A 5.5-year robotic optical monitoring of Q0957+561: substructure in a non-local cD galaxy / V. N. Shalyapin, L. J. Goicoechea, R. Gil-Merino // *A&A*. — 2012. — апр. — т. 540. — A132. — arXiv: [1203.0978](#) [[astro-ph.GA](#)].
114. The Gravitational Lens System Q0957+561 in the Ultraviolet / J. F. Dolan [и др.] // *ApJ*. — 1995. — март. — т. 442. — с. 87.
115. *Hutsemekers, D.* Polarization properties of a sample of broad absorption line and gravitationally lensed quasars / D. Hutsemekers, H. Lamy, M. Remy // *A&A*. — 1998. — дек. — т. 340. — с. 371–380.
116. *Belle, K. E.* Microlensing of Broad Absorption Line Quasars: Polarization Variability / K. E. Belle, G. F. Lewis // *PASP*. — 2000. — март. — т. 112, № 769. — с. 320–327. — arXiv: [astro-ph/9911220](#) [[astro-ph](#)].
117. *Hales, C. A.* Resolving the Structure at the Heart of BAL Quasars Through Microlensing Induced Polarisation Variability / C. A. Hales, G. F. Lewis // *Publications of the Astron. Soc. of Australia*. — 2007. — май. — т. 24, № 1. — с. 30–40. — arXiv: [astro-ph/0703345](#) [[astro-ph](#)].
118. Polarization microlensing in the quadruply imaged broad absorption line quasar H1413+117 / D. Hutsemekers [и др.] // *A&A*. — 2015. — дек. — т. 584. — A61. — arXiv: [1510.06047](#) [[astro-ph.GA](#)].

119. Seyferts on the edge: polar scattering and orientation-dependent polarization in Seyfert 1 nuclei / J. E. Smith [и др.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2004. — май. — т. 350, № 1. — с. 140—160. — arXiv: [astro-ph/0401496](#) [[astro-ph](#)].
120. Астрономические ПЗС-системы для 6-метрового телескопа БТА (обзор) / В. А. Мурзин [и др.] // Успехи прикладной физики. — 2016. — окт. — т. 4, № 5. — с. 500—506.
121. Spectropolarimetric monitoring of active galaxy 3C 390.3 with 6-m telescope SAO RAS in the period 2009-2014 / V. L. Afanasiev [и др.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2015. — апр. — т. 448, № 3. — с. 2879—2889. — arXiv: [1501.07519](#) [[astro-ph.GA](#)].
122. The multiple images of the quasar 0957+561. / D. H. Roberts [и др.] // ApJ. — 1985. — июнь. — т. 293. — с. 356—369.
123. *Schild, R. E.* Accretion Disk Structure and Orientation in the Lensed and Microlensed Q0957+561 Quasar / R. E. Schild // Astronomical Journal. — 2005. — март. — т. 129, № 3. — с. 1225—1230. — arXiv: [astro-ph/0504396](#) [[astro-ph](#)].
124. The buried Balmer-edge signatures from quasars / M. Kishimoto [и др.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2004. — нояб. — т. 354, № 4. — с. 1065—1092. — arXiv: [astro-ph/0408105](#) [[astro-ph](#)].
125. Improving the red wavelength sensitivity of CCDs / P. R. Jorden [и др.] // High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IV. т. 7742 / под ред. A. D. Holland, D. A. Dorn. — 07.2010. — 77420J. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
126. *Shablovinskaya, E. S.* The intraday variations of the polarization vector direction in radio source S5 0716+714 / E. S. Shablovinskaya, V. L. Afanasiev // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2019. — февр. — т. 482, № 4. — с. 4322—4328. — arXiv: [1810.07594](#) [[astro-ph.GA](#)].
127. *Kishimoto, M.* A first close look at the Balmer-edge behaviour of the quasar big blue bump / M. Kishimoto, R. Antonucci, O. Blaes // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2003. — окт. — т. 345, № 1. — с. 253—260. — arXiv: [astro-ph/0212259](#) [[astro-ph](#)].

128. The Wavelength Dependence of Polarization of Active Galaxies and Quasars / W. Webb [и др.] // *ApJ*. — 1993. — дек. — т. 419. — с. 494.
129. *Popović, L. Č.* The influence of gravitational lensing on the spectra of lensed quasi-stellar objects / L. Č. Popović, G. Chartas // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2005. — февр. — т. 357, № 1. — с. 135—144. — arXiv: [astro-ph/0411287](#) [[astro-ph](#)].
130. VLBI Observations of the Gravitational Lens System 0957+561: Structure and Relative Magnification of the A and B Images / M. V. Gorenstein [и др.] // *ApJ*. — 1988. — нояб. — т. 334. — с. 42.
131. A Reassessment of the Data and Models of the Gravitational Lens Q0957+561 / R. Barkana [и др.] // *ApJ*. — 1999. — авг. — т. 520, № 2. — с. 479—490. — arXiv: [astro-ph/9808096](#) [[astro-ph](#)].
132. The Central Component of Gravitational Lens Q0957+561 / D. B. Haarsma [и др.] // *Astronomical Journal*. — 2008. — март. — т. 135, № 3. — с. 984—990. — arXiv: [0801.3952](#) [[astro-ph](#)].
133. A Technique for Using Radio Jets as Extended Gravitational Lensing Probes / P. P. Kronberg [и др.] // *ApJL*. — 1991. — янв. — т. 367. — с. L1.
134. *Barvainis, R.* Hot dust and the near-infrared bump in the continuum spectra of quasars and active galactic nuclei / R. Barvainis // *ApJ*. — 1987. — сент. — т. 320. — с. 537—544.
135. *Barvainis, R.* Dust Reverberation: A Model for the Infrared Variations of Fairall 9 / R. Barvainis // *ApJ*. — 1992. — дек. — т. 400. — с. 502.
136. *Goosmann, R. W.* Modeling optical and UV polarization of AGNs. I. Imprints of individual scattering regions / R. W. Goosmann, C. M. Gaskell // *A&A*. — 2007. — апр. — т. 465, № 1. — с. 129—145. — arXiv: [astro-ph/0507072](#) [[astro-ph](#)].
137. *Blandford, R. D.* Reverberation mapping of the emission line regions of Seyfert galaxies and quasars. / R. D. Blandford, C. F. McKee // *ApJ*. — 1982. — апр. — т. 255. — с. 419—439.
138. *Peterson, B. M.* Reverberation Mapping of Active Galactic Nuclei / B. M. Peterson // *PASP*. — 1993. — март. — т. 105. — с. 247.

139. *Koratkar, A. P.* Radius-Luminosity and Mass-Luminosity Relationships for Active Galactic Nuclei / A. P. Koratkar, C. M. Gaskell // *ApJL*. — 1991. — апр. — т. 370. — с. L61.
140. *Netzer, H.* Reverberation Mapping and the Physics of Active Galactic Nuclei / H. Netzer, B. M. Peterson // *Astronomical Time Series*, Eds. D. Maoz, A. Sternberg, and E.M. Leibowitz, 1997 (Dordrecht: Kluwer), p. 85. т. 218 / под ред. D. Maoz, A. Sternberg, E. M. Leibowitz. — 1997. — с. 85. — (Astrophysics and Space Science Library).
141. Exploring the inner region of type 1 AGNs with the Keck interferometer / M. Kishimoto [и др.] // *A&A*. — 2009. — дек. — т. 507, № 3. — с. L57–L60. — arXiv: [0911.0666 \[astro-ph.CO\]](#).
142. The innermost dusty structure in active galactic nuclei as probed by the Keck interferometer / M. Kishimoto [и др.] // *A&A*. — 2011. — март. — т. 527. — A121. — arXiv: [1012.5359 \[astro-ph.CO\]](#).
143. An image of the dust sublimation region in the nucleus of NGC 1068 / Gravity Collaboration [и др.] // *A&A*. — 2020. — февр. — т. 634. — A1. — arXiv: [1912.01361 \[astro-ph.GA\]](#).
144. VLTI/AMBER observations of the Seyfert nucleus of NGC 3783 / G. Weigelt [и др.] // *A&A*. — 2012. — май. — т. 541. — с. L9. — arXiv: [1204.6122 \[astro-ph.GA\]](#).
145. Reverberation Measurements of the Inner Radius of the Dust Torus in Nearby Seyfert 1 Galaxies / M. Suganuma [и др.] // *ApJ*. — 2006. — март. — т. 639, № 1. — с. 46–63. — arXiv: [astro-ph/0511697 \[astro-ph\]](#).
146. A Revised Broad-line Region Radius and Black Hole Mass for the Narrow-line Seyfert 1 NGC 4051 / K. D. Denney [и др.] // *ApJ*. — 2009. — сент. — т. 702, № 2. — с. 1353–1366. — arXiv: [0904.0251 \[astro-ph.CO\]](#).
147. *Zu, Y.* An Alternative Approach to Measuring Reverberation Lags in Active Galactic Nuclei / Y. Zu, C. S. Kochanek, B. M. Peterson // *ApJ*. — 2011. — июль. — т. 735, № 2. — с. 80. — arXiv: [1008.0641 \[astro-ph.CO\]](#).
148. Central Masses and Broad-Line Region Sizes of Active Galactic Nuclei. II. A Homogeneous Analysis of a Large Reverberation-Mapping Database / B. M. Peterson [и др.] // *ApJ*. — 2004. — окт. — т. 613, № 2. — с. 682–699. — arXiv: [astro-ph/0407299 \[astro-ph\]](#).

149. High-Rate Active Galaxy Monitoring at the Wise Observatory. III. The Broad-Line Region of NGC 4151 / D. Maoz [и др.] // *ApJ*. — 1991. — февр. — т. 367. — с. 493.
150. Inner Size of a Dust Torus in the Seyfert 1 Galaxy NGC 4151 / T. Minezaki [и др.] // *ApJ*. — 2004. — янв. — т. 600, № 1. — с. L35—L38. — arXiv: [astro-ph/0311338](#) [[astro-ph](#)].
151. Variation of Inner Radius of Dust Torus in NGC4151 / S. Koshida [и др.] // *ApJ*. — 2009. — авг. — т. 700, № 2. — с. L109—L113. — arXiv: [0907.0573](#) [[astro-ph.CO](#)].
152. Reverberation Measurements of the Inner Radius of the Dust Torus in 17 Seyfert Galaxies / S. Koshida [и др.] // *ApJ*. — 2014. — июнь. — т. 788, № 2. — с. 159. — arXiv: [1406.2078](#) [[astro-ph.GA](#)].
153. Determination of the size of the dust torus in H0507+164 through optical and infrared monitoring / A. K. Mandal [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — апр. — т. 475, № 4. — с. 5330—5337. — arXiv: [1801.07018](#) [[astro-ph.GA](#)].
154. Dust reverberation mapping of Z229-15 / A. K. Mandal [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — март. — т. 501, № 3. — с. 3905—3915. — arXiv: [2012.04906](#) [[astro-ph.GA](#)].
155. Dust Reverberation Mapping in Distant Quasars from Optical and Mid-infrared Imaging Surveys / Q. Yang [и др.] // *ApJ*. — 2020. — сент. — т. 900, № 1. — с. 58. — arXiv: [2007.02402](#) [[astro-ph.GA](#)].
156. *Baskin, A.* Dust inflated accretion disc as the origin of the broad line region in active galactic nuclei / A. Baskin, A. Laor // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — февр. — т. 474, № 2. — с. 1970—1994. — arXiv: [1711.00025](#) [[astro-ph.GA](#)].
157. *Netzer, H.* Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei / H. Netzer // *Annual Review of Astron and Astrophys.* — 2015. — авг. — т. 53. — с. 365—408. — arXiv: [1505.00811](#).
158. *Goosmann, R. W.* How Polarization and Scattering can reveal Geometries, Dynamics, and Feeding of Active Galactic Nuclei / R. W. Goosmann, C. M. Gaskell, M. Shoji // *SF2A-2008* / под ред. C. Charbonnel, F. Combes, R. Samadi. — 11.2008. — с. 231. — arXiv: [0811.0766](#) [[astro-ph](#)].

159. Discovery of Polarization Reverberation in NGC 4151 / C. M. Gaskell [и др.] // *ApJ*. — 2012. — апр. — т. 749, № 2. — с. 148. — arXiv: [0711.1019 \[astro-ph\]](#).
160. Equatorial scattering and the structure of the broad-line region in Seyfert nuclei: evidence for a rotating disc / J. E. Smith [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2005. — май. — т. 359, № 3. — с. 846–864. — arXiv: [astro-ph/0501640 \[astro-ph\]](#).
161. Long-term variability of the optical spectra of NGC 4151. I. Light curves and flux correlations / A. I. Shapovalova [и др.] // *A&A*. — 2008. — июль. — т. 486, № 1. — с. 99–111. — arXiv: [0804.0910 \[astro-ph\]](#).
162. Estimating supermassive black hole masses in active galactic nuclei using polarization of broad Mg II, H α , and H β lines / Đ. Savić [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — сент. — т. 497, № 3. — с. 3047–3054. — arXiv: [2007.11475 \[astro-ph.GA\]](#).
163. *Osterbrock, D. E.* NGC 4151 and Markarian 6 - two intermediate-type Seyfert galaxies / D. E. Osterbrock, A. T. Koski // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1976. — авг. — т. 176. — 61P–66P.
164. Calibration and Limitations of the Mg II Line-based Black Hole Masses / J.-H. Woo [и др.] // *ApJ*. — 2018. — июнь. — т. 859, № 2. — с. 138. — arXiv: [1804.02798 \[astro-ph.GA\]](#).
165. *Blackman, R. B.* The measurement of power spectra / R. B. Blackman, J. W. Turkey. — Dover Publications, Inc., New York, 1958.
166. Quasar Accretion Disk Sizes from Continuum Reverberation Mapping from the Dark Energy Survey / D. Mudd [и др.] // *ApJ*. — 2018. — авг. — т. 862, № 2. — с. 123. — arXiv: [1711.11588 \[astro-ph.GA\]](#).
167. *Efron, B.* Bootstrap Methods: Another Look at the Jackknife / B. Efron // *The Annals of Statistics*. — 1979. — т. 7, № 1. — с. 1–26. — URL: <http://dx.doi.org/10.2307/2958830>.
168. The Low-luminosity End of the Radius-Luminosity Relationship for Active Galactic Nuclei / M. C. Bentz [и др.] // *ApJ*. — 2013. — апр. — т. 767, № 2. — с. 149. — arXiv: [1303.1742 \[astro-ph.CO\]](#).

169. Poynting Jets from Accretion Disks / R. V. E. Lovelace [и др.] // *ApJ*. — 2002. — июнь. — т. 572, № 1. — с. 445—455. — arXiv: [astro-ph/0210571](#) [[astro-ph](#)].
170. *Lovelace, R. V. E.* Theory and Simulations of the Origin of Astrophysical Jets / R. V. E. Lovelace, P. R. Gandhi, M. M. Romanova // APS Division of Plasma Physics Meeting Abstracts. т. 46. — 11.2004. — с. CM1.004. — (APS Meeting Abstracts).
171. Dynamical chaos in the problem of magnetic jet collimation / G. S. Bisnovatyi-Kogan [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — сент. — т. 416, № 1. — с. 747—756. — arXiv: [1107.3962](#) [[astro-ph.CO](#)].
172. *Blandford, R. D.* Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. / R. D. Blandford, R. L. Znajek // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1977. — май. — т. 179. — с. 433—456.
173. *Blandford, R. D.* Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. / R. D. Blandford, D. G. Payne // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1982. — июнь. — т. 199. — с. 883—903.
174. A wide and collimated radio jet in 3C84 on the scale of a few hundred gravitational radii / G. Giovannini [и др.] // *Nature Astronomy*. — 2018. — апр. — т. 2. — с. 472—477. — arXiv: [1804.02198](#) [[astro-ph.GA](#)].
175. Observations of six flat spectrum sources from the 5 GHz survey. / P. Biermann [и др.] // *ApJL*. — 1981. — июль. — т. 247. — с. L53—L56.
176. The Outburst of the Blazar S5 0716+71 in 2011 October: Shock in a Helical Jet / V. M. Larionov [и др.] // *ApJ*. — 2013. — май. — т. 768, № 1. — с. 40. — arXiv: [1303.2218](#) [[astro-ph.HE](#)].
177. Radio and optical intra-day variability observations of five blazars / X. Liu [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — авг. — т. 469, № 2. — с. 2457—2463. — arXiv: [1705.00124](#) [[astro-ph.GA](#)].
178. Variability of the radio flux density of the Blazar S5 0716+714 on time scales less than a month / A. G. Gorshkov [и др.] // *Astronomy Reports*. — 2011. — февр. — т. 55, № 2. — с. 97—107. — URL: <https://doi.org/10.1134/S106377291102003X>.

179. Rapid variability of the radio flux density of the blazar J0721+7120 (S5 0716+714) in 2010 / A. G. Gorshkov [и др.] // *Astronomy Reports*. — 2011. — дек. — т. 55, № 12. — с. 1096—1104.
180. *Pryal, M.* A Search for Fast X-Ray Variability from Active Galactic Nuclei Using Swift / M. Pryal, A. Falcone, M. Stroh // *ApJ*. — 2015. — март. — т. 802, № 1. — с. 33. — arXiv: [1501.07288 \[astro-ph.HE\]](#).
181. *Zhang, X.* Intra-day optical multi-band quasi-simultaneous observation of BL Lacertae object S5 0716+714 from 2013 to 2016 / X. Zhang, J. Wu, N. Meng // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — авг. — т. 478, № 3. — с. 3513—3524. — arXiv: [1806.08148 \[astro-ph.GA\]](#).
182. Rapid Polarization Variability in the BL Lacertae Object S5 0716+714 / C. D. Impey [и др.] // *Astronomical Journal*. — 2000. — апр. — т. 119, № 4. — с. 1542—1561.
183. *Amirkhanyan, V. R.* BV RI observations of the radio source S5 0716+71 / V. R. Amirkhanyan // *Astronomy Reports*. — 2006. — апр. — т. 50, № 4. — с. 273—288.
184. Detection of the host galaxy of S5 0716+714 / K. Nilsson [и др.] // *A&A*. — 2008. — авг. — т. 487, № 2. — с. L29—L32. — arXiv: [0807.0203 \[astro-ph\]](#).
185. The Hubble Space Telescope Survey of BL Lacertae Objects. II. Host Galaxies / C. M. Urry [и др.] // *ApJ*. — 2000. — апр. — т. 532, № 2. — с. 816—829. — arXiv: [astro-ph/9911109 \[astro-ph\]](#).
186. *Stickel, M.* The complete sample of 1 Jy BL Lac objects. II. Observational data. / M. Stickel, J. W. Fried, H. Kuehr // *Astronomy and Astrophysics, Supplement*. — 1993. — май. — т. 98. — с. 393—442.
187. *Stadnik, M.* Imaging Redshift Estimates for Fermi BL Lac Objects / M. Stadnik, R. W. Romani // *ApJ*. — 2014. — апр. — т. 784, № 2. — с. 151. — arXiv: [1402.5464 \[astro-ph.GA\]](#).
188. Estimation of Stellar Metal Abundance. I. Calibration of the CA II K Index / T. C. Beers [и др.] // *Astronomical Journal*. — 1990. — сент. — т. 100. — с. 849.
189. *Cleveland, W. S.* Robust Locally Weighted Regression and Smoothing Scatterplots / W. S. Cleveland // *Journal of the American Statistical Association*. — 1979. — т. 74, № 368. — с. 829—836.

190. Multi-frequency VLBA study of the blazar S5 0716+714 during the active state in 2004. II. Large-scale jet kinematics and the comparison of the different methods of VLBI data imaging as applied to kinematic studies of AGN / E. A. Rastorgueva [и др.] // A&A. — 2011. — май. — т. 529. — A2. — arXiv: [1102.0409 \[astro-ph.CO\]](#).
191. *Shablovinskaya, E. S.* The intraday variations of the polarization vector direction in radio source S5 0716+714 / E. S. Shablovinskaya, V. L. Afanasiev // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2019. — февр. — т. 482, № 4. — с. 4322–4328. — arXiv: [1810.07594 \[astro-ph.GA\]](#).
192. Discovery of a Highly Polarized Optical Microflare in Blazar S5 0716+714 during the 2014 WEBT Campaign / G. Bhatta [и др.] // ApJL. — 2015. — авг. — т. 809, № 2. — с. L27. — arXiv: [1507.08424 \[astro-ph.HE\]](#).
193. The noise of BL Lacertae / R. L. Moore [и др.] // ApJ. — 1982. — сент. — т. 260. — с. 415–436.
194. Short timescale photometric and polarimetric behavior of two BL Lacertae type objects / S. Covino [и др.] // A&A. — 2015. — июнь. — т. 578. — A68. — arXiv: [1504.03020 \[astro-ph.HE\]](#).
195. The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to- γ -ray outburst / A. P. Marscher [и др.] // Nature. — 2008. — апр. — т. 452, № 7190. — с. 966–969.
196. *Butuzova, M. S.* A geometrical interpretation for the properties of multiband optical variability of the blazar S5 0716+714 / M. S. Butuzova // arXiv e-prints. — 2020. — май. — arXiv:2005.08161. — arXiv: [2005.08161 \[astro-ph.GA\]](#).
197. *Meier, D. L.* Magnetohydrodynamic Production of Relativistic Jets / D. L. Meier, S. Koide, Y. Uchida // Science. — 2001. — янв. — т. 291, № 5501. — с. 84–92.
198. Polarization Signatures of Kink Instabilities in the Blazar Emission Region from Relativistic Magnetohydrodynamic Simulations / H. Zhang [и др.] // ApJ. — 2017. — февр. — т. 835, № 2. — с. 125. — arXiv: [1612.03943 \[astro-ph.HE\]](#).
199. HST polarization observations of the jet of M87. / A. Capetti [и др.] // A&A. — 1997. — февр. — т. 317. — с. 637–645.

200. A helical model for the compact jet in 3C345. / W. Steffen [и др.] // A&A. — 1995. — окт. — т. 302. — с. 335. — arXiv: [astro-ph/9505075](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9505075) [[astro-ph](#)].
201. The radio and γ -ray variability analysis of S5 0716+714 / H. Z. Li [и др.] // Astrophysics and Space Science. — 2018. — март. — т. 363, № 3. — с. 45. — arXiv: [1801.06640](https://arxiv.org/abs/1801.06640) [[astro-ph.HE](#)].
202. *Nalewajko, K.* Polarization of synchrotron emission from relativistic reconfinement shocks / K. Nalewajko // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2009. — май. — т. 395, № 1. — с. 524—530. — arXiv: [0901.4116](https://arxiv.org/abs/0901.4116) [[astro-ph.GA](#)].
203. *Lyutikov, M.* Polarization and structure of relativistic parsec-scale AGN jets / M. Lyutikov, V. I. Pariev, D. C. Gabuzda // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2005. — июль. — т. 360, № 3. — с. 869—891. — arXiv: [astro-ph/0406144](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406144) [[astro-ph](#)].
204. The awakening of BL Lacertae: observations by Fermi, Swift and the GASP-WEBT / C. M. Raiteri [и др.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2013. — дек. — т. 436, № 2. — с. 1530—1545. — arXiv: [1309.1282](https://arxiv.org/abs/1309.1282) [[astro-ph.HE](#)].
205. Jet opening angles and gamma-ray brightness of AGN / A. B. Pushkarev [и др.] // A&A. — 2009. — нояб. — т. 507, № 2. — с. L33—L36. — arXiv: [0910.1813](https://arxiv.org/abs/0910.1813) [[astro-ph.CO](#)].
206. *Butuzova, M. S.* Geometrical and Kinematic Parameters of the Jet of the Blazar S5 0716+71 in a Helical-Jet Model / M. S. Butuzova // Astronomy Reports. — 2018. — февр. — т. 62, № 2. — с. 116—122.
207. *Nixon, C.* DO JETS PRECESS... OR EVEN MOVE AT ALL? / C. Nixon, A. King // The Astrophysical Journal. — 2013. — февр. — т. 765, № 1. — с. L7. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/765/1/L7>.
208. The kinematics in the pc-scale jets of AGN. The case of S5 1803+784 / S. Britzen [и др.] // A&A. — 2010. — февр. — т. 511. — A57. — arXiv: [1001.1973](https://arxiv.org/abs/1001.1973) [[astro-ph.CO](#)].