

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Корюкова Татьяна Андреевна

**Влияние эффектов распространения радиоволн в
межзвездной среде Галактики на наблюдаемые свойства
струй активных ядер галактик**

Специальность 1.3.1 –
«Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, проф. РАН
Пушкарев Александр Борисович

Москва – 2025

Оглавление

Стр.

Введение	5
Глава 1. Исследование рассеивающих свойств межзвездной среды Галактики на основе данных измерений угловых размеров активных ядер галактик	15
1.1 Измерение размеров РСДБ-ядер активных галактик	16
1.2 Исследование эффекта углового уширения размеров РСДБ-ядер активных галактик	18
1.3 Переменность свойств рассеяния	24
1.4 Оценка индекса рассеяния по двухчастотным РСДБ-данным АЯГ	26
1.4.1 Связь свойств рассеяния МЗС с основными индикаторами повышенной плотности свободных электронов в Галактике	34
1.5 Двухкомпонентная модель наблюдаемого размера РСДБ-ядра АЯГ	38
1.5.1 Оценка индекса рассеяния по многочастотным РСДБ-данным АЯГ	38
1.5.2 Моделирование истинных и рассеянных размеров ядер АЯГ	42
1.6 Моделирование распределений наблюдаемых размеров РСДБ-ядер АЯГ на частотах 2 и 8 ГГц	46
1.7 Зависимость степени рассеяния от красного смещения	50
1.8 Заключение к Главе 1	51
Глава 2. Исследование эффектов рассеяния радиоизлучения с преобладанием рефракции	54
2.1 Поиск источников, демонстрирующих эффекты рассеяния с преобладанием рефракции	55
2.2 Наблюдательные данные и их обработка	58
2.2.1 Многочастотные РСДБ-наблюдения квазара 2005+403	58
2.2.2 Мониторинг OVRO в режиме одиночной антенны	63
2.3 Распределения яркости квазара 2005+403	63
2.3.1 Морфология источника на разных частотах	63
2.3.2 Угловое уширение размера РСДБ-ядра	70

2.3.3	Частотная зависимость расстояния между изображением и субизображением источника	74
2.3.4	Изменение морфологии источника со временем	75
2.4	Спектральные свойства квазара	77
2.4.1	Распределение спектрального индекса	77
2.4.2	Синхротронный спектр квазара и оценка магнитного поля	81
2.5	Физические свойства рассеивающих экранов по данным OVRO 15 ГГц	83
2.5.1	Поиск признаков рассеяния на кривой блеска	84
2.5.2	Моделирование события рассеяния на кривой блеска	86
2.6	Заключение к Главе 2	90

Глава 3. Зондирование свойств рассеивающих экранов в направлении квазара 2005+403 с помощью

	долгосрочных многочастотных наблюдений РАТАН-600	93
3.1	Наблюдательные данные и их обработка	94
3.1.1	Многочастотный мониторинг квазара на РАТАН-600	94
3.1.2	РСДБ-наблюдения квазара 2005+403 в рамках проекта MOJAVE	95
3.2	Модели событий экстремального рассеяния и математические методы	96
3.2.1	Модель стохастического перераспределения потока F94	97
3.2.2	Модель гауссовой линзы C98	99
3.2.3	Математические методы подгонки моделей	100
3.3	Морфология источника на разных частотах наблюдения	102
3.4	Кривые блеска РАТАН-600	103
3.4.1	Эволюция плотности потока	107
3.4.2	Переменность на длительных временных масштабах	109
3.4.3	Эффекты рассеяния на кривых блеска	111
3.5	Многочастотная подгонка событий рассеяния на кривых блеска	117
3.5.1	Моделирование одиночных событий рассеяния	118
3.5.2	Множественные события рассеяния, наблюдаемые в период 2015.1–2016.5	125
3.6	Заключение к Главе 3	127

	Стр.
Заключение	130
Список литературы	132
Список рисунков	150
Список таблиц	152
Приложение А.	153
Приложение Б.	157

Введение

Еще древние цивилизации пытались разгадать загадку наблюдаемой слабой полосы рассеянного света, простирающейся через все ночное небо, которая впоследствии получила название Млечный Путь. Сегодня мы знаем, что наша Галактика состоит из тонкого диска радиусом примерно 25-30 кпк и эффективной толщиной примерно 400–600 пк, а также сферической составляющей, простирающейся более чем на 30 кпк от центра [1]. Сотни миллиардов звезд в Галактике погружены в чрезвычайно разреженную и неоднородную межзвездную среду (МЗС). МЗС – многофазная, намагниченная и сильно турбулентная среда (число Рейнольдса $R_e \gg 10^3$, [2; 3]), заполняющая пространство между звездами в Галактике. МЗС включает в себя межзвездный газ (молекулярный, атомарный, ионизованный), пыль, электромагнитные поля и космические лучи. Все компоненты МЗС тесно связаны друг с другом. Круговорот материи и энергии между звездами и МЗС поддерживает ее неоднородную структуру. Все процессы от зарождения новых звезд в самых плотных и холодных (молекулярных) областях МЗС, до взрывов сверхновых, возвращающих часть обогащенного тяжелыми элементами материала обратно в МЗС, сопровождаются выделением энергии, которое порождает и поддерживает турбулентные движения плазмы в МЗС и ее крайне неоднородное распределение.

При прохождении радиоволны через турбулентный ионизованный газ в МЗС на ее пути встречаются случайные флуктуации плотности свободных электронов, которые, в свою очередь, вызывают флуктуации показателя преломления среды. Волновые фронты случайным образом искажаются, что приводит к рассеянию радиоизлучения. Рассеянные волны могут интерферировать, вызывая случайные флуктуации амплитуды и фазы принятого излучения, но при этом продолжают содержать в себе не только информацию об источнике излучения, но и о промежуточной среде, через которую они прошли [4].

О свойствах ионизованного компонента МЗС можно судить по его влиянию на радиоволны. Рассеяние радиоволн на неоднородностях частично-ионизованной плазмы вызывает ряд эффектов распространения излучения, особенно заметных при наблюдениях компактных ярких радиоисточников, таких как пульсары, мазеры и активные ядра галактик (АЯГ). Например, эффекты, имеющие преимущественно дифракционную природу, проявляют себя

через угловое уширение наблюдаемого размера источника [5–7], «быстрые» мерцания интенсивности по времени и частоте [8]. Рассеяние с доминированием рефракции может проявляться как «медленные» изменения интенсивности излучения [9], создание множественных изображений источника [10–12], а также как формирование симметричных модуляций плотности потока на кривых блеска радиоисточников, называемых событиями экстремального рассеяния (extreme scattering event или кратко ESE, [13]).

Впервые межзвездное рассеяние открыли в конце 1960-х по радионаблюдениям мерцаний пульсаров [14]. Пульсары предоставили уникальную информацию о свойствах локальной ионизованной МЗС. Было показано, что МЗС состоит из двух основных компонентов [15; 16]. Первый компонент, названный «диффузным», характеризуется малой степенью турбулентности и относительно равномерным распределением в плоскости Галактики [15]. Авторы работы [17] использовали радиоинтерферометрические наблюдения со сверхдлинной базой (РСДБ) за внегалактическими радиоисточниками и измерения мерцаний пульсаров, чтобы ограничить галактическое распределение диффузного компонента. Результаты исследования показали, что диффузная среда имеет экспоненциальное распределение по высоте над плоскостью Галактики на масштабах примерно 0.5 кпк с радиальной протяженностью до 7 кпк относительно центра Галактики [17]. Второй компонент межзвездной среды состоит из отдельных плотных образований (сгустков) простирающихся по высоте до 100 пк с приблизительным размером одного сгустка около 1 пк [15; 18]. На сегодняшний день пульсары являются основными зондами межзвездной турбулентности благодаря своей компактности, яркости и строгой регулярности радиоимпульсов, что позволяет с большой точностью отслеживать даже небольшие искажения сигнала, вызванные прохождением через межзвездную среду. Однако пульсары не столь эффективны для изучения крупномасштабных свойств МЗС, потому что они распределены преимущественно в плоскости Галактики. Внегалактические радиоисточники не имеют таких ограничений, так как их излучение пронизывает Галактику на всю ее глубину, а их изотропное распределение по небу позволяет зондировать МЗС во всех направлениях.

АЯГ – исключительно яркие и компактные внегалактические источники радиоизлучения. Аккреция вещества на сверхмассивную черную дыру (СМЧД), расположенную в центре хозяйской галактики, приводит к экстремальному энерговыделению и формированию релятивистских струй (джетов),

превращая обычные галактики в ярчайшие маяки Вселенной [19]. АЯГ наблюдаются во всех диапазонах электромагнитного спектра. Излучение джета в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах – это синхротронное излучение, которое генерируется высокоэнергичными заряженными частицами (электронами, позитронами, протонами) в магнитном поле выброса [20]. Ускорение частиц может происходить с помощью ударных волн [21], рожденных вследствие неустойчивостей, вызванных сложной динамикой аккрецирующей материи вблизи центральной черной дыры, а также при рождении новых сгустков нетепловой плазмы повышенной яркости. На коротких длинах волн (ультрафиолетовое, рентгеновское и гамма-излучение) механизм излучения джетов – обратное комптоновское рассеяние.

Угловое уширение внегалактических радиоисточников на гигагерцовых частотах измеряется на масштабах миллисекунд дуги. Эта величина чрезвычайно мала, гораздо меньше, чем угловое разрешение одиночных радиотелескопов и даже некоторых интерферометров. Поэтому изучить этот и другие эффекты рассеяния, связанные с искажениями наблюдаемого изображения источника, можно только с помощью РСДБ-наблюдений. РСДБ – это эффективный в достижении рекордных уровней углового разрешения радиоастрономический метод, используемый в различных областях научных исследований. Измерения, выполняемые РСДБ-сетями (в том числе с участием космических антенн), достигают микросекундного углового разрешения и проводятся в широком диапазоне длин волн, что дает уникальную возможность изучения физических процессов в коллимированных выбросах активных ядер галактик на различных масштабах, вплоть до окрестностей СМЧД. Данный метод был предложен советскими учеными Л.И. Матвеевко, Н.С. Кардашевым, Г.В. Шоломицким [22] и его главной особенностью является возможность независимой регистрации сигнала на каждом из элементов интерферометра, используя высокоточные стандарты частоты. Наблюдения космических объектов проводятся по единой программе одновременно на нескольких радиотелескопах (антеннах), расположенных на расстояниях от десятков до многих тысяч километров друг от друга. Такая объединенная сеть радиотелескопов работает как один инструмент с незаполненной апертурой и эффективным диаметром равным расстоянию между самыми удаленными элементами интерферометра.

В течение двух десятилетий после ввода в эксплуатацию интерферометра со сверхдлинными базами VLBA (Very Long Baseline Array) в 1994 году [23]

были обнаружены тысячи активных галактик в широком диапазоне частот (от 1.4 до 86 ГГц). На сегодняшний день выборка АЯГ, наблюдаемых с помощью РСДБ, насчитывает десятки тысяч источников равномерно распределенных по небу и более 100 тысяч источник-эпох.

Рассеяние радиоизлучения в МЗС может сильно искажать наблюдаемое излучение компактных радиоисточников. В частности, формировать дополнительные ложные изображения источника, влиять на измеренный уровень плотности потока, создавая необычные вариации на кривых блеска, не связанные с изменениями внутри источника и др. Это, в свою очередь, может существенно усложнить интерпретацию наблюдательных данных и получение корректных физических выводов. Исследование и учет эффектов рассеяния позволяют восстанавливать истинные характеристики рассеянных источников и повышают точность оценки их параметров. Например, учет рассеяния критически важен при измерениях яркостных температур АЯГ, что имеет решающее значение для теоретических моделей релятивистских джетов [24]. В то же время, данные, содержащие сведения о рассеянии, представляют ценный источник информации о физических свойствах межзвездной среды, что вносит существенный вклад в понимание структуры и динамики Галактики.

Целью настоящей работы является исследование свойств рассеивающих экранов и влияния эффектов распространения радиоизлучения в межзвездной среде Галактики на наблюдаемые свойства активных ядер галактик по данным многочастотных радионаблюдений, проведенных как в режиме интерферометра, так и одиночной антенны. А именно:

- исследование свойств крупномасштабного рассеяния в межзвездной среде Галактики на основе данных измерений угловых размеров РСДБ-ядер активных галактик по всему небу в широком диапазоне частот;
- исследование влияния эффектов рефракционно-доминированного рассеяния на наблюдаемую с помощью РСДБ морфологию активных ядер галактик;
- исследование влияния эффектов распространения радиоволн в МЗС Галактики на наблюдаемые гигагерцовые кривые блеска активных галактик;
- восстановление истинных, неискаженных рассеянием характеристик активных галактик;

- определение физической природы рассеивающих экранов в направлении наблюдаемых внегалактических источников, их положения и основных физических характеристик.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи**:

- определить, как наблюдаемые размеры АЯГ зависят от направления на небе и частоты наблюдения;
- построить наиболее полную и детализированную карту свойств крупномасштабного рассеяния в МЗС Галактики; определить области неба, где наблюдается угловое уширение радиоисточников вследствие рассеяния;
- определить характеристики турбулентности МЗС, вызывающей дифракционно-доминированное рассеяние радиоволн АЯГ, и сравнить результаты с предсказаниями теоретических моделей, чтобы сделать выводы о физических свойствах межзвездной среды;
- обнаружить признаки анизотропного рассеяния и исследовать вторичные изображения источника особого интереса — квазара 2005+403, сформированные из-за прохождения рассеивающего экрана через луч зрения на источник, предложить модель их формирования;
- обнаружить события экстремального рассеяния на гигагерцовых кривых блеска квазара 2005+403 и получить оценки основных физических параметров рассеивающих экранов, используя существующие модели экстремального рассеяния для кривых блеска активных галактик;
- в рамках модели рассеивающей линзы восстановить истинные характеристики квазара 2005+403.

Научная новизна работы заключается в комплексном анализе, основанном на уникальных многочастотных и многоэпоховых наблюдательных данных, полученных в режиме интерферометра (система апертурного синтеза VLBA), а также данных мониторинговых наблюдений на радиотелескопах РАТАН-600 и OVRO (в режиме одиночной антенны). Исследование крупномасштабных свойств рассеяния МЗС в Галактике основано на наиболее полной выборке измеренных угловых размеров почти 9 тыс. АЯГ, равномерно распределенных по небу, в широком диапазоне частот от 1.4 до 86 ГГц. Это позволило построить первую детализированную карту распределения мощности рассеяния радиоволн в Галактике и выявить как протяженные, так и локальные области наиболее сильного рассеяния. Впервые обнаружены множественные

события экстремального рассеяния, характеризующиеся квазисимметричными модуляциями на гигагерцовых кривых блеска квазара 2005+403, вызванные прохождением рассеивающего экрана через луч зрения на источник. Это позволило восстановить физические характеристики плазменных экранов в эпоху наблюдения этих событий рассеяния. Таким образом был проведен первый многолетний и многочастотный комплексный анализ событий экстремального рассеяния на кривых блеска квазара. Впервые обнаружено одновременное проявление анизотропного рассеяния в двух компактных РСДБ-компонентах струи квазара.

Научная значимость и ценность. Результаты работы позволили улучшить уровень понимания физики плазменных структур в МЗС, вызывающих рассеяние радиоволн далеких источников радиоизлучения, разработать новые подходы для исследования свойств плазменных линз, а также обогатить наблюдательные проявления рассеяния для дальнейшего развития теоретических моделей турбулентности межзвездной среды в Галактике. Данная работа также позволила достичь прогресса в исследовании анизотропного межзвездного рассеяния, его влияния на радионаблюдения и того, какие структуры могут создавать подобные эффекты. Этот результат имеет важное значение для корректного восстановления истинных характеристик радиоисточников, особенно на низких частотах, где рассеяние может доминировать в наблюдаемой структуре активного ядра.

Результаты, вошедшие в данную диссертационную работу, были отмечены Научным советом по астрономии Отделения физических наук РАН среди важнейших достижений астрономических исследований за 2023 год. В 2024 году за особые достижения в области астрофизики диссертанту была присуждена Премия им. Д.В. Скобельцына, а также назначена стипендия Президента Российской Федерации для аспирантов и адъюнктов, проводящих научные исследования в рамках реализации приоритетов научно-технологического развития Российской Федерации.

Практическая ценность. Наиболее компактные АЯГ, расположенные на космологических расстояниях, используются для построения международной небесной системы координат ICRF (International Celestial Reference Frame) и дальнейшего ее уточнения (ICRF 2/3/4), которая до недавнего времени основывалась на РСДБ-наблюдениях активных галактик на частотах от 2 до 8 ГГц. На этих частотах эффекты рассеяния могут играть значимую роль, поэтому

для создания более точной и стабильной системы отсчета необходимо учитывать не только эффекты, связанные с физикой самих АЯГ – такие как наличие структуры источника и ее переменность, нестабильность положения РСДБ-ядра при рождении новых сгустков нетепловой плазмы и их распространении вниз по джету, – но также и эффекты распространения излучения в межзвездной среде Галактики. Исследование эффектов рассеяния радиоволн позволяет не только восстанавливать истинные характеристики рассеянных источников, которые необходимы для анализа особенностей механизмов излучения АЯГ, но и непосредственно зондировать свойства турбулентной МЗС. Новые фундаментальные знания о нашей Галактике, в частности ее межзвездной среды, в совокупности с детальной информацией об особенностях механизмов излучения АЯГ на масштабах миллисекунд и суб-миллисекунд дуги, имеют важное практическое значение для построения и уточнения высокоточной инерциальной системы отсчета нового поколения, а также для решения задач земной и космической навигации и глобального позиционирования в рамках российских систем «ГЛОНАСС» и ее следующего поколения – «Сфера».

Методология и методы исследования. Для достижения поставленной цели и решения соответствующих задач осуществлялся комплексный анализ наблюдательных РСДБ-данных с применением методов обработки изображений, использованием астрономических каталогов, а также современных статистических подходов, включая оценку значимости и надежности полученных результатов. Обработка РСДБ-данных производилась при помощи стандартных процедур: априорная калибровка с использованием программного пакета AIPS [25], а также гибридное картографирование с применением алгоритма CLEAN [26] в пакете Difmap [27]. Оценка угловых размеров источников проводилась путем подгонки моделей распределения яркости к интерферометрическим данным с использованием метода Nested Sampling [28]. В работе также использовались кривые блеска, полученные в рамках долгосрочной мониторинговой программы в радиообсерватории Оуэнс-Вэлли и в рамках многолетнего мониторинга микроквазаров на радиотелескопе РАТАН-600. Для анализа данных применялись различные статистические методы, включая бутстрап [29] и Монте-Карло моделирование [напр., 30], методы байесовской статистики [31; 32], моделирование гауссовыми процессами [33], корреляционный тест Кендалла [34], рандомизационный тест [35] и др.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. По данным массовых РСДБ-наблюдений построена первая подробная карта распределения рассеивающих свойств межзвездной среды Галактики по небу. Самое сильное рассеяние обнаружено в направлении области центра Галактики и созвездия Лебедя. Обнаружена значимая пространственная корреляция между участками Галактики, характеризующимися высокой интенсивностью излучения в линии H_{α} , с областями сильного рассеяния.
2. Обнаружены анизотропные морфологические особенности в наблюдаемой структуре квазара 2005+403, вызванные формированием вторичных изображений яркого компактного компонента. Угловой размер РСДБ-ядра, а также угловое расстояние между ядром и его субизображениями масштабируются как квадрат длины волны, что доказывает их происхождение вследствие рассеяния, а не внутренних изменений в источнике. По данным РСДБ-наблюдений квазара на частоте 15.4 ГГц впервые обнаружено анизотропное рассеяние двух РСДБ-компонент выброса одновременно.
3. На кривых блеска, полученных на радиотелескопе РАТАН-600, обнаружены многочастотные модуляции плотности потока, отождествленные с событиями экстремального рассеяния. Получены оценки физических параметров рассеивающих линз: угловой и линейный размеры 0.3 ± 0.1 мсек дуги и 0.6 ± 0.1 а.е., собственное движение 8.3 ± 0.7 мсек дуги/год и соответствующая поперечная скорость 70.1 ± 5.7 км/с.

Достоверность проведенных исследований основана на использовании данных, полученных на инструментах мирового уровня, установленных в отечественных и зарубежных обсерваториях. Достоверность полученных результатов дополнительно подтверждается обработкой и анализом наблюдательных данных с использованием современных статистических и вычислительных методов. Все результаты апробированы на российских и международных конференциях и семинарах, а также опубликованы в рецензируемом научном журнале.

Апробация работы. Все результаты опубликованы в ведущих международных научных журналах, доложены и обсуждены на научных семинарах Астрокосмического центра ФИАН им. П.Н. Лебедева, а также на трех российских и пяти международных научных конференциях, включая:

- EVN Mini-Symposium & Users' meeting, Корк, Ирландия, 12–14 июля 2021 г.
- Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2021) «Астрономия в эпоху многоканальных исследований», Москва, Россия, 23–28 августа 2021 г.
- 15th EVN Symposium and User's Meeting: Providing the Sharpest View of the Universe, Корк, Ирландия, 11–15 июля 2022 г.
- 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Москва, Россия, 3–7 апреля 2023 г.
- Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра, Москва, Россия, 18–21 декабря 2023 г.
- Всероссийская астрономическая конференция ВАК-2024, п. Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская республика, Россия, 25–31 августа 2024 г.
- Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра, Москва, Россия, 23–26 декабря 2024 г.
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2025», Москва, Россия, 11–25 апреля 2025 г.

Личный вклад. Во всех выносимых на защиту результатах вклад диссертанта является основным и включает обработку и анализ наблюдательных РСДБ-данных, работу с кривыми блеска активных ядер галактик, анализ и интерпретацию полученных результатов и подготовку научных публикаций. Диссертант совместно с соавторами участвовал в постановке исследовательских задач, выборе методов их решения и разработке скриптов для описания и анализа наблюдаемых эффектов рассеяния.

Публикации по теме диссертации. Основные результаты по теме диссертации изложены в трех статьях, опубликованных в изданиях, рекомендованных ВАК и индексируемых Web of Science и Scopus, а также в одном сборнике трудов конференции:

1. *Koryukova T. A., Pushkarev A. B., Plavin A. V., Kovalev Y. Y.* Tracing Milky Way scattering by compact extragalactic radio sources // MNRAS. — 2022. — сент. — т. 515, № 2. — с. 1736—1750.

2. *Koryukova T. A., Pushkarev A. B., Kiehlmann S., Readhead A. C. S.* Multiple imaging of the quasar 2005 + 403 formed by anisotropic scattering // MNRAS. — 2023. — дек. — т. 526, № 4. — с. 5932—5948.
3. *Koryukova T. A., Trushkin S. A., Pashchenko I. N., Pushkarev A. B.* Probing plasma scattering screens towards the quasar 2005+403 with long-term RATAN-600 observations // MNRAS. — 2025. — авг. — т. 542, № 4. — с. 2733—2751.

Структура и объем диссертации. Работа состоит из Введения, трех Глав, Заключения и двух Приложений. Полный объем работы включает 161 страницу, 42 рисунка и 18 таблиц. Список литературы содержит 196 наименований.

Глава 1. Исследование рассеивающих свойств межзвездной среды Галактики на основе данных измерений угловых размеров активных ядер галактик

Результаты, представленные в данной Главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работе соискателя [7]. В данной Главе также содержится дополнительный иллюстративный материал, который сопровождается соответствующей подрисуночной подписью. Личный вклад в данную работу отмечен во Введении к диссертации.

Динамичная и разнообразная по составу межзвездная среда является связующим звеном многих явлений, регулирующих образование звезд, рост сверхмассивных черных дыр, эволюцию галактик и др. Неоднородность МЗС поддерживается тепловой неустойчивостью [36], взрывами сверхновых [37] и другими процессами, связанными с вращением Галактики и звездной эволюцией. Когда радиоволна распространяется сквозь турбулентную плазму, она сталкивается со случайными флуктуациями плотности свободных электронов $\delta n_e/n_e$. Пространственный спектр флуктуаций плотности свободных электронов в ионизированной астрофизической плазме обычно моделируется степенным законом $P_{\delta n_e}(q) = C_{n_e}^2 q^{-\beta}$, где $q_0 \leq q \leq q_1$ – волновое число с соответствующим внутренним $l_1 = 1/q_1$ и внешним $l_0 = 1/q_0$ масштабами турбулентности, C_{n_e} – нормировочная константа или амплитуда флуктуаций [18; 38; 39], а β – степенной индекс спектра флуктуаций электронной плотности. Фурье-преобразование интерферометрической функции видности дает наблюдаемое распределение интенсивности излучения по источнику. Поскольку функция видности рассеянного изображения напрямую связана со спектром мощности турбулентной электронной плотности [38], измерения углового уширения представляют эффективный способ исследования свойств межзвездной турбулентности с характерным масштабом неоднородностей порядка $10^6 - 10^7$ м [40].

Степенной спектр турбулентности накладывает свой степенной индекс на рассеянное изображение. В случае точечного источника это влияет на масштабирование углового уширения в зависимости от длины волны и распределение плотности потока в источнике [39]. Так, угол рассеяния следует зависимости $\theta_s \propto \nu^{-k}$, где $k = \beta/(\beta - 2)$ при $2 < \beta < 4$ [41]. Индекс k равен 2.0 ($\beta = 4$) в предположении тонкого рассеивающего экрана с гауссовым распределени-

Таблица 1 — Центральные частоты используемых полос наблюдения.

Полоса	Диапазон центральных частот (ГГц)
L	1.3 – 1.6
S	2.2 – 2.3
C	4.1 – 5.1
X	7.6 – 8.7
U	13.8 – 15.6
K	23.9 – 24.4
Q	43.1 – 43.9
W	86.2 – 86.3

ем неоднородностей плотности свободных электронов [18; 42]. Распределение яркости точечного источника, наблюдаемого через экран гауссового рассеяния, является гауссовым (неразрешенное ядро, окруженное неким рассеянным гало) с угловым размером $\theta_s \propto \nu^{-2.0}$. В случае устойчивой и изотропной колмогоровской турбулентности в рассеивающем экране k -индекс равен 2.2 при $\beta = 11/3$ [43]. В данном случае угол рассеяния точечного источника масштабируется как $\theta_s \propto \nu^{-2.2}$.

Если промежуточного рассеивающего экрана на луче зрения нет, то наблюдаемый угловой размер компактного радиоисточника совпадает с его истинным размером. Для видимого основания джета (РСДБ-ядра) в активных ядрах галактик наблюдаемый размер будет пропорционален ν^{-k} , где $k = 1$ для конической формы выброса [44; 45]. Это предположение хорошо работает для частот 15 ГГц и ниже. На более высоких частотах РСДБ-наблюдения АЯГ могут зондировать самые внутренние области джетов, характеризующиеся квазипараболической формой выброса [46; 47]. Отклонения от этой зависимости также возможны и могут быть вызваны градиентами давления и плотности в джете или внешним поглощением в окружающей среде [48–51].

1.1 Измерение размеров РСДБ-ядер активных галактик

Исследование крупномасштабных рассеивающих свойств межзвездной среды Галактики основано на анализе РСДБ-наблюдений АЯГ в диапазоне частот от 1.4 до 86 ГГц, собранных в базе данных Astrogateo¹. База данных

¹http://astrogeo.org/vlbi_images/

Таблица 2 — Угловые размеры РСДБ-ядер АЯГ, измеренные на частотах от 1.4 до 86 ГГц.

Имя	ν	Эпоха	θ_{core}	$\theta_{\text{core}}^{\text{err}}$	b	l
(1)	(ГГц)	(2)	(мсек дуги)	(мсек дуги)	(°)	(°)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
J0006–0623	1.40	2010-08-23	2.601	0.007	–66.65	93.51
J0825+0831	2.31	2005-07-20	1.483	0.074	24.66	215.92
J1842+7946	4.36	2020-12-13	0.945	0.098	27.07	111.44
J0158+2124	8.68	2014-08-09	0.686	0.006	–38.86	142.95
J1337–1257	15.4	1995-07-28	0.091	0.010	48.37	320.02
J1048–1909	24.4	2002-08-25	0.057	0.003	34.91	266.75
J2258–2758	43.1	2003-09-13	0.089	0.002	–64.92	24.39
J0136+4751	86.3	2002-04-20	0.028	0.001	–14.32	130.79

Описание столбцов: (1) название источника в нотации J2000.0; (2) центральная частота наблюдений; (3) эпоха наблюдений; (4) измеренный размер РСДБ-ядра; (5) модельно-зависимая ошибка подгонки размера источника; (6) галактическая широта; (7) галактическая долгота. В данной Таблице показаны восемь случайно отобранных измерений в качестве примера. Полная версия таблицы доступна в формате CSV в дополнительных материалах к работе [7].

Astrogeo состоит из геодезических РСДБ-наблюдений [52–54], обзора РСДБ-калибраторов (VCS, [55–60]) и других РСДБ-наблюдений [61–75]. На момент исследования база данных состояла из 17 474 источников, которые наблюдались с 1994 по 2021 год, включая 105 357 источник-эпох. Подавляющее большинство наблюдений проводились на частотах 2.3, 5.0, 8.6 или 15 ГГц. В Таблице 1 приведены диапазоны центральных частот наблюдений и соответствующая им буквенная форма записи.

Парсековая морфология активных галактик, исследованная с помощью РСДБ-наблюдений, обычно представлена односторонней структурой типа ядро-джет [76]. Наиболее компактный компонент (РСДБ-ядро), расположенный в видимом начале струи, вносит доминирующий вклад в общую плотность потока. Компоненты джета АЯГ, как правило, менее яркие и быстро тускнеют вниз по течению выброса. Моделирование структуры АЯГ выполнялось с помощью метода автоматической подгонки интерферометрической функции видности с

использованием алгоритма вложенной выборки (англ. nested sampling). Данный метод был разработан в 2004 году физиком Джоном Скиллингом [28] для применения в рамках байесовской статистики [31], для сравнения моделей и генерации выборок из апостериорных распределений. Такой подход позволяет сделать процесс подгонки полностью автоматическим и независимым от первоначальных предположений. Для описания структуры АЯГ использовались два круговых гаусс-компонента. В качестве РСДБ-ядра изначально выбирался самый яркий из двух компонентов. В случае, если позиционный угол (РА) выброса на более низкой частоте противоположен РА на более высокой частоте, компоненты менялись местами. Все детали данного подхода к измерению угловых размеров АЯГ подробно изложены в работе [77]. Алгоритм вложенной выборки позволяет получить оценки неопределенностей по всем параметрам, включая размер и плотность потока компонента. В частности, полученные неопределенности использовались для фильтрации данных. Так, измерения с неопределенностью углового размера, превышающей 50% самого размера, были исключены из анализа. Обнаружено, что неразрешенные источники эффективно отфильтровываются данным критерием. Таким образом, после фильтрации данных осталось 8959 источников с 61 230 отдельными измерениями. В Таблице 2 приведено восемь случайно выбранных измерений АЯГ. Полная версия таблицы доступна онлайн².

На Рисунке 1.1 приведена зависимость ошибок измерения угловых размеров РСДБ-ядер АЯГ от соответствующей оценки размера этого источника. Красные точки — это измерения, для которых ошибка размера превысила 50% данного размера. Данные источники считаются неразрешенными и не используются в дальнейшем анализе. Таким образом, фильтрация наблюдательных данных была проведена для всех частотных диапазонов.

1.2 Исследование эффекта углового уширения размеров РСДБ-ядер активных галактик

Флуктуации плотности свободных электронов в Галактике приводят к угловому уширению размера источника, причем сила рассеяния может значительно меняться в зависимости от конкретного луча зрения [16]. Рассеивающие структуры (экраны) в Галактике распределены повсеместно, однако наиболее

²<https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/MNRAS/515/1736>

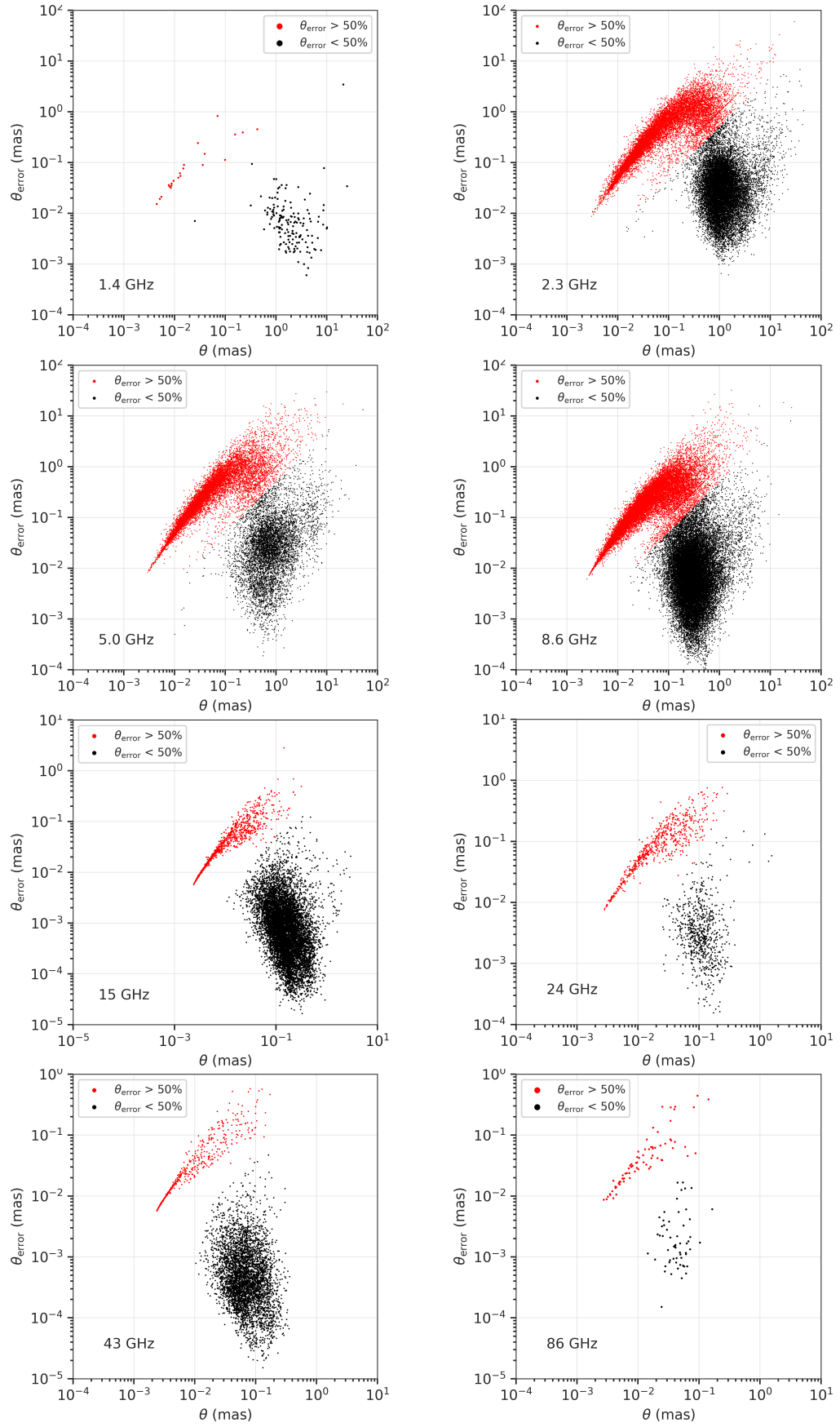


Рисунок 1.1 — Зависимость ошибки измерения углового размера РСДБ-ядра от соответствующего измеренного размера ядра на частоте наблюдения. Красным цветом отмечены источники, ошибка измерения размера которых превышает 50% самого размера. Дополнительный иллюстративный материал, основанный на результатах работы [7], подготовленный диссертантом.

высокая их концентрация приходится на тонкий диск толщиной примерно 50–100 пк, который, вероятно, связан с областями НП, пузырями, формируемыми звездным ветром, и взрывами сверхновых [78–80]. Однако в пределах этого тонкого диска их распределение крайне неравномерно.

Для зондирования рассеивающих свойств МЗС в Галактике можно использовать размеры РСДБ-ядер, измеренные на разных частотах. Исследуемые АЯГ равномерно распределены по небу, за исключением области в южных широтах небесной сферы из-за отсутствия наблюдательных данных, что позволит исследовать не только распределение рассеивающих экранов в Галактике, но и силу рассеяния отдельных ее областей. Так, на Рисунке 1.2 изображены угловые размеры наблюдаемых РСДБ-ядер АЯГ как функция абсолютного значения галактической широты отдельно для каждой частоты наблюдения, используемой в анализе. Каждая точка красной линии соответствует медианному значению размера ядра, оцененному в диапазоне широт $\pm 5^\circ$. Данные зависимости показывают, что медианные размеры источников возрастают по мере приближения к плоскости Галактики при пересечении галактической широты $|b| \approx 10^\circ$. Этот эффект наиболее заметен на низких частотах (например, 2.3 и 5.0 ГГц), как наиболее чувствительных к рассеянию и, соответственно, к угловому уширению наблюдаемого размера ядра АЯГ. Почти изотропное распределение исследуемых источников по небу на частотах 2.3, 5.0 и 8.6 ГГц позволило построить детальные карты распределения наблюдаемых размеров АЯГ в Галактике для визуализации эффекта углового уширения.

На Рисунке 1.3 изображены карты распределения угловых размеров 3541, 4544 и 7039 ядер АЯГ, измеренных на частотах 2.3, 5.0 и 8.6 ГГц, соответственно. На более высоких частотах количество источников значительно меньше, а сила рассеяния слабее. Для построения данных карт было использовано сглаживание в круговой области с радиусом 10° . Каждый пиксель карты размером 1 кв. градус содержит средний наблюдаемый размер источников, попадающих в круговую область 10° вокруг данного пикселя. Источники с размерами ядер более 20 мсек дуги на 2.3 ГГц, более 15 мсек дуги на 5.0 ГГц и более 10 мсек дуги на 8.6 ГГц были отброшены при построении карт, так как они вносят дополнительный шум в результирующую сглаженную карту. Так, на каждой из частот было отброшено не более 0.1% источник-эпох. На Рисунке 1.3 отчетливо виден эффект углового уширения размеров АЯГ в галактической плоскости. На более низких частотах средние размеры источников в плоскости Галактики значитель-

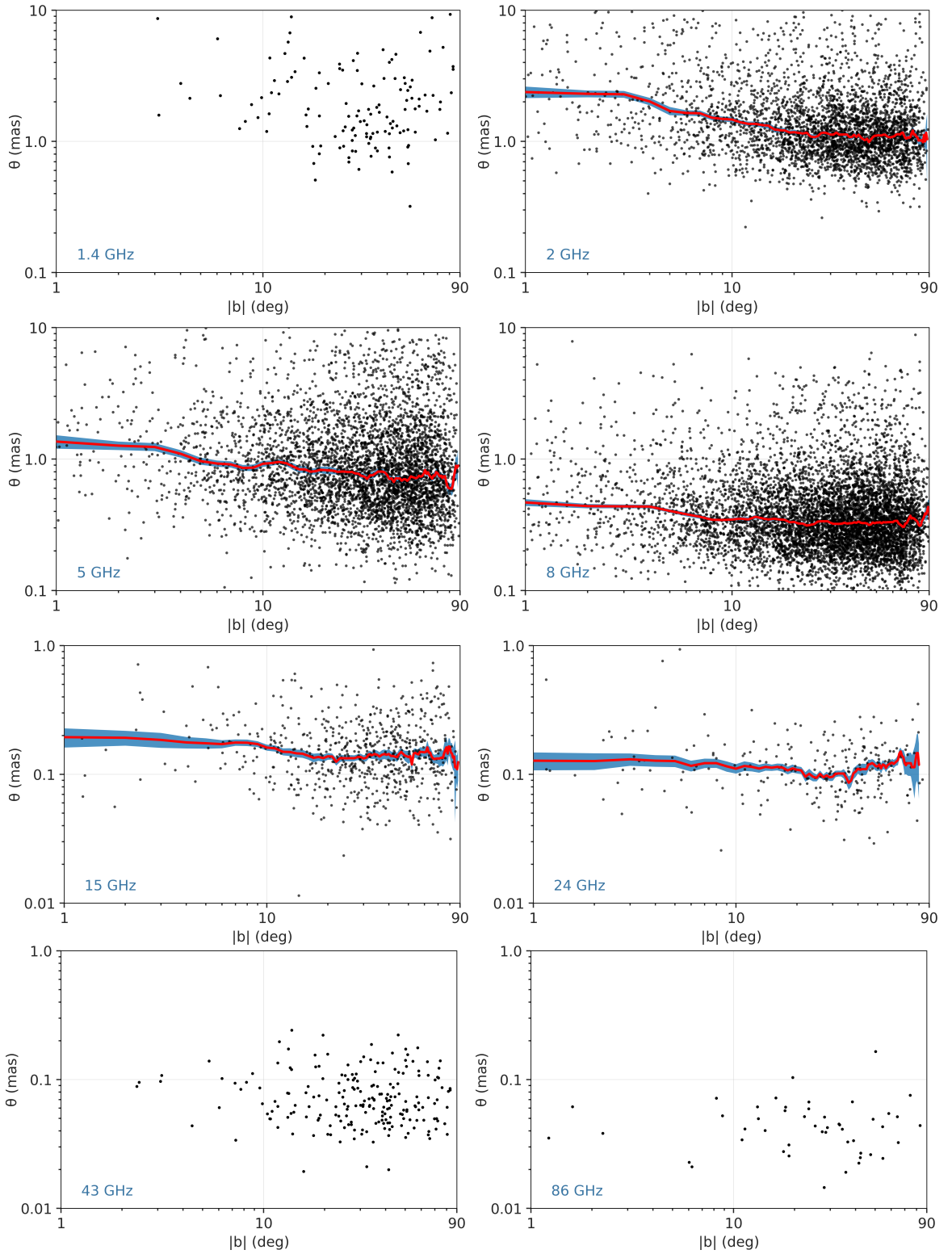


Рисунок 1.2 — Измеренные угловые размеры РСДБ-ядер АЯГ в зависимости от абсолютного значения галактической широты в диапазоне частот 1.4–86 ГГц. Каждая точка представляет собой отдельный источник для которого был взят медианный размер по всем эпохам наблюдения. Красная кривая — это скользящая медиана, каждая точка которой соответствует медианному значению размера ядра, оцененному в диапазоне широт $\pm 5^\circ$. Синяя закрашенная область показывает стандартное отклонение медианного значения углового размера.

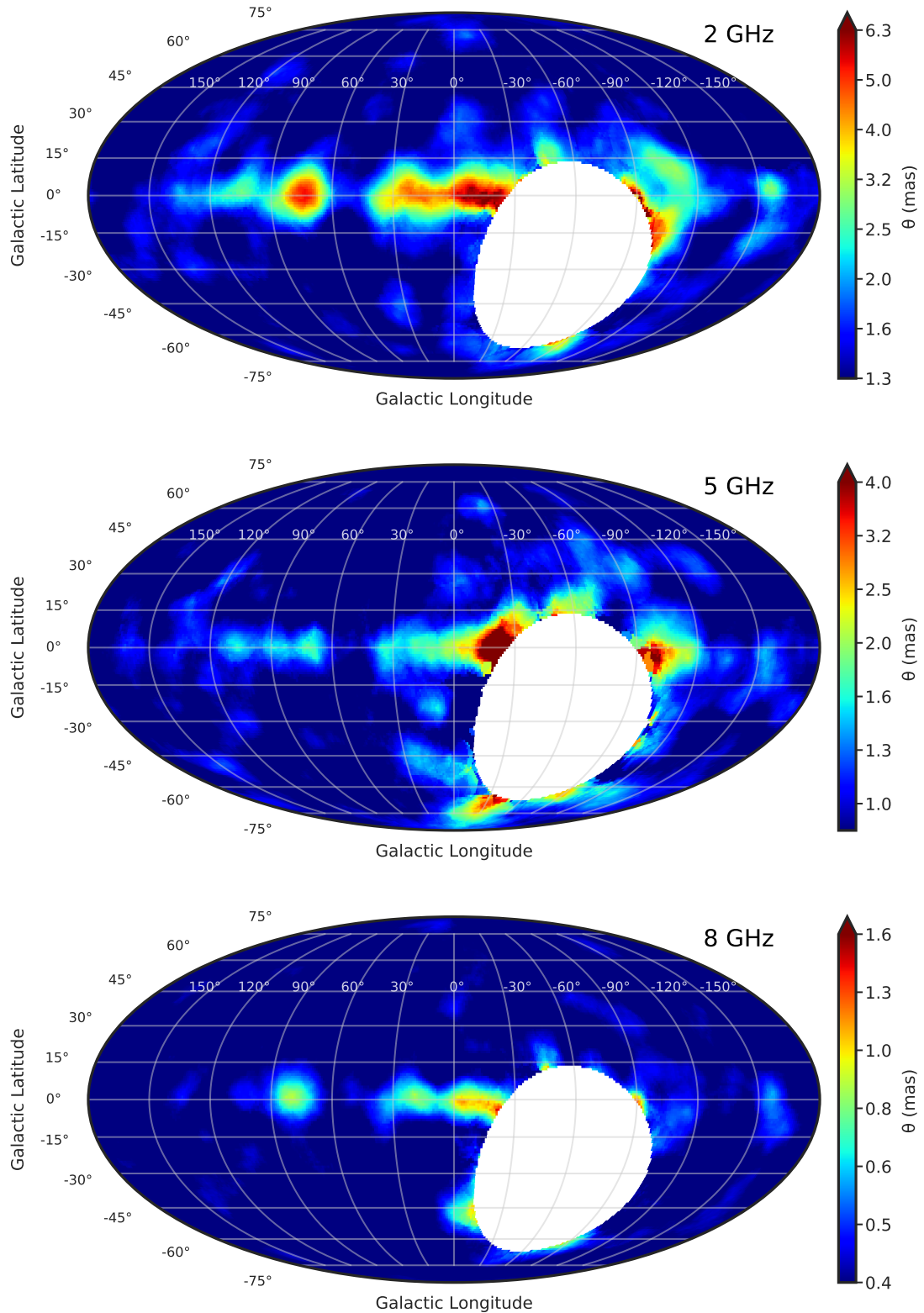


Рисунок 1.3 — Карты распределения наблюдаемых угловых размеров РСДБ-ядер АЯГ в Галактике. Сверху вниз: 2.3, 5.0, 8.6 ГГц. Цвет пикселя и соответствующая ему величина, согласно цветовой палитре справа, показывают средний угловой размер ядер в кружке радиусом 10° . Красный цвет на карте соответствует большим наблюдаемым размерам ядер АЯГ (сильное рассеяние), а темно-синий цвет — наименьшим измеренным размерам или слабому/отсутствующему рассеянию. Карты опубликованы в формате FITS в дополнительных материалах к статье [7].

но больше (например, карта на 2.3 ГГц), чем на высоких частотах (например, 8.6 ГГц). Этот эффект является следствием частотной зависимости наблюдаемых размеров РСДБ-ядер АЯГ вида $\theta \sim \nu^{-1}$ для нерассеянных источников и $\theta \sim \nu^{-2}$ (модель гауссова экрана с одним характерным масштабом неоднородностей) или $\theta \sim \nu^{-2.2}$ (экран со степенным спектром пространственных неоднородностей) для рассеянных источников [81]. Так, с уменьшением частоты, размер источника будет увеличиваться по степенному закону, причем для рассеянных источников размер будет расти быстрее из-за большего значения показателя степени. Также, из Рисунка 1.3 видно, что при абсолютных значениях галактических широт менее 10° угловое уширение зависит не только от галактической широты b , но и от долготы l , отражая неравномерность в распределении рассеивающих экранов в Галактике.

Красный цвет на карте (Рисунок 1.3) соответствует наибольшим наблюдаемым размерам ядер АЯГ. Эти источники сосредоточены в узкой полосе в центре карты, с галактической долготой в диапазоне $-120^\circ < l < 120^\circ$ на 2 ГГц. Область центра Галактики расположена примерно в диапазоне долгот $-20^\circ < l < 20^\circ$. Минимальное количество источников с большими наблюдаемыми угловыми размерами сосредоточено в области галактического антицентра с долготами $l > 150^\circ$ и $l < -150^\circ$. Данная область, вероятно, содержит значительно меньшее количество рассеивающего материала. Также, источники, наблюдаемые на высоких галактических широтах ($|b| > 10^\circ$) не подвержены значимому угловому уширению. Наблюдаются признаки усиления рассеяния по краю пустой области (белый круг на Рисунке 1.3). Данная особенность может быть связана с: (i) меньшим количеством источников, попадающих в кружок 10° при усреднении, (ii) более низкое угловое разрешение из-за большего размера диаграммы направленности для источников с низким склонением.

В Таблице 3 приведены медианные размеры источников в пределах плоскости Галактики и вне ее, оцененные для разных частот. Разница между значениями медианных размеров в и вне плоскости Галактики особенно заметна на низких частотах. Так, медианный размер РСДБ-ядер АЯГ в галактической плоскости ($|b| < 10^\circ$) на частоте 2.3 ГГц составляет 1.84 мсек дуги, на 5.0 ГГц – 1.04 мсек дуги, а на 8.6 ГГц – 0.39 мсек дуги. Вне плоскости Галактики ($|b| > 10^\circ$) медианы на тех же частотах составляют: 1.13, 0.76 и 0.33 мсек дуги, соответственно.

Таблица 3 — Медианные наблюдаемые размеры РСДБ-ядер АЯГ.

ν (ГГц) (1)	$\theta_{\text{med}} (b < 10^\circ)$ (мсек дуги) (2)	N (3)	$\theta_{\text{med}} (b > 10^\circ)$ (мсек дуги) (4)	N (5)
1.4	2.142 ± 0.895	14	1.666 ± 0.132	121
2	1.838 ± 0.084	510	1.132 ± 0.012	3031
5	1.036 ± 0.050	544	0.764 ± 0.012	4000
8	0.394 ± 0.011	979	0.331 ± 0.003	6060
15	0.174 ± 0.016	64	0.139 ± 0.004	606
24	0.127 ± 0.013	49	0.107 ± 0.004	210
43	0.094 ± 0.006	15	0.064 ± 0.003	190
86	0.038 ± 0.012	7	0.043 ± 0.003	41

Описание столбцов: (1) центральная частота наблюдения; (2) средний размер ядра АЯГ в пределах плоскости Галактики и его ошибка, оцененная методом bootstrap; (3) количество источников, использованных для оценки (2); (4) средний размер ядра АЯГ за пределами плоскости Галактики и его ошибка, оцененная методом bootstrap; (5) количество источников, использованных для оценки (4).

1.3 Переменность свойств рассеяния

Отличительной чертой активных ядер галактик является их сильная внутренняя переменность во всем диапазоне электромагнитного спектра в масштабах от часов до лет [напр., 82–84]. Для поиска характерных временных масштабов переменности, связанных с эффектами рассеяния, использовались многоэпоховые оценки размеров ядер АЯГ на частотах 2.3 и 8.6 ГГц (далее 2 и 8 ГГц для краткости). Для каждого источника были рассчитаны все возможные комбинации $|\log \theta_{t_1} - \log \theta_{t_2}|$, где θ_{t_1} – это размер РСДБ-ядра, измеренный в эпоху t_1 , а θ_{t_2} – размер ядра в эпоху t_2 . На Рисунке 1.4 приведены зависимости амплитуды переменности размера ядра на частоте 2 и 8 ГГц в зависимости от временного интервала Δt между данными эпохами наблюдения. Приблизительно 8% всех рассчитанных амплитуд на частоте 2 ГГц и 6% на частоте 8 ГГц были исключены из анализа, поскольку они не превышают расчетную погрешность для этой амплитуды, т.е. переменность в пределах допустимой ошибки не учитывалась.

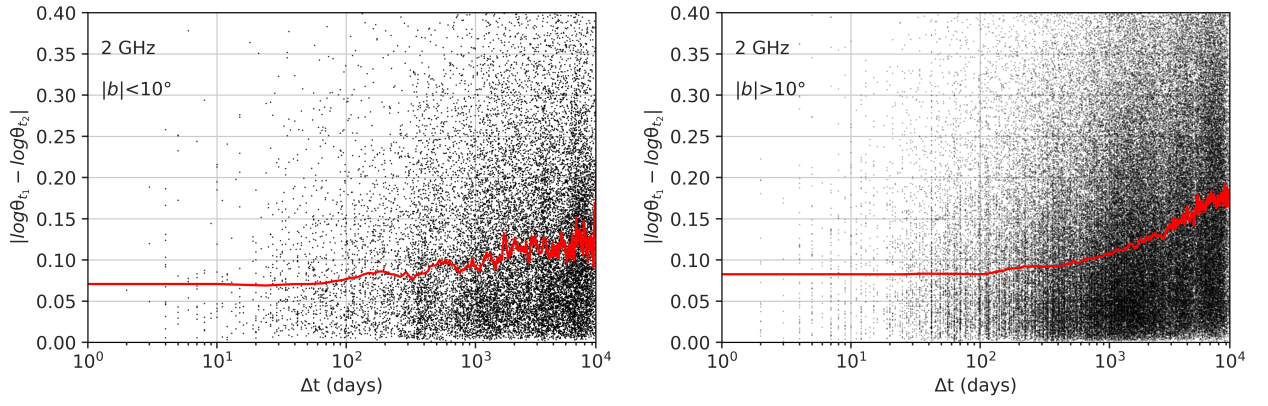


Рисунок 1.4 — Амплитуда переменности размера РСДБ-ядер АЯГ на частоте 2 ГГц на временных шкалах от дней до десятков лет. Красная кривая — скользящая медиана, оцененная в окошке 100 дней для каждой точки кривой. Результаты, полученные на 8 ГГц выглядят аналогично.

На 2 и 8 ГГц наблюдаются одни и те же особенности в зависимости амплитуды переменности размеров ядер от временного промежутка в котором она была оценена, а именно:

- переменность рассеяния возрастает на более длительных временных масштабах;
- переменность размеров за пределами плоскости Галактики выше, чем внутри плоскости для временных масштабов Δt больше нескольких лет, что может быть результатом вклада внутренней переменности источников;
- в среднем переменность не превышает 20% для временных масштабов более года; для временных масштабов менее года медианная амплитуда остается постоянной. Это указывает на то, что, как правило, наблюдаемая переменность определяется внутренней эволюцией АЯГ, а не рассеянием.

Таким образом, выявить характерные временные масштабы переменности размеров, обусловленной рассеянием, оказалось сложной задачей из-за доминирования внутренней переменности источников излучения и случайности (непредсказуемости) процессов рассеяния. Кроме того, немногие источники имеют близкие эпохи наблюдений на одной частоте, разница между которыми составляет недели или месяцы, а не годы.

1.4 Оценка индекса рассеяния по двухчастотным РСДБ-данным АЯГ

Дифракционные явления, связанные с рассеянием излучения в турбулентной межзвездной среде, приводят к угловому уширению далеких фоновых радиоисточников. Согласно [85], наблюдаемое распределение яркости источника можно представить как свертку внутренней структуры источника с функцией рассеяния, т.е.:

$$\theta_{\text{obs}}^2 = \theta_{\text{int}}^2 + \theta_{\text{scat}}^2, \quad (1.1)$$

$$\theta_{\text{int}} = \theta_{\text{int}1\text{ GHz}} \cdot \nu^{-k_{\text{int}}}, \quad (1.2)$$

$$\theta_{\text{scat}} = \theta_{\text{scat}1\text{ GHz}} \cdot \nu^{-k_{\text{scat}}}, \quad (1.3)$$

где θ_{obs} – наблюдаемый (измеренный) размер источника на частоте наблюдения, θ_{int} и θ_{scat} – истинный и рассеянный размер источника на частоте наблюдения, соответственно, $\theta_{\text{int}1\text{ GHz}}$ и $\theta_{\text{scat}1\text{ GHz}}$ – истинный и рассеянный размер источника на 1 ГГц, соответственно, ν – частота наблюдения (ГГц), k_{int} и k_{scat} – показатели степени частотной зависимости истинного и рассеянного размеров источника, соответственно.

Рассмотрим упрощенное приближение уравнений (1.1–1.3) вида $\theta_{\text{obs}} \propto \nu^{-k}$. Ожидается, что индекс k приблизительно равен 2, если в наблюдательных данных доминируют эффекты рассеяния, и равен 1, когда излучение, исходящее от источника, не подверглось значимому рассеянию в межзвездной среде. Степенной индекс k отражает силу рассеяния радиоизлучения и позволяет анализировать распределение степени рассеяния по небу, аналогично распределению наблюдаемых размеров ядер АЯГ на разных частотах, которые представлены на Рисунке 1.3 и обсуждались в разделе 1.2.

Для оценки индекса k можно использовать данные одновременных много-эпоховых измерений размеров ядер АЯГ на нескольких частотах. Так, индекс k рассчитан для 2614 равномерно распределенных по небу АЯГ, размеры которых были измерены одновременно на 2 и 8 ГГц. Если источник имел более одной эпохи наблюдения, то степенной индекс рассчитывался для каждой эпохи отдельно, после чего вычислялось медианное значение k . На Рисунке 1.5 (верхняя панель) показано распределение этих 2614 АЯГ по небу (красные точки), размеры которых были получены одновременно на 2 и 8 ГГц. Также, серыми

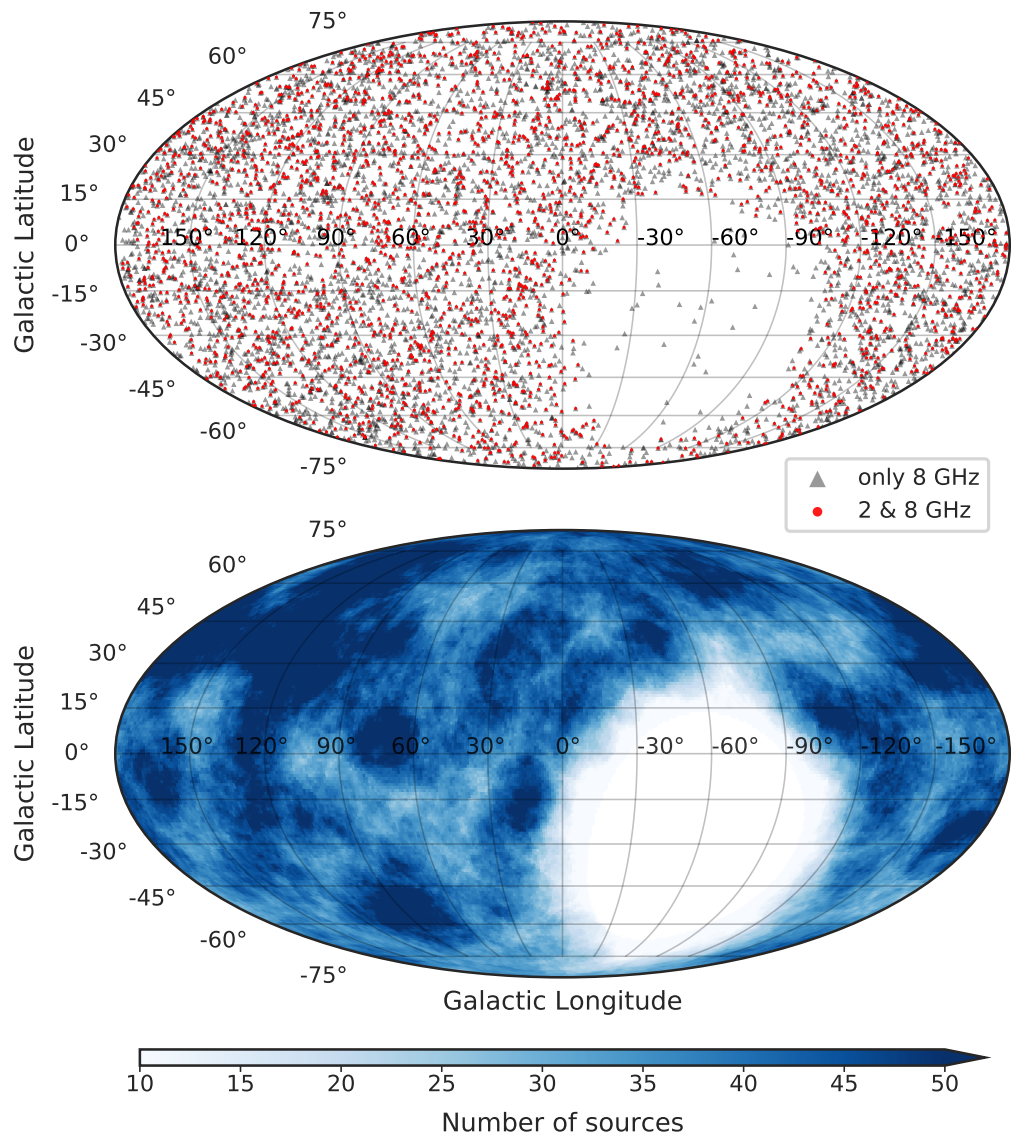


Рисунок 1.5 — Верхняя панель: распределение источников по небу. Красные точки представляют 2614 АЯГ, для которых угловой размер был измерен одновременно на 2 и 8 ГГц. Серые треугольники – 7039 АЯГ, размер которых измерен только на 8 ГГц. Нижняя панель демонстрирует карту распределения усредненной плотности источников с одновременно измеренными размерами ядер АЯГ на 2 и 8 ГГц. Каждый пиксель карты отражает количество источников, которые попадают в круглую область радиусом 10° вокруг этого пикселя.

Таблица 4 — Подогнанные параметры гауссовых кривых для распределений индексов k , полученных по данным одновременных наблюдений размеров ядер АЯГ на частотах 2 и 8 ГГц.

$ b $	μ	σ	μ_{2015}	σ_{2015}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
$< 10^\circ$	0.99	0.30	0.91	0.33
	1.60	0.28	1.76	0.28
$> 10^\circ$	1.02	0.37	0.90	0.44

Описание столбцов: (1) $|b|$ — диапазон галактических широт источников, взятый по модулю ($^\circ$); (2) μ — математическое ожидание (значение k в пике); (3) σ — стандартное отклонение; (4) μ_{2015} — математическое ожидание распределений k , полученное в работе [6]; (5) σ_{2015} — стандартное отклонение, полученное в работе [6].

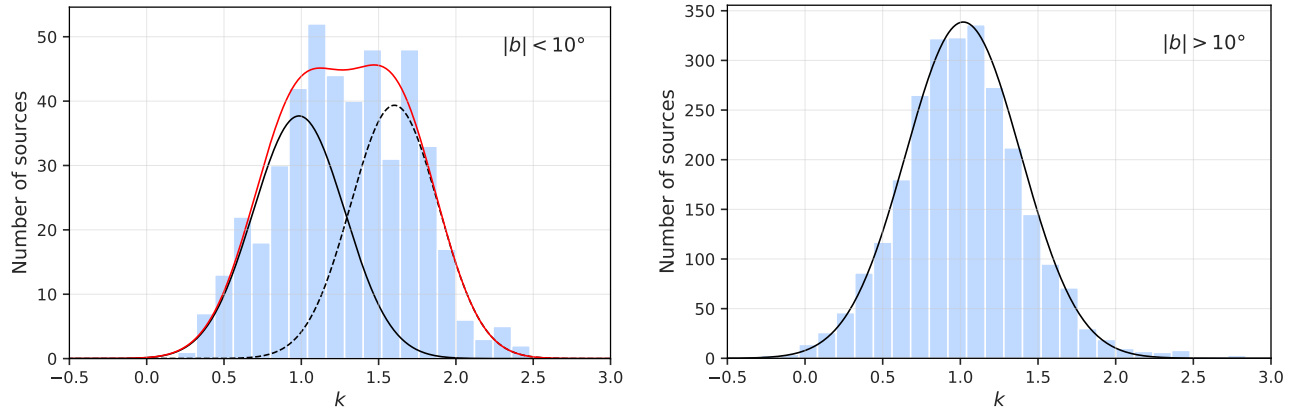


Рисунок 1.6 — Гистограммы степенного индекса k частотной зависимости размера ядра АЯГ $\theta \propto \nu^{-k}$. Индексы k оценены с использованием одновременных наблюдений размеров ядер АЯГ на частотах 2 и 8 ГГц. Гистограмма слева представляет собой распределение индексов k в плоскости Галактики ($|b| < 10^\circ$), аппроксимированное двумя гауссианами, для учета вклада как рассеянных, так и нерассеянных источников. Гистограмма справа представляет собой распределение индексов k вне плоскости Галактики ($|b| > 10^\circ$), аппроксимированное одной гауссианой. Все параметры подогнанных гауссовых функций перечислены в Таблице 4. Красная кривая, представленная на левой гистограмме, показывает распределение, полученное как сумма первой (сплошной) и второй (пунктирной) гауссовых кривых.

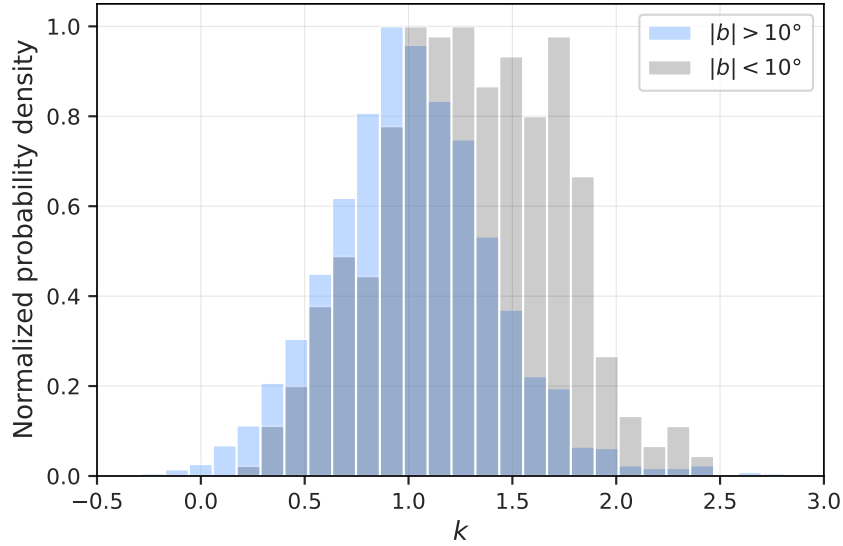


Рисунок 1.7 — Нормированная по амплитуде гистограмма индексов k , оцененных по данным одновременных наблюдений размеров ядер АЯГ на частотах 2 и 8 ГГц. Значения k , полученные в плоскости Галактики (серая гистограмма), нанесены поверх k , рассчитанных вне плоскости Галактики (голубая гистограмма).

треугольниками изображены источники, измеренные только на 8 ГГц. На нижней панели Рисунка 1.5 приведена карта распределения плотности источников, основанная на данных одновременных наблюдений на частотах 2 и 8 ГГц. Каждый пиксель карты отражает среднее количество источников, попадающих в круговую область радиусом 10° вокруг центрального пикселя.

Полученные значения индекса k показаны на Рисунке 1.6. Гистограммы построены отдельно для 462 и 2614 источников, видимых сквозь галактическую плоскость (Рисунок 1.6, слева) и за ее пределами (Рисунок 1.6, справа), соответственно. Средние значения k составляют 1.29 и 1.01, соответственно. Распределения индексов k были аппроксимированы с помощью функции Гаусса: две гауссианы для источников, наблюдаемых в галактической плоскости (для учета вклада как рассеянных, так и не рассеянных источников) и одной гауссианы для источников за пределами галактической плоскости. Полученные параметры гауссиан представлены в Таблице 4.

На Рисунке 1.7 представлена нормированная по амплитуде гистограмма индексов k , где значения, полученные для источников в плоскости Галактики изображены поверх значений k , измеренных вне плоскости Галактики. Данные распределения показывают, что значения индекса k вне плоскости Галактики

концентрируются около $k = 1.02 \pm 0.01$. Первая гауссиана, подогнанная под распределение k в плоскости Галактики (Рисунок 1.6, слева), имеет значение индекса в пике $k = 0.99 \pm 0.02$. Эти два распределения соответствуют одной и той же выборке источников – активных ядер не подверженных значимому рассеянию, наблюдаемых как в плоскости Галактики, так и за ее пределами (где они преобладают). Пиковые значения k хорошо согласуются с теоретически предсказанным $k = 1$ для частотной зависимости истинных размеров РСДБ-ядер АЯГ для конической геометрии джетов [44; 45]. Это значение также согласуется с наблюдаемой зависимостью $r \propto \nu^{-1}$ для сдвига ядра (см. подробности в [86; 87]). Неопределенности значений степенного индекса оценивались как стандартное отклонение средних значений выборок. Вторая гауссиана на левой гистограмме Рисунка 1.6 с пиком на $k = 1.60 \pm 0.02$ описывает вклад рассеянных источников в распределение индексов k в плоскости Галактики. Значение индекса k в пике второй гауссианы отличается от теоретически ожидаемого значения $k \approx 2$ для рассеянных источников. Значение индекса, близкое к $k = 2$, наблюдается лишь для небольшого числа АЯГ в плоскости Галактики. Для большинства источников мощность рассеяния не настолько сильна, чтобы доминировать даже на высокой частоте (в данном случае 8 ГГц), что может приводить к систематическому занижению k . Другой причиной отклонения k от теоретических предсказаний могут быть свойства турбулентных рассеивающих экранов. Неизвестно, какие именно структуры (мелко- или крупномасштабные неоднородности) преобладают для большинства направлений в плоскости Галактики. Плазменные структуры в МЗС движутся вследствие вращения вокруг центра Галактики. «Набегание» или «убегание» облака плазмы с луча зрения на внегалактический радиоисточник приведет к тому, что наблюдаемые размеры источника на разные эпохи будут сильно отличаться. Следовательно, оценка медианного k по всем эпохам для одного источника, вероятно, занижает результирующее значение степенного индекса для рассеянных источников. Наличие двух мод в распределении индексов k в плоскости Галактики указывает на то, что значительное количество источников не подвержены рассеянию, хоть и наблюдаются на низких широтах, а сигнал от них проходит через наиболее плотную часть нашей Галактики. Данные результаты хорошо согласуются с полученными ранее в работе [6], анализ которой основан на меньшей выборке активных ядер.

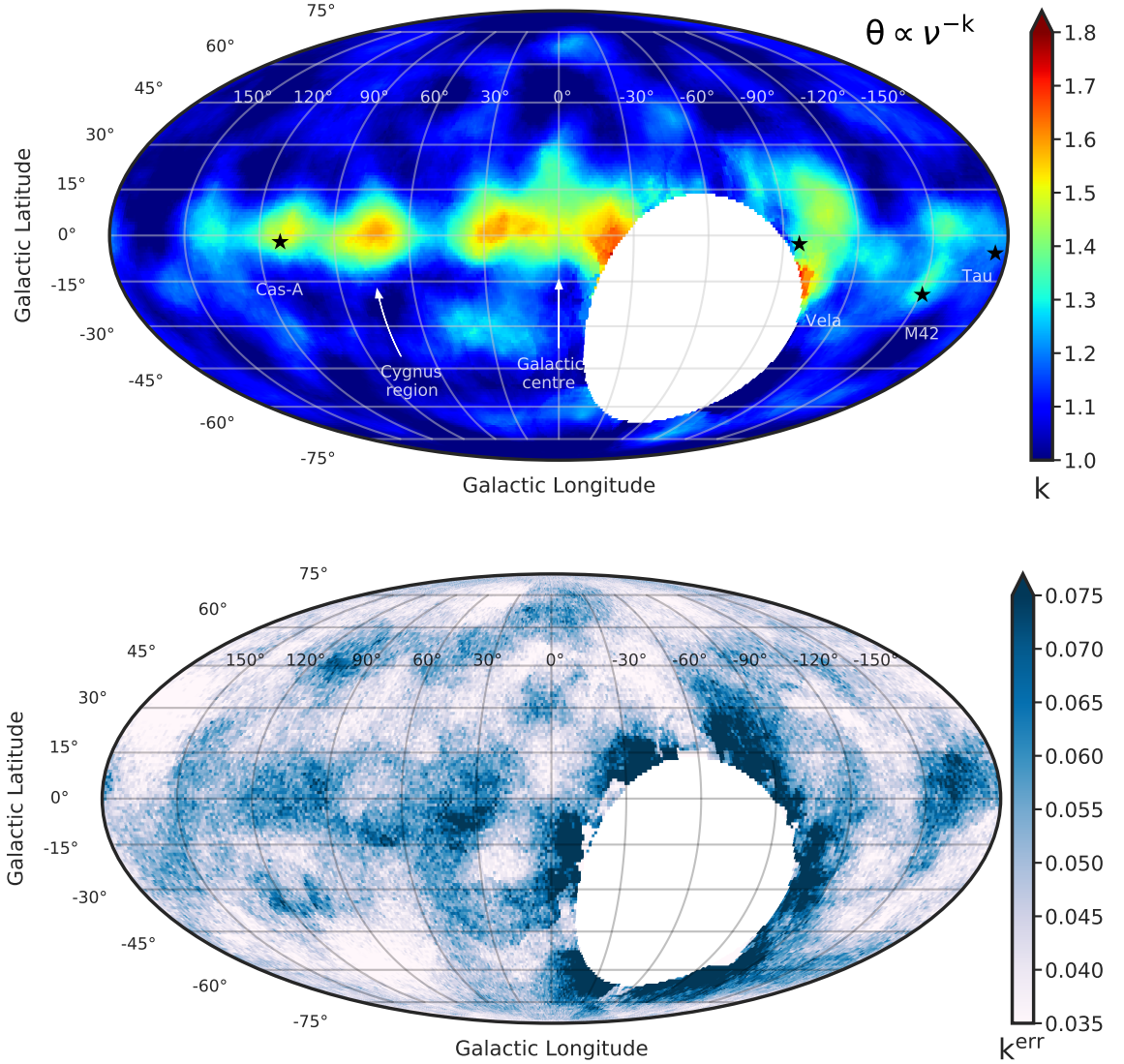


Рисунок 1.8 — Вверху: Карта распределения по небу степенного индекса k , рассчитанного согласно зависимости $\theta \propto \nu^{-k}$, с использованием размеров ядер АЯГ одновременно измеренных на 2 и 8 ГГц. Цвет пикселя и соответствующая ему величина показывают среднее значение k в кружке радиусом 10° . Красный цвет соответствует более высоким значениям индекса k (преобладание рассеяния), темно-синий цвет соответствует более низким значениям индекса k (источники с необнаруженным рассеянием). Внизу: Карта распределения стандартного отклонения рассчитанного среднего индекса k . Чем темнее область карты, тем больше ошибка k в этом направлении на небе. Карты опубликованы в формате FITS в дополнительных материалах к статье [7].

Используя полученные значения индексов k , рассчитанные для 2614 равномерно распределенных по небу источников, построена сглаженная карта распределения рассеивающих свойств МЗС Галактики (Рисунок 1.8). При создании данной карты использовались только те источник-эпохи, для которых индексы k лежат в пределах интервала $0.5 \leq k \leq 2.5$, поскольку экстремальные значения индекса вносят избыточный шум в результирующую сглаженную карту. Полученная карта распределения индекса k повторяет главные особенности карты распределения размеров ядер АЯГ на низких частотах, например, на 2 ГГц (Рисунок 1.3, сверху). Согласно полученному распределению k (Рисунок 1.8), можно выделить следующие области наиболее мощного рассеяния в плоскости Галактики ($|b| < 10^\circ$):

- область в пределах $-20^\circ < l < 20^\circ$, охватывающая центр Галактики и галактический бар. В центральной области находится объект Стрелец А* – сверхмассивная черная дыра, окруженная горячим радиоизлучающим газовым облаком диаметром приблизительно 1.8 пк [88];
- Остаток сверхновой Лебедь с центром в точке $(l, b) = (74.0, -8.6)$;
- Кассиопея А – остаток сверхновой, расположенный в области с центром в точке $(l, b) = (111.7, -2.1)$;
- Остаток сверхновой Вела с центром в точке $(l, b) = (-96.5, -2.8)$;
- область в направлении туманности Ориона М42 – ближайшая область массивного звездообразования с центром в $(l, b) = (-151.0, -19.4)$. Область сверхпузыря Ориона-Эридана была отмечена как область сильного рассеяния даже на частоте 15 ГГц благодаря обнаружению 11 радиоисточников, демонстрирующих внутрисуточную переменность на этих лучах зрения [89];
- а также область умеренного рассеяния в направлении остатка сверхновой Телец А в точке $(l, b) = (-175.4, -5.8)$ в созвездии Тельца.

Аналогично были оценены индексы k , используя данные неодновременных наблюдений размеров ядер АЯГ на парах частот 2 и 5 ГГц (1178 источника), 2 и 8 ГГц (3324 источника), 5 и 8 ГГц (2833 источника), 8 и 15 ГГц (657 источников). Для каждого источника был взят медианный по всем эпохам наблюдаемый размер ядра на заданной частоте, после чего рассчитан индекс k согласно зависимости вида $\theta_{\text{obs}} \propto \nu^{-k}$. На Рисунке 1.9 представлены результирующие нормированные по амплитуде гистограммы индекса k в и вне галактической плоскости (серым и голубым цветом, соответственно). Примечательно, что в

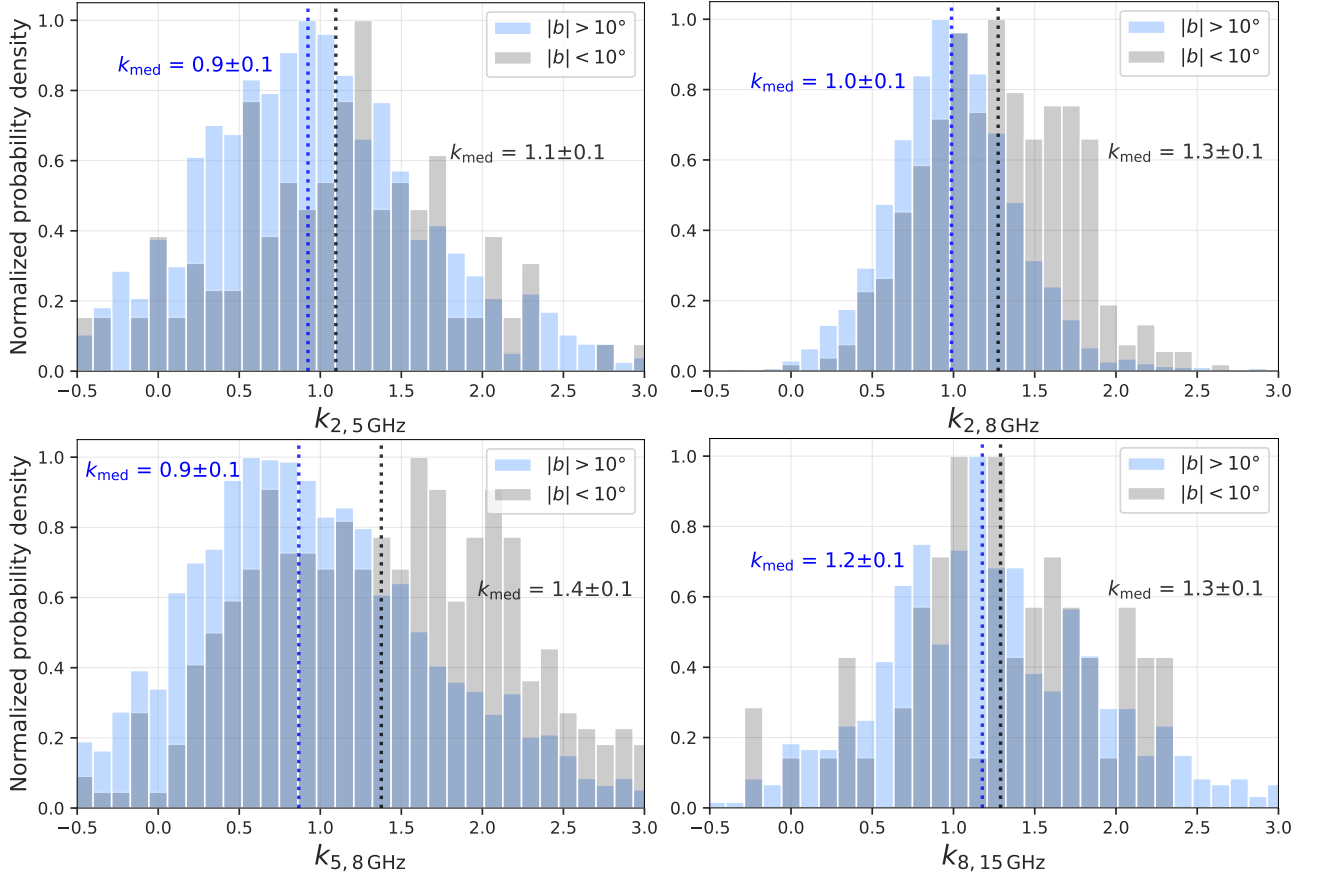


Рисунок 1.9 — Нормированные по амплитуде гистограммы индексов k , оцененные по данным неодновременных наблюдений размеров ядер АЯГ на частотах 2 и 5 ГГц, 2 и 8 ГГц, 5 и 8 ГГц, 8 и 15 ГГц для источников в плоскости Галактики (серая гистограмма) и вне плоскости Галактики (синяя гистограмма). Пунктирными линиями изображены медианы распределений (черная линия – в плоскости Галактики, синяя – вне плоскости Галактики). Значения медиан указаны на графиках соответствующим цветом. Дополнительный иллюстративный материал, основанный на результатах работы [7], подготовленный диссертантом.

случае расчета индекса k с использованием неодновременных 2 и 8 ГГц данных итоговые распределения выглядят аналогично по сравнению с теми, которые получены с использованием одновременных наблюдений на этих частотах. Общей чертой остальных трех случаев является то, что разброс полученных значений k занимает сильно больший интервал, чем для пары частот 2 и 8 ГГц, а также распределения индекса k источников, наблюдаемых через плоскость Галактики, не имеют такой четкой двухпиковой структуры (за исключением $k_{5,8}$). Распределения k для источников, наблюдаемых за пределами галактической плоскости, стремятся к значению $k = 1$ в пике, что также наблюдается при использовании одновременных наблюдений для расчета степенного индекса (Рисунок 1.6, слева). Медианные значения индекса k в и вне плоскости Галактики, рассчитанные с использованием только высоких частот (например, 8 и 15 ГГц, Рисунок 1.9, снизу справа) неотличимы в пределах допустимой погрешности. По-видимому, на этих частотах рассеяние уже не доминирует. Данная тенденция сохраняется при использовании еще более высоких частот для расчета k . Чтобы наиболее эффективно разделить вклад внутренней структуры источника и вклад эффектов рассеяния, предпочтительны одновременные наблюдательные РСДБ-данные с включением низких частот, в особенности пара 2 и 8 ГГц.

1.4.1 Связь свойств рассеяния МЗС с основными индикаторами повышенной плотности свободных электронов в Галактике

Вскоре после открытия пульсаров [90] было показано, что турбулентная плазма МЗС вызывает рассеяние радиоволн. С тех пор предпринято множество попыток определить тип астрономических объектов, вызывающих рассеяние радиоизлучения. Среди наиболее распространенных кандидатов на роль рассеивающих экранов рассматривались области ионизованного водорода НII, звездные ветры массивных звезд и остатки сверхновых [80].

Известными индикаторами областей МЗС с высокой концентрацией свободных электронов являются: мера вращения плоскости поляризации или мера фарадеевского вращения (далее RM , [91]), типичное угловое уширение, оцененное на основе модели NE2001 (θ_{NE2001} , [92]) и распределение интенсивности излучения в линии $H\alpha$ в Галактике ($H\alpha$, [93]). Кроме того, наблюдаемые угловые размеры ядер АЯГ, измеренные на низкой частоте, например, на 2 ГГц (подробнее в разделе 1.2) или же распределение степенных индексов k частотной зависимости размеров ядер АЯГ (подробнее в разделе 1.4) также могут

служить индикаторами высокой плотности свободных электронов на луче зрения. Рассмотрим каждый из них подробнее.

Мера вращения. Тепловая плазма, пронизанная магнитным полем, вызывает фарадеевское вращение плоскости поляризации излучения внегалактических радиоисточников, измеряя которое можно получить так называемую величину меры вращения. Мера вращения связана с плотностью свободных электронов зависимостью вида: $RM \sim \int n_e(s) B_{\parallel}(s) ds$, где n_e – это плотность свободных электронов в направлении данного луча зрения, а $B_{\parallel}$ – составляющая магнитного поля вдоль луча зрения. Авторы работы [91] проанализировали данные обзора неба NRAO VLA (NVSS) для получения оценки RM в направлении 37 543 поляризованных радиоисточников и составили каталог значений RM , охватывающий область неба к северу от склонения -40° со средней плотностью более одного измерения RM на квадратный градус. В результате была создана карта распределения медианного значения RM , покрывающая 82% неба, с разрешением 8° и типичной ошибкой $\pm(1-2)$ рад м^{-2} . Полученная карта отражает крупномасштабные структуры, вызывающие вращение плоскости поляризации излучения. Самые большие значения RM обнаружены преимущественно в плоскости Галактики.

Модель NE2001 описывает крупномасштабные вариации флуктуаций плотности свободных электронов, лежащие в основе межзвездного рассеяния в Галактике [92]. NE2001 в основном построена на наблюдениях пульсаров и объединяет все доступные к 2001 году измерения мер дисперсии, мер рассеяния сигналов, временного уширения импульсов, оценки расстояний до пульсаров, также включает данные о рассеянии некоторых внегалактических радиоисточников. Модель является результатом объединения наблюдательных данных в радио, оптическом и рентгеновском диапазонах электромагнитного спектра, которые зондируют различные составляющие локальной МЗС. На основе модели NE2001 были получены оценки углового уширения внегалактических радиоисточников на частоте 1 ГГц [24].

Излучение Галактики в линии H_α (переход 3–2 в нейтральном атоме водорода) является маркером областей частично-ионизованной тепловой плазмы в МЗС. Эти области, предположительно, могут проявлять себя как рассеивающие экраны на пути радиоизлучения. Распределение и интенсивность излучения H_α в Галактике достаточно хорошо известны, что дает возможность использовать результаты исследования [93] для целей данной работы. Полно-

Таблица 5 — Оценки коэффициентов корреляции τ -Кендалла между распределением свойств рассеяния, полученных в рамках данной работы, с известными индикаторами областей МЗС Галактики с высокой концентрацией свободных электронов.

	$ b < 10^\circ$			$ b > 10^\circ$			Все небо		
	τ	N	p	τ	N	p	τ	N	p
$k - RM$	0.122 ± 0.031	462	8.7×10^{-5}	0.065 ± 0.013	2614	5.9×10^{-7}	0.121 ± 0.012	3076	7.6×10^{-24}
$k - \theta_{NE2001}$	0.206 ± 0.030	462	4.0×10^{-11}	0.071 ± 0.013	2614	4.4×10^{-8}	0.150 ± 0.012	3076	1.4×10^{-35}
$k - H_\alpha$	0.300 ± 0.028	462	6.2×10^{-22}	0.097 ± 0.013	2614	9.9×10^{-14}	0.173 ± 0.012	3076	3.4×10^{-47}
$\theta_{obs,2\text{ GHz}} - RM$	0.124 ± 0.028	510	2.8×10^{-5}	0.048 ± 0.012	3031	8.0×10^{-5}	0.111 ± 0.012	3541	4.8×10^{-23}
$\theta_{obs,2\text{ GHz}} - \theta_{NE2001}$	0.271 ± 0.027	510	6.3×10^{-20}	0.043 ± 0.013	3031	3.3×10^{-4}	0.140 ± 0.012	3541	5.3×10^{-36}
$\theta_{obs,2\text{ GHz}} - H_\alpha$	0.369 ± 0.028	510	1.2×10^{-35}	0.084 ± 0.013	3031	3.3×10^{-12}	0.176 ± 0.011	3541	2.4×10^{-55}

Примечание: k — распределение степенного индекса в Галактике, оцененного двухчастотным методом с использованием одновременных данных наблюдений на частотах 2 и 8 ГГц (подробности см. в разделе 1.4); RM — распределение абсолютного значения меры вращения в Галактике [91]; θ_{NE2001} — распределение рассеянного углового размера АЯГ на частоте 1 ГГц, предсказанное на основе модели NE2001 [24; 92]; H_α — распределение интенсивности излучения в линии H_α в Галактике [93]; $\theta_{obs,2\text{ GHz}}$ — распределение средних угловых размеров ядер АЯГ, измеренных на частоте 2 ГГц. τ — коэффициент корреляции Кендалла, N — количество источников, p — вероятность случайной корреляции.

масштабная составная карта H_α построена на основе результатов трех обзоров: обзор северного неба «Virginia Tech Spectral line Survey»³ и два обзора южного неба «Southern H-Alpha Sky Survey Atlas»⁴ и «The Wisconsin H-Alpha Mapper»⁵ (подробнее в Главе 2 в работе [93]).

Для определения степени корреляции между индикаторами силы рассеяния радиоизлучения в МЗС, полученными по данным РСДБ-наблюдений ядер АЯГ в данной работе, и другими известными зондами тепловой плазмы, а именно распределением RM , плотности свободных электронов NE2001 и излучения в линии H_α , использовался непараметрический τ -тест Кендалла. Оценки ошибок τ получены методом бутстрап [29]. Из двух сравниваемых наборов величин формировались новые выборки, в которых строки случайным образом

³<http://www1.phys.vt.edu/~halpha/>

⁴<http://amundsen.swarthmore.edu/SHASSA/>

⁵<http://www.astro.wisc.edu/wham/>

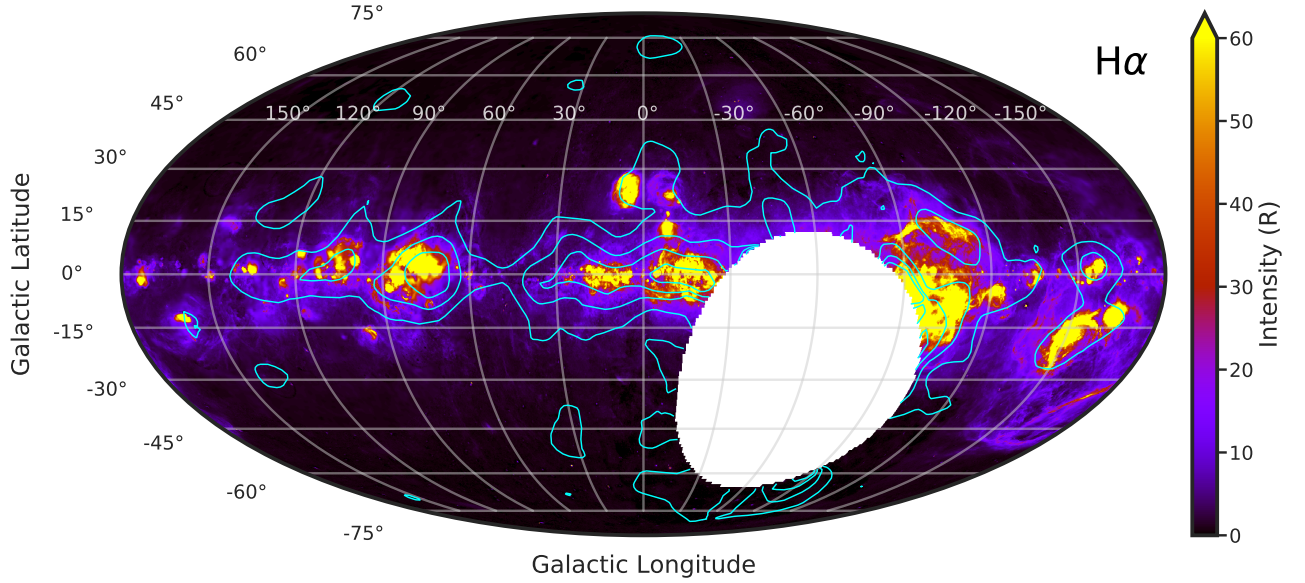


Рисунок 1.10 — Карта распределения интенсивности H_α излучения в Галактике, поверх которой изображены контуры распределения средних размеров ядер АЯГ, измеренных на 2 ГГц. Цвет карты отражает интенсивность в Рэ-лях ($1R = 10^6$ фотонов $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{стер}^{-1}$). Уровни контуров соответствуют

$$\theta_{\text{obs}, 2 \text{ GHz}} = 1.6, 2.5, 4.0, 6.3 \text{ мсек дуги.}$$

перемешивались с возможностью повторения отдельных из них. Процедура перемешивания повторялась 1000 раз и для каждой выборки вычислялось значение τ . Стандартное отклонение распределения полученных таким образом значений τ используется в качестве 1σ неопределенности измеренного τ , рассчитанного с использованием оригинального набора данных.

Полученные значения τ , оцененные отдельно в плоскости Галактики, за ее пределами и по всему небу, приведены в Таблице 5. Значимая корреляция прослеживается между распределением размеров ядер АЯГ $\theta_{\text{obs}, 2 \text{ GHz}}$, измеренных на частоте 2 ГГц, и распределением интенсивности излучения H_α в плоскости Галактики. Коэффициент корреляции равен $\tau = 0.369 \pm 0.028$ с вероятностью случайной корреляции $p = 1.2 \times 10^{-35}$. Также стоит отметить значимую корреляцию между степенным индексом k и H_α -распределением. Полученные значения свидетельствуют о том, что существует прямая связь между областями с высокой интенсивностью H_α и распределением рассеивающих радиоизлучение экранов в Галактике. Корреляции $\theta_{\text{obs}, 2 \text{ GHz}}$ с другими индикаторами турбулентности МЗС также значимы, однако зависимость более слабая.

На Рисунке 1.10 представлена карта распределения интенсивности излучения H_α в Галактике [93]. Данные H_α в декартовой проекции с разрешением $6'$ доступны онлайн⁶. Поверх карты H_α нанесены контуры средних наблюдаемых размеров ядер АЯГ, измеренных на частоте 2 ГГц ($\theta_{\text{obs}, 2 \text{ GHz}}$). Для вычисления уровней контуров использовались источники с размерами ядер, не превышающими 20 мсек дуги, чтобы добиться более сглаженного эффекта. Полученные контуры средних размеров ядер на 2 ГГц пространственно коррелируют с расположением облаков высокой интенсивности H_α . Данный результат является ожидаемым, поскольку излучение H_α , наблюдаемое в галактиках, является прямым индикатором горячей ионизованной плазмы в МЗС [94]. Ранее [95] сообщали о значимой корреляции между распределением мерцающих компактных радиоисточников с плоским спектром и излучением H_α в Галактике.

Более высокие значения коэффициента корреляции τ Кендалла, полученные при сравнении k и $\theta_{\text{obs}, 2 \text{ GHz}}$ с H_α , могут быть связаны с более высоким разрешением H_α данных по сравнению с RM и NE2001. Кроме того, значения RM частично зависят от напряженности магнитного поля, а оно не оказывает влияния на рассматриваемые эффекты рассеяния.

1.5 Двухкомпонентная модель наблюдаемого размера РСДБ-ядра АЯГ

В этом разделе приводятся результаты Монте-Карло моделирования истинной и рассеянной составляющих измеренных размеров РСДБ-ядер АЯГ с использованием частотной зависимости из уравнения (1.1), а также оценки индекса рассеяния k_{scat} многочастотным методом. Рассматривается несколько подходов к оценке k_{scat} , а полученные результаты сравниваются с теоретическими предсказаниями.

1.5.1 Оценка индекса рассеяния по многочастотным РСДБ-данным АЯГ

В разделе 1.4 было показано, что медианный показатель степени k (далее k_{int}) для нерассеянных источников равен 1 с высокой точностью. Используя данный результат определим оставшиеся неизвестные параметры уравнений (1.1–1.3) для каждого источника, а именно k_{scat} , $\theta_{\text{int}1}$ и $\theta_{\text{scat}1}$.

⁶<https://faun.rc.fas.harvard.edu/dfink/skymaps/>

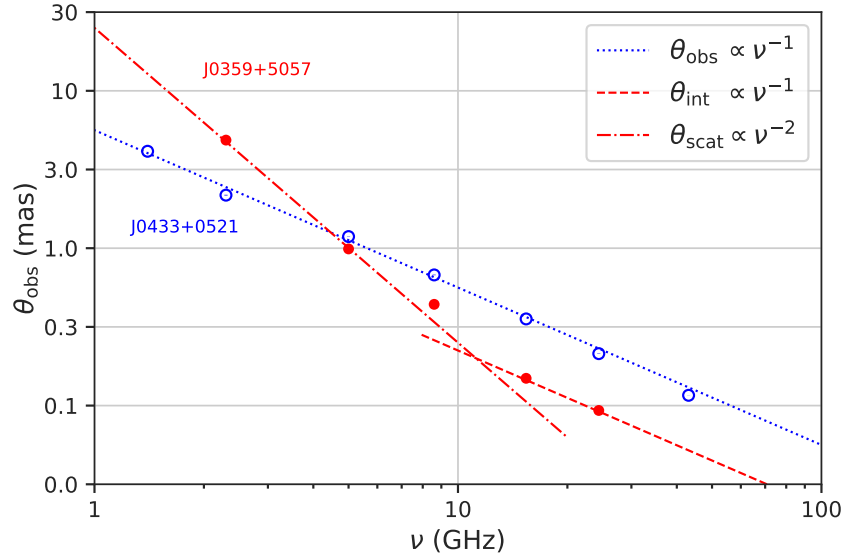


Рисунок 1.11 — Пример частотной зависимости размера РСДБ-ядра АЯГ для двух источников: (1) источник без признаков рассеяния J0433+0521 (синие полые кружки) с координатами $(l, b) = (-169^\circ.6, -27^\circ.4)$ и (2) рассеянный источник J0359+5057 (красные кружки) с координатами $(l, b) = (150^\circ.4, -1^\circ.6)$. Частотная зависимость размера нерассеянного источника хорошо описывается одной прямой с показателем степени -1 , в то время как для рассеянного источника требуется сумма двух прямых разного наклона (с показателями степени -1 и -2). Пунктирные линии — это прямые с фиксированным наклоном (соответствующим теоретическим предсказаниям), которые не являются подгонкой под экспериментальные данные. Ошибка каждого измерения размера источника не превышает радиус использованного маркера.

На Рисунке 1.11 показано, как изменяется размер РСДБ-ядра АЯГ в зависимости от частоты наблюдения для двух источников: J0433+0521 — источник не подверженный рассеянию и J0359+5057 — проявляющий признаки рассеяния. Частотная зависимость размера J0433+0521 может быть аппроксимирована простой линейной зависимостью вида $\theta_{\text{obs}} \propto \nu^{-1}$. А частотная зависимость рассеянного источника J0359+5057 лучше описывается суммой двух компонент с различными показателями степени $k_{\text{int}} = 1$ и $k_{\text{scat}} = 2$.

Большая часть АЯГ, подверженных эффектам рассеяния, сконцентрированы в плоскости Галактики. Используя многочастотные данные наблюдений размеров ядер АЯГ в плоскости Галактики ($|b| < 10^\circ$) можно оценить характерное значение индекса рассеяния k_{scat} , которое будет соответствовать наилучшей подгонке истинного ($\theta_{\text{int}1}$) и рассеянного ($\theta_{\text{scat}1}$) размеров на частоте 1 ГГц. Наи-

Таблица 6 — Индексы рассеяния k_{scat} , полученные с использованием разных частотных выборок измеренных размеров ядер АЯГ в галактической плоскости.

Частоты (1)	N (2)	k_{scat} (3)
Все частоты	174	1.83 ± 0.07
2, 5, 8 ГГц	130	2.01 ± 0.13
2, 8, 15 ГГц	58	1.83 ± 0.07

Описание столбцов: (1) частоты наблюдений, по которым были сформированы выборки источников для оценки индекса рассеяния; (2) количество источников, использованных для оценки величины индекса рассеяния; (3) оценка индекса рассеяния и 1σ доверительный интервал.

Примечание 1: «Все частоты» означает, что для каждого источника использовались все доступные измерения на частотах в диапазоне от 1.4 до 43.1 ГГц (если имеется не менее трех частот).

Примечание 2: Жирным шрифтом выделен более надежный результат оценки индекса рассеяния с участием только низких частот наблюдения (наиболее чувствительных к рассеянию).

лучшей подгонкой является та, которая дает наименьшее средневзвешенное по ошибке отклонение данных измерений от подогнанной кривой. Для данных расчетов для каждого источника брался медианный по всем эпохам наблюдаемый размер ядра на заданной частоте. Подгонка индекса рассеяния проведена для трех подгрупп источников: (1) для каждого источника использовались измеренные размеры на всех доступных частотах (кроме 86 ГГц и только если источник имеет не менее трех частот наблюдения); (2) только источники, которые имеют измерения на 2, 5 и 8 ГГц; (3) только источники, которые имеют измерения на 2, 8 и 15 ГГц. Полученные значения индекса рассеяния k_{scat} , рассчитанные отдельно для каждой подвыборки просуммированы в Таблице 6.

Для оценки доверительного интервала полученного индекса рассеяния использовался бутстрап метод. Для каждого источника выбирался случайный размер из нормального распределения с центром в θ (средний измеренный размер источника) и среднеквадратичным отклонением θ_{error} (ошибка среднего размера). Таким образом формировались 1000 новых выборок источник-измеренный размер на каждой частоте. Для всех 1000 выборок оценивался k_{scat}

методом описанным выше. Стандартное отклонение полученного распределения k_{scat} используется в качестве 1σ доверительного интервала полученного k_{scat} . Результирующий k_{scat} и его 1σ интервал приведены в Таблице 6.

Размеры ядер АЯГ, измеренные на частоте 15 ГГц методом, описанным в разделе 1.1, можно сравнить с размерами, измеренными с использованием более сложных многокомпонентных моделей, полученных в рамках программы 2-см VLBA Обзора [96] и ее преемника, мониторинговой программы MOJAVE (Monitoring Of Jets in AGN with VLBA Experiments) на 15.4 ГГц [97]. Из данных MOJAVE+ предварительно отфильтрованы около 25% моделей, в которых компонент ядра является дельта-функцией. Если ядро подгонялось эллиптическим гаусс-компонентом, то в качестве размера использовалось геометрическое среднее (около 19% случаев). Так, в общей сложности сравнили 5891 моделей 503 источников. Обнаружено, что распределение отношения $\theta_{\text{core}}^{2\text{comp}}/\theta_{\text{core}}^{\text{MOJAVE}}$ имеет пик около 1 и протяженный правый хвост, который смещает медиану отношения примерно до 1.5. Это указывает на то, что на относительно высоких частотах, где эффекты рассеяния слабее, размер ядра может быть переоценен, если используется только два компонента для моделирования наблюдаемого распределения яркости источника. Все это приводит к недооценке индекса k_{scat} в многочастотном анализе. Таким образом, наиболее надежная оценка k_{scat} в Таблице 6 получена для выборки источников, размеры которых измерены на низких частотах 2, 5 и 8 ГГц (как наиболее чувствительных к рассеянию) и составляет $k_{\text{scat}} = 2.01 \pm 0.13$. По этой же причине измерения размеров ядер АЯГ на частоте 86 ГГц исключены при оценке k_{scat} по всем частотам (первая строка в Таблице 6).

Как отмечалось ранее, теоретически ожидаемое значение индекса рассеяния k_{scat} в случае доминирования рассеяния, когда флуктуации плотности свободных электронов в МЗС характеризуются колмогоровским спектром, должно быть $k_{\text{scat}} = 2.2$, а в случае экрана с гауссовым распределением плотности свободных электронов $k_{\text{scat}} = 2.0$. Полученные с помощью многочастотного метода подгонки индексы рассеяния в пределах ошибок близки к предсказываемым теорией значениям, особенно к $k_{\text{scat}} = 2.0$. Однако однозначно отбросить распространенность колмогоровской турбулентности в МЗС тоже невозможно, так как усреднение измеренных размеров по эпохам могло несколько занижить результирующий индекс рассеяния.

Таблица 7 — Оценки истинных и рассеянных размеров 1411 ядер АЯГ на частоте 1 ГГц, полученные в результате многочастотной подгонки данных РСДБ-наблюдений источников.

Источник	b ($^{\circ}$)	θ_{int1} (мсек дуги)	$\theta_{\text{int1}}^{\text{err}}$ (мсек дуги)	θ_{scat1} (мсек дуги)	$\theta_{\text{scat1}}^{\text{err}}$ (мсек дуги)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
J0042+5708	−5.71	0.86	0.03	26.34	0.30
J0407−1211	−41.76	2.23	0.02	3.19	0.11
J0805+6144	32.35	2.13	0.02	1.91	0.24
J0809+3455	30.35	1.42	0.04	5.25	1.27
J0909+4253	42.84	1.82	0.03	1.06	0.47
J1217+3007	82.05	1.05	0.05	3.64	0.15
J1305−1033	52.16	2.36	0.02	< 0.10	...
J1436+2321	65.95	0.76	0.01	< 0.10	...
J1728+3838	31.97	0.89	0.06	5.15	0.38
J2102+4702	0.34	1.01	0.07	14.19	0.49

Описание столбцов: (1) название источника; (2) галактическая широта; (3) истинный размер источника на 1 ГГц; (4) ошибка истинного размера, оцененная бутстрап методом; (5) рассеянный размер источника на 1 ГГц; (6) ошибка рассеянного размера, оцененная бутстрап методом. Полная версия таблицы для всех 1411 источников доступна онлайн в дополнительных материалах к работе [7]. В Таблице представлены десять случайно выбранных источников в качестве примера.

1.5.2 Моделирование истинных и рассеянных размеров ядер АЯГ

Результат, полученный в предыдущем разделе, использовался для того, чтобы разделить вклад истинного θ_{int1} и рассеянного θ_{scat1} размера в наблюдаемый размер РСДБ-ядра θ_{obs} . Чтобы определить θ_{int1} и θ_{scat1} , значения индексов $k_{\text{int}} = 1$ и $k_{\text{scat}} = 2.01 \pm 0.13$, определенные в предыдущем разделе, были подставлены в уравнения (1.1-1.3). Для этого анализа использовались источники со всего неба, у которых есть измерения размера как минимум на трех частотах. Предварительно угловые размеры ядер были усреднены по эпохам. Подгонка наблюдательных данных согласно уравнениям (1.1-1.3) проводилась с помощью метода нелинейных наименьших квадратов, реализованного в функции *curve fit*

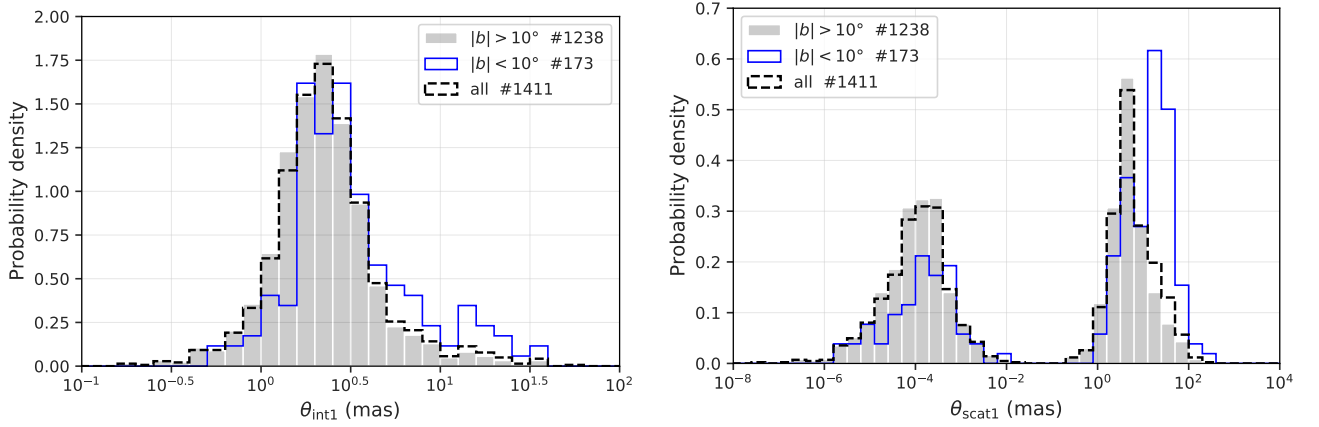


Рисунок 1.12 — Гистограммы оцененных истинных (θ_{int1} , слева) и рассеянных (θ_{scat1} , справа) размеров РСДБ-ядер АЯГ на частоте 1 ГГц в логарифмической шкале, полученные в результате подгонки многочастотных РСДБ-данных. Синяя контурная гистограмма показывает распределение размеров источников в плоскости Галактики. Серая закрашенная гистограмма показывает распределение размеров за пределами плоскости Галактики. Черная пунктирная гистограмма показывает распределение размеров источников по всему небу. Значения, указанные в легенде после знака «#», отражают количество источников этой выборки.

из библиотеки *Scipy* на языке *Python*. Так, были получены оценки истинных θ_{int1} и рассеянных θ_{scat1} размеров на 1 ГГц для 1411 АЯГ. В Таблице 7 представлены результаты подгонки для 10 случайно выбранных АЯГ. Полная версия таблицы для всех 1411 источников доступна онлайн в дополнительных материалах к работе [7]. Полученные результаты представлены в виде двух гистограмм на Рисунке 1.12, где истинные размеры источников на 1 ГГц показаны слева, а рассеянные — справа.

Как видно из Рисунка 1.12 (слева), распределение истинных размеров АЯГ имеет один выраженный пик. Медианные значения θ_{int1} в галактической плоскости (синяя контурная гистограмма) и вне ее (сплошная серая гистограмма) составляют 2.6 ± 0.1 и 2.1 ± 0.1 мсек дуги, соответственно. Между медианами синей и серой гистограмм наблюдается небольшой сдвиг, полученные значения медиан близки, но не согласуются в пределах погрешности. Однако, истинный (или нерассеянный) размер источника не должен зависеть от галактической широты. На Рисунке 1.13 (слева) показана зависимость оцененных истинных размеров от абсолютного значения галактической широты. Скользящая медиана (красная линия) истинного размера сохраняет свое значение во всем

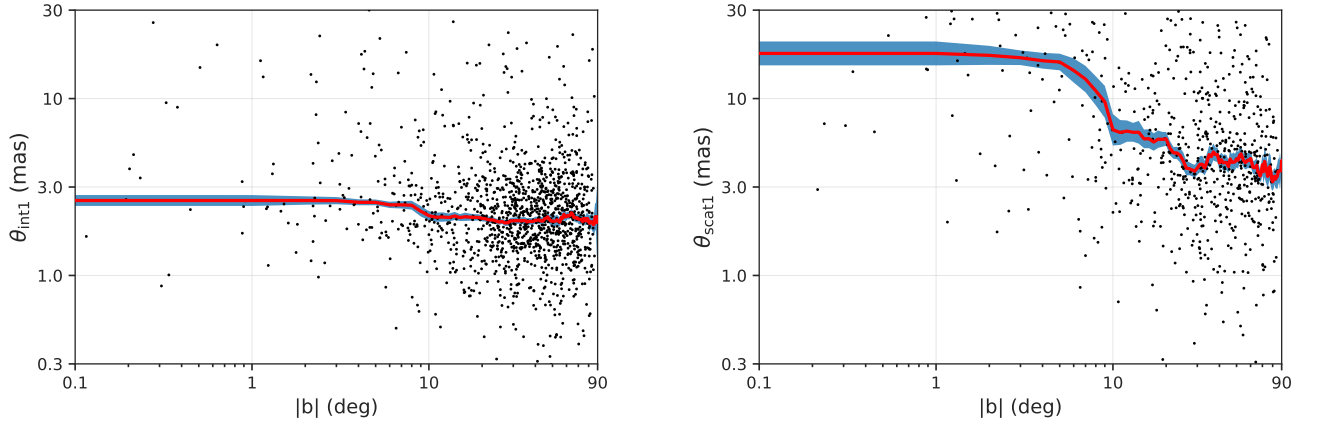


Рисунок 1.13 — Истинные (θ_{int1} , слева) и рассеянные (θ_{scat1} , справа) размеры РСДБ-ядер АЯГ на частоте 1 ГГц, полученные в результате подгонки многочастотных РСДБ-данных, в зависимости от абсолютного значения галактической широты. Каждая точка представляет собой отдельный источник. Скользящая медиана (красная кривая) была рассчитана в окошке 10° по $|b|$. Синяя заштрихованная область показывает стандартное отклонение медианного значения углового размера.

диапазоне $|b|$, хотя и имеет небольшой рост в районе $|b| = 10^\circ$. Вероятно, что данная зависимость вызвана несовершенством метода подгонки.

Распределение оцененных рассеянных размеров ядер АЯГ представлено на Рисунке 1.12, справа. Гистограмма имеет двухпиковую структуру. Левый пик гистограммы заселен источниками, для которых рассеянная составляющая наблюдаемого размера (θ_{scat1}) оценивается равной нулю в пределах ошибок. Это может означать, что вклад рассеяния в наблюдаемый угловой размер этих источников пренебрежимо мал или отсутствует совсем. Правый пик распределения соответствует источникам, для которых вклад рассеяния является доминирующим или, по крайней мере, значимым. Для этого пика наблюдается сдвиг между медианами распределения рассеянных размеров в плоскости Галактики и вне ее (синяя и серая гистограммы на Рисунке 1.12, справа), которые равны 16.1 ± 0.6 и 4.8 ± 0.1 мсек дуги, соответственно. Вклад рассеянной компоненты в наблюдаемый размер ядра АЯГ в плоскости Галактики систематически больше, чем вне плоскости Галактики, и эта разница значима. Рисунок 1.13 (справа) показывает зависимость полученных размеров θ_{scat1} от абсолютного значения галактической широты. Скользящая медиана (красная линия) демонстрирует значительное увеличение медианных рассеянных размеров по мере приближения и пересечения плоскости Галактики ($|b| < 10^\circ$).

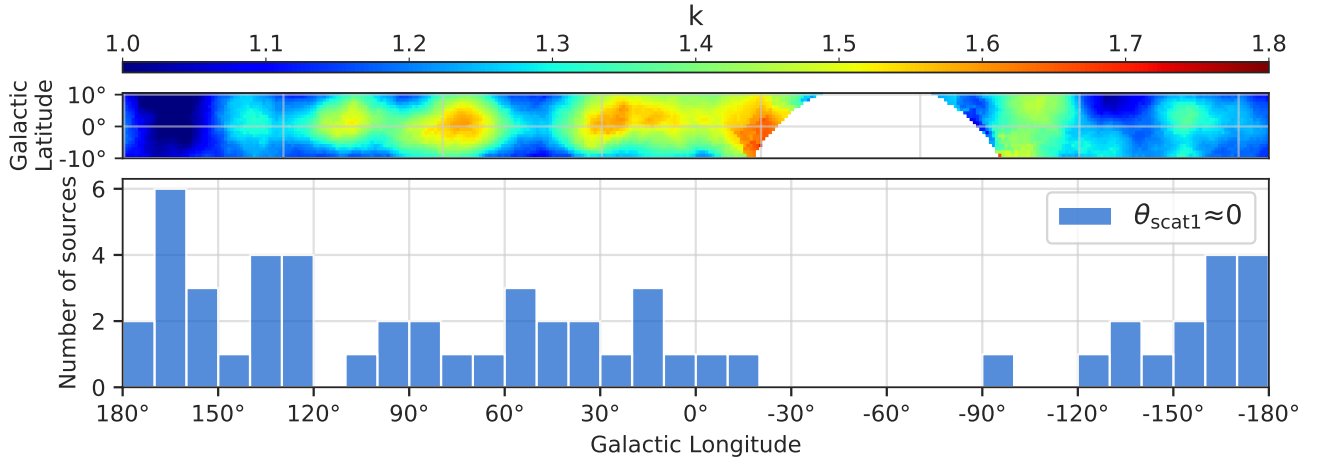


Рисунок 1.14 — Гистограмма распределения нерассеянных источников ($\theta_{\text{scat1}} \simeq 0$ мсек дуги) по галактической долготе (снизу) в сравнении с картой распределения индекса k (верхняя панель). Рисунок на верхней панели соответствует карте, приведенной на Рисунке 1.8, с обрезкой по широте $b = \pm 10^\circ$ в проекции на плоскость. Оси галактических долгот на обеих панелях совпадают. Наблюдается антикорреляция распределений рассеянных источников (сверху) и нерассеянных (снизу).

Около 30% источников в плоскости Галактики имеют пренебрежимо малую (близкую к нулю) рассеянную компоненту наблюдаемого размера. Это означает, что эта доля наблюдаемых источников в плоскости Галактики не подвержена значимому рассеянию. Из рисунка 1.14 видно, что эти источники в основном располагаются в области Галактического антицентра ($l > 150^\circ$ и $l < -150^\circ$), но также детектируются и в центральных областях Галактики, что в очередной раз подчеркивает сильную неоднородность в распределении рассеивающих экранов в Галактике. Результаты, представленные на двух панелях Рисунка 1.14, полученные разными методами с использованием разных выборок источников, хорошо согласуются друг с другом.

Наконец, используя оценки истинных и рассеянных размеров 1411 АЯГ, можно построить карты их распределения по небу. Полученные карты показаны на Рисунке 1.15. Для построения данных карт использовалось значительно меньше источников, чем, например, для карт на Рисунке 1.3 и 1.8, что негативно сказалось на сглаживании данных распределений. В частности, это несколько увеличило область южного неба (закрашена белым), в которой отсутствуют наблюдения, и привело к появлению артефактов изображения в виде кругов, встречающихся по всему небу. Тем не менее, полученное распределе-

ние рассеянных размеров на 1 ГГц (Рисунок 1.15, снизу) хорошо согласуется с картой распределения рассеивающих экранов в Галактике, показанной на Рисунке 1.8. Распределение истинных размеров (Рисунок 1.15, сверху) демонстрирует однородное распределение средних угловых размеров ядер АЯГ по небу с небольшими артефактами в области центра Галактики.

Как уже упоминалось ранее, распределение плотности свободных электронов в Галактике в модели NE2001 [92] основано на радионаблюдениях пульсаров, которые дают информацию о свойствах локальной ионизованной МЗС. Пульсарные наблюдения могут предоставить надежную информацию только в плоскости Галактики. Тем не менее, можно провести сравнение рассеянных размеров источников на 1 ГГц, полученных в данном разделе (θ_{scat1}), с предсказанными на основе модели NE2001 (θ_{NE2001}). На Рисунке 1.16 разным цветом показаны источники, лежащие в плоскости Галактики (красные треугольники) и вне ее (черные точки). Рассеянные размеры, оцененные в рамках модели NE2001 в области $|b| > 10^\circ$, в основном сосредоточены вокруг значения $\theta_{\text{NE2001}} \approx 1$ мсек дуги, но согласно результатам, полученным в рамках данной работы, размеры θ_{scat1} этих источников охватывают более широкий диапазон от 0.1 мсек дуги до более чем 10 мсек дуги. Для источников, наблюдаемых в плоскости Галактики (красные треугольники), согласие между данными лучше. Все измерения распределены вокруг линии равенства $\theta_{\text{scat1}} = \theta_{\text{NE2001}}$ с коэффициентом корреляции $\tau = 0.17 \pm 0.06$ (корреляционный тест Кендалла).

Почти половина источников (677) лежат за пределами графика (зеленая стрелка указывает на их положение). Это источники, для которых рассеяние не доминирует, т.е. $\theta_{\text{scat1}} \approx 0$. Размеры этих источников, предсказанные моделью NE2001, распределены в довольно широком интервале от 0.1 до примерно 8 мсек дуги. Таким образом, рассеяние этих источников, предсказанное моделью NE2001, не подтвердилось результатами, полученными на основе многочастотных РСДБ-наблюдений АЯГ.

1.6 Моделирование распределений наблюдаемых размеров РСДБ-ядер АЯГ на частотах 2 и 8 ГГц

Для оценки индекса рассеяния k_{scat} можно воспользоваться альтернативным методом. Предположим, что источники, наблюдаемые за пределами

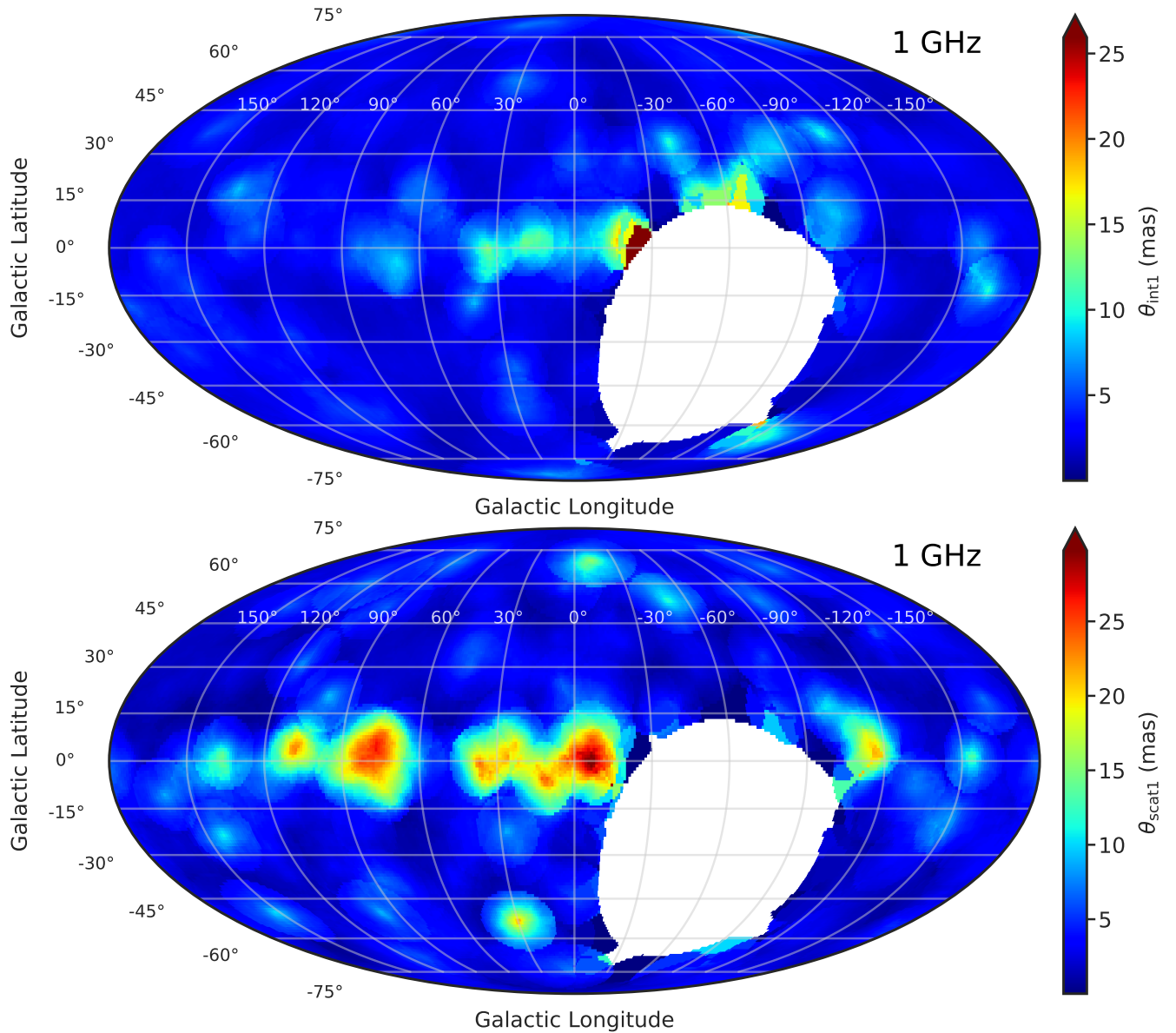


Рисунок 1.15 — Карты распределения истинных ($\theta_{\text{int}1}$, сверху) и рассеянных ($\theta_{\text{scat}1}$, снизу) размеров ядер АЯГ на частоте 1 ГГц, оцененных в результате многочастотной подгонки РСДБ-данных. Цвет пикселя и соответствующая ему величина показывают среднее значение углового размера в кружке радиусом 10° . Красный цвет на карте соответствует большим угловым размерам ядер АЯГ, а темно-синий цвет – меньшим измеренным размерам или слабому/отсутствующему рассеянию. Дополнительный иллюстративный материал, основанный на результатах работы [7], подготовленный диссертантом.

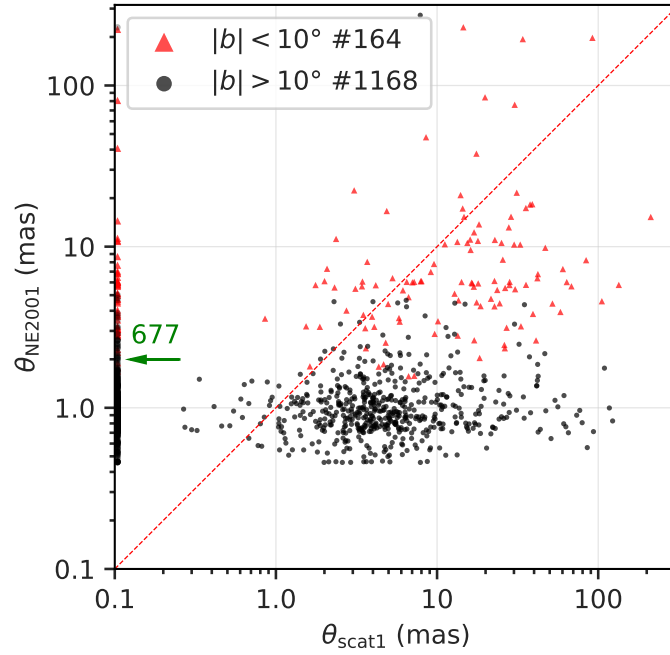


Рисунок 1.16 — Сравнение рассеянных размеров, полученных в результате моделирования (θ_{scatt1}), с размерами, предсказанными в рамках модели NE2001 (θ_{NE2001}) на частоте 1 ГГц. Подробности про NE2001 см. в разделе 1.4.1. Зеленая стрелка указывает на 677 источников, лежащих за пределами графика (их положения по вертикальной оси отмечены на графике). Значения, приведенные в легенде после знака «#», отражают количество источников для этого набора данных.

плоскости Галактики ($|b| > 10^\circ$), вообще не подвержены рассеянию. Как обсуждалось в разделе 1.4, распределение наблюдаемых размеров ядер АЯГ в плоскости Галактики (Рисунок 1.6, слева) содержит как источники с незначительным (около 30%), так и со значимым рассеянием. На Рисунке 1.17 показаны распределения наблюдаемых угловых размеров ядер АЯГ, измеренных на 2 и 8 ГГц (слева и справа, соответственно). Серым цветом изображены распределения размеров источников, наблюдаемых в плоскости Галактики, а зеленым контуром — размеры, измеренные вне плоскости Галактики. Данные распределения на 8 ГГц почти неотличимы друг от друга, однако на 2 ГГц видна существенная разница, что связано с большим вкладом рассеяния на низких частотах. Предположим, что вклад рассеянных источников в распределение наблюдаемых размеров на небе может быть аппроксимирован с помощью половины распределения Стюдента. Плотность распределения Стюдента аналогична нормальному распределению, но имеет более протя-

женный («тяжелый») хвост. Распределение Стюдента описывается с помощью двух параметров: dof и σ – степень свободы и ширина распределения, соответственно. Таким образом, распределение наблюдаемых размеров рассматриваем как квадратичную сумму распределения наблюдаемых размеров на частоте 2 или 8 ГГц вне плоскости Галактики (уравнение (1.4), слагаемое зеленого цвета) и предполагаемое распределение рассеянных источников, характеризующееся распределением Стюдента (уравнение (1.4), слагаемое синего цвета). В результате получим некое восстановленное распределение θ_{fit} размеров (уравнение (1.4), изображено черным цветом), которое можно сравнить с распределением наблюдаемых размеров источников в плоскости Галактики $\theta_{\text{obs}, \nu \text{ GHz}}$, где ν равно 2 или 8 ГГц. Если эти распределения подобны, то выбранное аналитическое распределение с его параметрами является подходящим описанием распределения θ_{scat} на заданной частоте. Цвета слагаемых уравнения (1.4) согласуются с цветом гистограмм на Рисунке 1.17.

$$\theta_{\text{fit}}^2(|b| < 10^\circ) = \theta_{\text{obs}, \nu \text{ GHz}}^2(|b| > 10^\circ) + \frac{1}{2} \text{Student's}^2. \quad (1.4)$$

Идея метода заключается в: (i) переборе параметров распределения Стюдента: dof и σ , причем степень свободы dof подгонялась одной и той же на разных частотах, (ii) создании случайной выборки размеров АЯГ, подчиняющихся распределению с этими параметрами, (iii) сложение (квадратичное) с наблюдаемыми размерами источников вне плоскости Галактики, получая распределение θ_{fit} . Далее, распределение θ_{fit} сравниваем с $\theta_{\text{obs}, \nu \text{ GHz}} (|b| < 10^\circ)$. Для проверки подобия полученных распределений был выбран тест Колмогорова-Смирнова (К-С), который используется для проверки гипотезы о принадлежности двух независимых выборок одному закону распределения. В конечном итоге, получаем массив параметров dof и σ , в соответствии с которыми определена величина статистики К-С. Распределения, которые соответствуют минимальной величине статистики К-С, считаем подобными, а параметры этих распределений используем в дальнейшем для поиска k_{scat} .

Используя измеренные размеры источников на 2 и 8 ГГц, были подогнаны параметры распределения Стюдента, характеризующего вклад рассеянных источников в распределение размеров в плоскости Галактики. Параметры наилучшего соответствия $\sigma = 0.811 \pm 0.077$ на 2 ГГц и $\sigma = 0.058 \pm 0.008$ на 8 ГГц при $dof = 0.83 \pm 0.06$ в обоих случаях. Черные контурные гистограммы на Рисунке 1.17 показывают результаты подгонки данных на 2 и 8 ГГц. Полученные σ

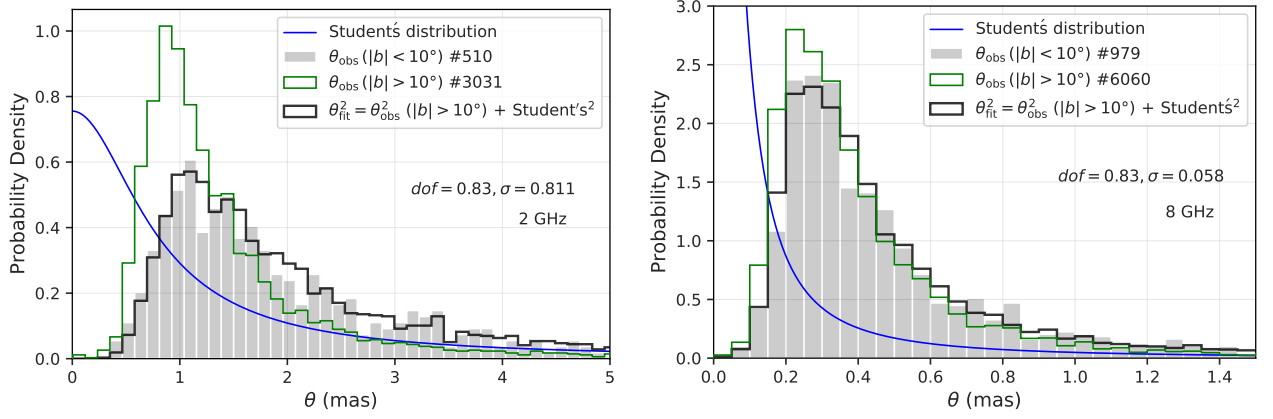


Рисунок 1.17 — Гистограммы распределения размеров РСДБ-ядер АЯГ. Серые гистограммы отражают распределения измеренных размеров источников в галактической плоскости $\theta_{\text{obs}2\text{ GHz}} (|b| < 10^\circ)$ и $\theta_{\text{obs}8\text{ GHz}} (|b| < 10^\circ)$, соответственно левая и правая гистограммы. Контурные зеленые гистограммы отражают распределения измеренных размеров источников вне плоскости Галактики $\theta_{\text{obs}2\text{ GHz}} (|b| > 10^\circ)$ и $\theta_{\text{obs}8\text{ GHz}} (|b| > 10^\circ)$, соответственно. Синие кривые представляют собой половину распределения Стюдента с параметрами dof — степени свободы, σ — ширина распределения. Черная контурная гистограмма — это распределение размеров источников, которое получается как квадратичное суммирование предполагаемого распределения рассеянных источников ($\frac{1}{2}$ распределение Стюдента) и распределения нерассеянных источников ($\theta_{\text{obs}2\text{ GHz}}$ или $\theta_{\text{obs}8\text{ GHz}} (|b| > 10^\circ)$). Величины приведенные в легенде графика после знака «#» отражают количество источников выборки.

используем для расчета значения индекса рассеяния, аналогично двухчастотному методу (подробнее в разделе 1.4) и получаем $k_{\text{scat}} = 2.00 \pm 0.05$. Все ошибки оценивались как стандартные отклонения распределений параметров, полученных методом Монте-Карло моделирования выборок в пределах допустимых ошибок измеренных размеров. В пределах ошибки полученное значение k_{scat} согласуется с теоретическим предсказанием для экрана с гауссовым распределением плотности свободных электронов ($k = 2.0$).

1.7 Зависимость степени рассеяния от красного смещения

Считается, что межгалактическое рассеяние пренебрежимо мало и едва ли может быть обнаружено с помощью РСДБ [напр., 6; 85]. В самом оптимистичном сценарии, когда фоновый радиоисточник пересекает гало галактики

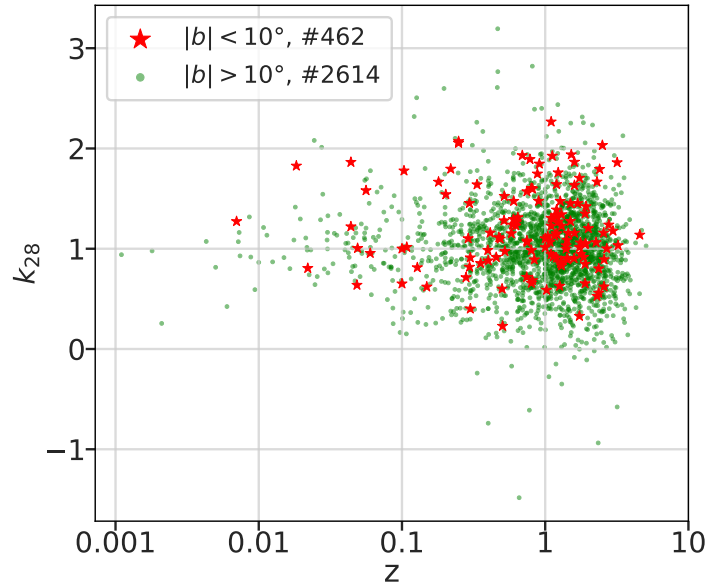


Рисунок 1.18 — Зависимость индексов рассеяния, рассчитанных с помощью одновременных наблюдений РСДБ-ядер АЯГ на частотах 2 и 8 ГГц, от красного смещения источников. Дополнительный иллюстративный материал, основанный на результатах работы [7], подготовленный диссертантом.

с избыточной плотностью порядка 1000 относительно средней барионной плотности Вселенной и внешним масштабом турбулентности около 1 кпк, вклад в угловое уширение межгалактической средой составит около 0.1 мсек дуги на частоте 2 ГГц [98]. Таким образом, угловое уширение будет в значительной степени определяться межзвездным рассеянием в Галактике. Для проверки этого предположения построим зависимость индекса k , определенного по данным одновременных наблюдений размеров ядер АЯГ на 2 и 8 ГГц, от красного смещения z (Рисунок 1.18). Из 3076 проанализированных источников 2293 (74%) имеют измеренные красные смещения, распределенные в диапазоне $0.001 < z < 5.064$. Зависимость сил рассеяния от красного смещения источника не наблюдается, что позволяет предположить, что рассеивающие радиоизлучение экраны преимущественно сконцентрированы в нашей Галактике. Это согласуется с другими исследованиями, в которых не было обнаружено зависимости углового уширения от красного смещения [напр., 6; 85].

1.8 Заключение к Главе 1

Для изучения рассеивающих свойств МЗС Галактики использовалась наиболее полная и детальная выборка РСДБ-наблюдений активных ядер галактик

в широком диапазоне частот от 1.4 до 86 ГГц. На основе этих данных построены зависимости наблюдаемых размеров ядер активных галактик от галактической широты. Обнаружено угловое уширение измеренных размеров для источников, наблюдаемых сквозь галактическую плоскость. Этот эффект особенно заметен на низких частотах, в частности на 2 ГГц. Установлено, что рассеивающие экраны, содержащие флуктуации плотности горячей плазмы, сосредоточены в основном в плоскости Галактики в пределах $\pm 10^\circ$ по широте. За пределами галактической плоскости не обнаружено областей с сильным рассеянием, что может свидетельствовать об отсутствии большого количества локальных экранов, а также о незначительном влиянии межгалактической среды на наблюдательные данные.

Получены оценки степенного индекса k частотной зависимости размера ядер АЯГ $\theta \propto \nu^{-k}$ на основе данных наблюдений 2614 источников, измеренных одновременно на 2 и 8 ГГц. Среднее значение $k = 1.02 \pm 0.01$, полученное для источников, наблюдающихся за пределами плоскости Галактики, хорошо согласуется с теоретически предсказанным $k = 1$ для ядер АЯГ с синхротронным самопоглощением в рамках модели конического выброса. Для рассеянных источников характерное значение k , без учета внутренней структуры источника, составляет $k = 1.60 \pm 0.02$. Полученное значение в пределах ошибок несколько меньше предсказанного $k \simeq 2$. Используя значения индекса k , вычисленные по данным на 2 и 8 ГГц, построена первая подробная карта распределения рассеивающих свойств Галактики по небу на основе наблюдательных РСДБ-данных.

Области Галактики, характеризующиеся высокой интенсивностью излучения в линии H_α , показывают значимую пространственную корреляцию с областями сильного рассеяния. Одна из них позиционно связана с областью в созвездии Лебедя, которая содержит множественные области звездообразования и остаток сверхновой W78. В местах расположения остатков сверхновых Парус и Кассиопея А, а также в области туманности Ориона (M42) также обнаружено увеличение силы рассеяния МЗС. Областью с самым сильным рассеянием является центр Галактики, который простирается в пределах $-20^\circ \leq l \leq 20^\circ$ по галактической долготе.

Многочастотное Монте-Карло моделирование наблюдаемого размера РСДБ-ядер АЯГ с помощью двухкомпонентной модели позволило разделить вклад истинных и рассеянных размеров в наблюдаемый угловой диаметр 1411 источников. Как и ожидалось, вклад рассеянной компоненты наблюдаемого

размера для источников в плоскости Галактики систематически больше, чем для наблюдаемых вне плоскости Галактики. Обнаружено, что около 30% АЯГ, наблюдаемых в плоскости Галактики, не подвержены значимому рассеянию, что отражает высокую степень неоднородности в распределении рассеивающих экранов в Галактике. Большинство источников с незначительным рассеянием расположены в направлении антицентра Галактики, а также за пределами плоскости Галактики.

Оценки степенного индекса рассеяния, полученные различными методами, сходятся к значению $k_{\text{scat}} \simeq 2.0$, что согласуется с моделью гауссового плоского экрана. Однако модель колмогоровской турбулентности не может быть однозначно отвергнута, поскольку применяемые в настоящем анализе методы требуют усреднения наблюдаемых размеров источников, что может приводить к систематическому занижению величины k_{scat} . Новые целевые наблюдательные проекты, направленные на изучение свойств рассеивающих экранов в конкретных направлениях плоскости Галактики, способны продемонстрировать результаты, свидетельствующие в пользу колмогоровской турбулентности.

Показано, что зависимость сил рассеяния от красного смещения источника незначительна, что позволяет сделать вывод, что влияние рассеивающих экранов, находящихся в нашей Галактике, доминирует в наблюдательных РСДБ-данных АЯГ.

Глава 2. Исследование эффектов рассеяния радиоизлучения с преобладанием рефракции

Результаты, представленные в данной Главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работе соискателя [12]. В данной Главе также содержится дополнительный иллюстративный материал, который сопровождается соответствующей подрисуночной подписью. Личный вклад в данную работу отмечен во Введении к диссертации.

Если яркий и компактный фоновый радиоисточник наблюдается на низких галактических широтах и низких частотах (ниже 8 ГГц), его радиоизлучение может рассеиваться особенно плотными (с плотностью свободных электронов $n_e \approx 10^{4-5} \text{ см}^{-3}$, [10; 11]) и неоднородными областями МЗС Млечного Пути. Крупномасштабные плазменные образования ($10^{13} - 10^{14} \text{ см}$, [99]) в тонком диске Галактики иногда называют плазменными линзами из-за их способности преломлять радиоволны, что приводит к интересным наблюдаемым эффектам.

Активные ядра галактик, наблюдаемые на гигагерцовых частотах с помощью РСДБ, обычно демонстрируют компактную радиоструктуру с односторонней морфологией типа ядро-выброс из-за релятивистского излучения [напр., 76]. Одним из самых интригующих предсказаний теории рефракционно-доминированного рассеяния является формирование множественных изображений компактного радиоисточника, луч зрения на который проходит через турбулентный экран, выступающий в роли преломляющей линзы [41; 100]. Согласно [101] изображение источника может быть разбито на субизображения, каждое из которых формируется фазовыми флуктуациями, образуя таким образом иерархическую структуру, подобную фрактальной. Теория предсказывает возможность формирования до трех изображений источника, образующихся в местах пересечения преломленных линзой лучей (см. рисунок 2 в работе [10]). Эффект множественных изображений был впервые обнаружен в динамических спектрах пульсаров в 80-х годах [100; 102]. В 2013 году данный эффект был также обнаружен по данным РСДБ-наблюдений квазара 2023+335 [11]. По данным мониторинговой программы MOJAVE, полученным на 15.4 ГГц, квазар 2023+335 демонстрировал крайне нетипичные морфологические изменения на парсековых масштабах, которые выглядели как дополнительные

яркие излучающие области в структуре источника, вытянутые вдоль позиционного угла примерно 40° , который совпадает с позиционным углом линии равной галактической широты ($b = \text{const}$). Это может быть свидетельством того, что дискретные структуры МЗС, действующие как преломляющие линзы, движутся параллельно плоскости Галактики. Согласно предсказаниям теории рассеяния, детектирование вторичных изображений источника происходит во время формирования каустических поверхностей на кривых блеска радиоисточников, если сила рассеивающей линзы достаточно велика, а само рассеяние доминировано рефракционными эффектами [41; 92; 103]. Так, явление множественных изображений квазара 2023+335 совпало по времени с формированием каустик на кривой блеска, полученной в радиообсерватории Оуэнс-Вэлли (OVRO) на частоте 15 ГГц [11]. Это стало дополнительным доказательством рефракционной природы наблюдаемых явлений.

В рамках данной Главы представлены результаты поиска активных ядер галактик, излучение которых подвержено рефракционному рассеянию, анализа истинных свойств таких источников и характеристик рассеивающих экранов. На протяжении всей Главы под термином «ядро» традиционно подразумевается видимое начало джета АЯГ, которое обычно рассматривается как самая яркая и компактная деталь на РСДБ-изображениях блазаров [напр., 48], если нет сильного влияния рассеяния. Спектральный индекс α определяется как $S_\nu \propto \nu^\alpha$, где S_ν – плотность потока, измеренная на частоте наблюдения ν . Все позиционные углы указаны в градусах к Востоку с Севера. Используется космологическая модель Λ CDM с $\Omega_m = 0.31$, $\Omega_\Lambda = 0.69$ и $H_0 = 67 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ [104].

2.1 Поиск источников, демонстрирующих эффекты рассеяния с преобладанием рефракции

Дифракционное и рефракционное рассеяние радиоволн связаны с различными наблюдаемыми явлениями, но оба случая требуют наличия высокотурбулентной плазмы в промежуточной среде на луче зрения и яркий компактный источник излучения, который может быть как галактическим (например, пульсары), так и внегалактическим (например, квазары). В Главе 1 использовались данные РСДБ-наблюдений примерно 9 000 струй активных ядер галактик для анализа крупномасштабных рассеивающих свойств МЗС Галактики. По результатам данного исследования, обнаружен ряд источников, демонстрирующих

угловое уширение на длинных волнах (подробности в Главе 1, раздел 1.2). Большинство рассеянных источников обнаружено в пределах галактической плоскости, в самой густонаселенной части Галактики, содержащей турбулентную плазму и рассеивающие экраны. Особенно выделяются области вблизи Галактического центра и в созвездии Лебедя (подробности в Главе 1, раздел 1.4).

В данной Главе используются результаты, полученные в Главе 1, а именно значения степенного индекса k частотной зависимости углового размера РСДБ-ядер ($\theta \propto \nu^{-k}$) для выборки из 2614 квазаров по всему небу. Размеры этих АЯГ были оценены на основе РСДБ-наблюдений, проведенных одновременно на частотах 2 и 8 ГГц, при этом в качестве характерного размера РСДБ-ядра использовалась полная ширина на половине максимума интенсивности (FWHM) компонента в видимом начале джета АЯГ. Величина индекса k отражает мощность дифракционного рассеяния: его значение близко к 1.0 для нерассеянных источников [44; 105; 106] и близко к 2.0 для рассеянных источников [напр., 38]. Таким образом, из этих 2614 источников были отобраны около 300 АЯГ с индексом k больше 1.5 в качестве кандидатов для обнаружения признаков рассеяния с преобладанием рефракции. Распределения яркости этих 300 АЯГ в диапазоне частот от 1.4 до 15.4 ГГц были исследованы визуально, уделяя особое внимание более низким частотам. Особое внимание также уделяется источникам, имеющим нетипичную морфологию на какой-либо эпохе наблюдения, а также выделенное направление уширения структуры, заметно не совпадающее с направлением выброса АЯГ (с учетом возможной кривизны джета). Если позиционный угол вытяжения структуры источника близок к направлению РА линии $b = \text{const}$ на данном участке неба, то он отбирается для более детального анализа и моделирования структуры с учетом возможного анизотропного рассеяния. Интересно, что такой визуальный поиск рассеянных источников с преобладанием рефракции, по довольно большой выборке АЯГ, выделил лишь несколько источников. Одним из таких источников является квазар 2005+403.

Внегалактический радиоисточник TXS 2005+403 (J2007+4029) – это квазар с плоским спектром, наблюдаемый на красном смещении $z = 1.73$, с галактическими координатами $b = 4^\circ.3$ и $l = 76^\circ.8$ [107; 108]. Этот квазар используется в качестве фазового калибратора в наблюдениях источников в направлении области Лебедя. В работе [16] была проведена оценка углового уширения квазара на частотах 5.0, 1.6 и 0.6 ГГц, путем подгонки структуры

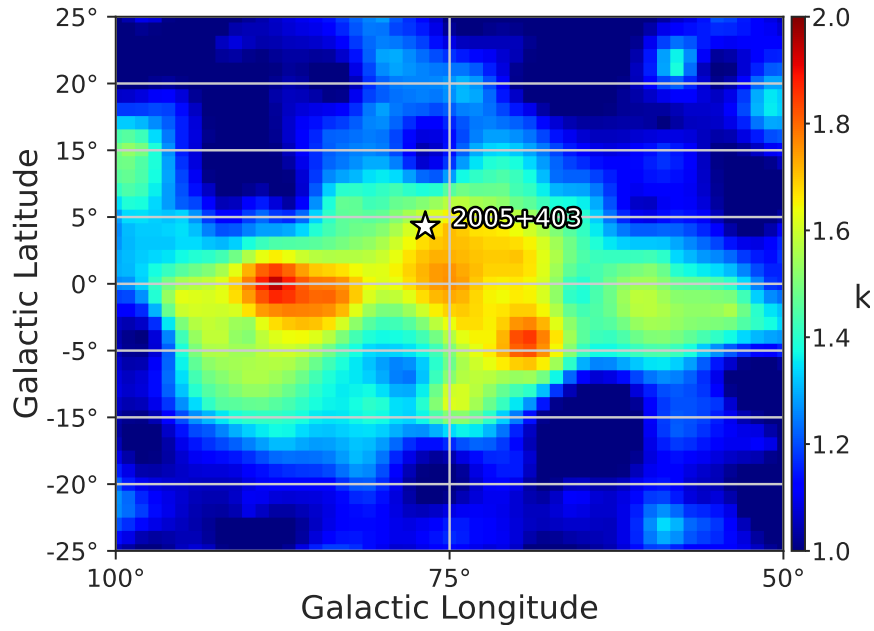


Рисунок 2.1 — Карта распределения индекса k ($\theta \propto \nu^{-k}$) в области созвездия Лебедя, построенная на основе одновременно измеренных на частотах 2 и 8 ГГц размеров РСДБ-ядер АЯГ. Величина и цвет каждого пикселя карты отражает среднее значение индекса k в круге радиусом 5° . Полная карта распределения индекса k по всему небу (с меньшим разрешением) приведена на Рисунке 1.8.

источника с помощью одного гаусс-компонента. Полученные оценки на угловой размер получились равными 3.5 ± 0.4 , 26.4 ± 4.7 и 225 ± 58 мсек дуги, соответственно на 5.0, 1.6 и 0.6 ГГц. В работе [16] авторы обнаружили признаки анизотропного рассеяния источника, а также избыточную коррелированную плотность потока на больших базах на частоте 5 ГГц, которая не объясняется в рамках простой однокомпонентной модели с гауссовым распределением яркости. Такое поведение может являться следствием вклада субструктуры рассеяния в наблюдаемую коррелированную плотность потока [109]. Анализ кинематики на парсековых масштабах показал сверхсветовое движение с максимальной наблюдаемой скоростью $9.76c$ на частоте 15.4 ГГц [110]. Доплер-фактор источника, полученный из анализа яркостной температуры, довольно умеренный, $\delta = 3.1$ [111], что, вероятно, является причиной того, почему он не был обнаружен на высоких энергиях [112].

Луч зрения на квазар 2005+403 проходит через область созвездия Лебедя с галактической долготой $65^\circ < l < 90^\circ$, включающую области звездообразования [113–115], молодые звезды, скопления звезд, остатки вспышек сверхновых, туманности, газовые и пылевые облака, а также рентгеновские двойные и источники гамма-излучения. На заре радиоастрономии в этом направлении

был обнаружен мощный протяженный источник радиоизлучения на галактической долготе около 80 градусов, названный областью Лебедь-Х [116], который также выделяется в инфракрасных обзорах Галактики [117]. Все фазы звездообразования и звездной эволюции наблюдаются в области Лебедь-Х, включая популяцию плотных, массивных пылевых ядер с протокластерами и массивными протозвездными объектами [113–115], ультракомпактные области НII [118–120], сотни звезд типа ОВ ([121] и ссылки в ней) и некоторые остатки сверхновых [122].

Область Лебеда известна своим влиянием на наблюдательные радиоданные галактических и внегалактических радиоисточников. Например, в работах [16] и [123] сообщают об обнаружении высокой меры рассеяния вдоль этого луча зрения. Показано, что для радиоисточников, наблюдаемых в направлении области Лебеда и разнесенных всего на несколько градусов, сила рассеяния может меняться в 2–5 раз [напр., 16], что свидетельствует о присутствии рассеивающих экранов, которые имеют крайне неоднородное распределение. В направлении области Лебеда обнаружено угловое уширение источников: 2005+403, 2021+317, 2023+336 и 2048+313 [16].

На Рисунке 2.1 показана карта распределения индекса k в области Лебеда. Интенсивность каждого пикселя карты размером $1^\circ \times 1^\circ$ и присвоенный ему цвет соответствует среднему значению индекса k в круге радиусом 5° вокруг этого пикселя. Медианное за все эпохи наблюдений значение k , измеренное по данным на частотах 2 и 8 ГГц, на луче зрения в сторону квазара 2005+403 составляет 1.71 [7], что является первым указанием на сильное влияние рассеяния для данного источника.

2.2 Наблюдательные данные и их обработка

2.2.1 Многочастотные РСДБ-наблюдения квазара 2005+403

В основе данной Главы лежат результаты восьми доступных из открытого архива NRAO наблюдательных РСДБ-экспериментов (VLBA), качество данных в которых было достаточно высоким для построения изображений и последующего моделирования структуры источника в плоскости пространственных частот. Полный список экспериментов приведен в Таблице 8. Данные программы охватывают более 20 лет наблюдений в широком частотном диапазоне от 1.4 до 43.2 ГГц. Архивные данные для всех экспериментов кроме

Таблица 8 — Список наблюдательных VLBA проектов с участием 2005+403.

Эпоха	Код проекта	ν (ГГц)
(1)	(2)	(3)
1997-01-10	BF025A	2.27, 8.34
2010-11-05	BG196H	1.39
2012-01-02 ^a	MOJAVE	15.4
2017-07-12	BG246T*	1.46, 1.81, 2.56, 4.98
2019-02-20	BG258G*	1.46, 1.81, 2.56, 4.98
2019-03-24	BH222E*	1.46
2019-10-15	BP240A*	23.77
2019-12-21	BP240C*	43.17

Описание столбцов: (1) эпоха наблюдения; (2) код VLBA программы; (3) центральная частота наблюдения.

^a Указана только последняя эпоха наблюдения в рамках программы MOJAVE. Информация об остальных эпохах наблюдений на 15.4 ГГц доступна на официальном сайте.

* Эксперименты, в обработке которых принимал участие (либо выполнял полностью) автор данной работы.

трех (BF025A, BG196H и MOJAVE) прошли стандартную процедуру калибровки РСДБ-данных, проведенную соискателем. Для экспериментов BF025A, BG196H и MOJAVE использовались предварительно калиброванные данные, доступные для скачивания в открытых интернет ресурсах^{1,2}.

Классическая схема обработки РСДБ-данных включает первичную калибровку, картографирование, а также моделирование структуры источника набором гаусс-компонент. Обработка данных, включая первичную калибровку функции видности, а именно ее амплитуды и фазы сигнала источника, выполнена с помощью пакета программ Astronomical Image Processing System (AIPS NRAO, [25]) с использованием современных стандартных подходов. Процесс обработки оптимизируется с помощью встроенных процедур для обработки данных конкретных типов экспериментов (например, VLBA), доступных в AIPS.

¹http://astrogeo.org/vlbi_images/

²<https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/>

Актуальная схема обработки VLBA экспериментов кратко представлена на официальном сайте³.

Целевой источник наблюдался в рамках пяти VLBA экспериментов (BG246T, BG258G, BH222E, BP240A и BP240C) с использованием сети из 9–10 VLBA антенн, а именно станций: Brewster, Fort Davis, Hancock, Kitt Peak, Los Alamos, Mauna Kea, North Liberty, Owens Valley, Pie Town, St. Croix. Некоторые детали обработки этих экспериментов обсуждаются ниже.

Калибровка РСДБ-данных

Многочастотные наблюдения квазара 2005+403 проводились квазиодно-временно на 1.5, 1.8, 2.6 и 5.0 ГГц на двух эпохах: 12 июля 2017 г. (BG246T) и 20 февраля 2019 г. (BG258G) с использованием девяти антенн VLBA (без участия Kitt Peak и Mauna Kea, соответственно, в первом и втором эксперименте). Целевой источник имел шесть и девять сканов, распределенных по часовому углу, что соответствовало общему времени интегрирования 11 и 21 минуте для экспериментов в 2017 и 2019 гг.

Целью низкочастотного (широкий L-band) VLBA проекта с кодом BH222E были поляриметрические наблюдения двойной системы WR146, с большим числом спектральных каналов наблюдений (512 каналов). Сразу после загрузки данных наблюдений в AIPS для последующей калибровки был применен таск AVSPC для усреднения спектральных каналов до 64, что не повлияло на качество данных, но значительно ускорило счет. Наблюдения в рамках проекта проводились 24-го марта 2019 г. с участием всех 10 VLBA антенн. Источник имел 193 скана с общим временем интегрирования 2.6 часа. Квазар 2005+403 в рамках эксперимента BH222E использовался в качестве фазового калибратора. Выбор калибратора на такой низкой частоте, определенно, был не лучшим, поскольку короткие 48 секундные сканы не позволили обнаружить интерференционные лепестки из-за резкого падения коррелированной плотности потока на средней и большой проекциях баз, вызванного сильным рассеянием. Кроме того, в данных отсутствовала информация о системных температурах с антенны Pie Town (PT). Для решения этой проблемы для PT были взяты измерения системных температур с наиболее близкой антенны (Los Alamos), что позволило избежать введения поправочных коэффициентов для амплитуд на базе с этой антенной по результатам амплитудной самокалибровки.

³<https://www.aips.nrao.edu/CookHTML/CookBookap3.html>

Целевой источник также наблюдался на высоких частотах (23.8 и 43.2 ГГц) в конце 2019 г. в рамках проекта (с кодом BP240) по наблюдению радиотранзиента, обнаруженного в направлении радиогалактики Лебедь А со смещением всего 0.4 мсек дуги от нее. Предполагается, что данный объект может представлять собой две сверхмассивные черные дыры в тесной двойной системе, чем обоснован выбор нескольких частот для наблюдений. В рамках данной диссертационной работы используются два эксперимента из этой серии наблюдений, а именно VLBA BP240A и BP240C. Первый из них приходится на эпоху 15-го октября 2019 г. Наблюдения проводились на частоте 23.8 ГГц с включением 10 VLBA антенн. Квазар имел 12 сканов с общим временем интегрирования 9.6 минут. 21-го декабря 2019 г. были проведены наблюдения на 43.2 ГГц, также с использованием полной VLBA решетки из 10 антенн. Квазар 2005+403 имел 18 сканов с общим временем интегрирования 14.4 минут. Процедура калибровки данных этих экспериментов включала стандартные методы обработки с учетом высоких частот наблюдения.

Во всех пяти вышеупомянутых VLBA экспериментах данные регистрировались со скоростью записи сигнала 2048 Мбит/с и 2-битным квантованием с использованием системы регистрации данных Mark5C. Корреляция сигнала выполнена с помощью коррелятора VLBA DiFX [124] в Сокорро, Нью-Мексико, с периодом усреднения 4.2 с.

Гибридное картографирование РСДБ-данных

Difmap – это широко используемый интерактивный программный пакет для картографирования и моделирования РСДБ-данных, реализующий алгоритм CLEAN [26], а также метод фазовой и амплитудной самокалибровки для восстановления распределения яркости по наблюдаемому источнику [125; 126]. Процедура CLEAN в Difmap включает итеративное моделирование распределения яркости источника и удаление артефактов боковых лепестков, вызванных неполным заполнением плоскости пространственных частот. Синтезированная диаграмма направленности (из-за конечного числа участвующих в наблюдениях антенн) имеет боковые лепестки, которые, в свою очередь, создают ложные детали при восстановлении карты распределения яркости и существенно ограничивают динамический диапазон изображения.

Совместное применения алгоритмов CLEAN и самокалибровки называется гибридным картографированием. Во всех случаях в качестве начальной

модели для пошаговой процедуры восстановления изображения использовалась модель точечного источника. Окончательные карты распределения яркости были получены с применением схемы естественного взвешивания данных функции видности. Типичный уровень неопределенности амплитудной шкалы составляет около 5%. Более детальное обсуждение схем обработки данных и картографирования приведено в работе [127].

На частотах ниже 5.0 ГГц в наблюдаемой морфологии источника может доминировать рассеяние. В таком случае для наиболее качественной реконструкции распределения яркости источника крайне важно использовать полный набор CLEAN-окошек уже на самых первых этапах процесса картографирования. Требуется несколько полных проходов процедуры картографирования для итеративного создания финального набора CLEAN-окошек, делая его более полным с каждым последующим запуском данной процедуры. Этот метод обеспечивает (1) сохранение амплитудной шкалы и (2) восстановление полного распределения яркости рассеянного источника с наименьшим уровнем шума. Использование этого подхода позволило достичь высокого динамического диапазона изображений на частотах ниже 5.0 ГГц и, в некоторых случаях, визуализировать даже слабые компоненты выброса. При первичном картографировании анизотропно-рассеянных источников важно устанавливать CLEAN-окошки в область предполагаемого субизображения ближе к последним этапам картографирования, а также ориентироваться на модель источника без рассеяния (например, полагаться на модели, построенные на более высокой частоте). Важно помнить, что вторичные изображения, наведенные рассеянием, могут формироваться в любом позиционном угле относительно истинного изображения. Поэтому к любым нетипичным особенностям морфологии стоит относиться с осторожностью при моделировании. Если эти яркие области «выживают» после нескольких итераций алгоритма CLEAN и при вычитании основных компонент источника, только тогда стоит добавить их в модель источника и иметь в виду при последующем моделировании структуры гаусс-компонентами.

Моделирование структуры АЯГ

Моделирование структуры источника в плоскости пространственных частот (u, v) также проводилось в пакете Difmap с помощью процедуры `modelfit`. При моделировании использовалось минимальное количество круговых и/или

эллиптических гауссовых компонент, которые, будучи свернутыми с диаграммой направленности, адекватно воспроизводят восстановленное распределение яркости источника.

2.2.2 Мониторинг OVRO в режиме одиночной антенны

Квазар 2005+403 наблюдался в рамках долгосрочной мониторинговой программы, выполняемой в режиме одиночной антенны диаметром 40 м на частоте 15 ГГц в радиообсерватории Оуэнс-Вэлли со средней частотой наблюдений примерно пять измерений в месяц. Телескоп OVRO использует внеосевую двухлучевую оптику. Криогенный приемник имеет центральную частоту 15 ГГц с эквивалентной шумовой полосой 2 ГГц. Вклады атмосферы и Земли, а также флуктуации усилителя устраняются с помощью метода двойного переключения [128], при котором источник последовательно переключается между лучами. До мая 2014 года использовался переключатель Дике (Dicke). Начиная с мая 2014 г. в новом приемнике используется 180° переключатель фазы. Относительная калибровка амплитуды достигается с помощью термо-стабильного шумового диода для компенсации дрейфа коэффициентов усиления антенны. Первичным калибратором плотности потока является источник 3C 286 с предполагаемой величиной плотности потока 3.44 Ян [129]. Источник DR21 используется в качестве вторичного калибратора. Систематическая ошибка в определении шкалы потока оценивается на уровне около 5%. В работе [130] описаны более подробные детали наблюдений и обработки данных OVRO.

2.3 Распределения яркости квазара 2005+403

2.3.1 Морфология источника на разных частотах

Существует два основных наблюдательных эффекта, вызванных рассеянием. Во-первых, это изменения амплитуды сигнала во времени из-за относительного движения источника, рассеивающей среды и наблюдателя. Во-вторых, рассеяние приводит к изотропным и анизотропным искажениям изображения точечного источника. Поскольку сила рассеяния пропорциональна квадрату длины волны (λ^2), эти эффекты должны становиться более выраженными на более низких частотах наблюдения. На Рисунке 2.2 представлены VLBA-изображения квазара 2005+403 в полной интенсивности, полученные на разных частотах: 43.2 ГГц (BP240C, наблюдение от 21 декабря 2019 г.), 15.4 ГГц

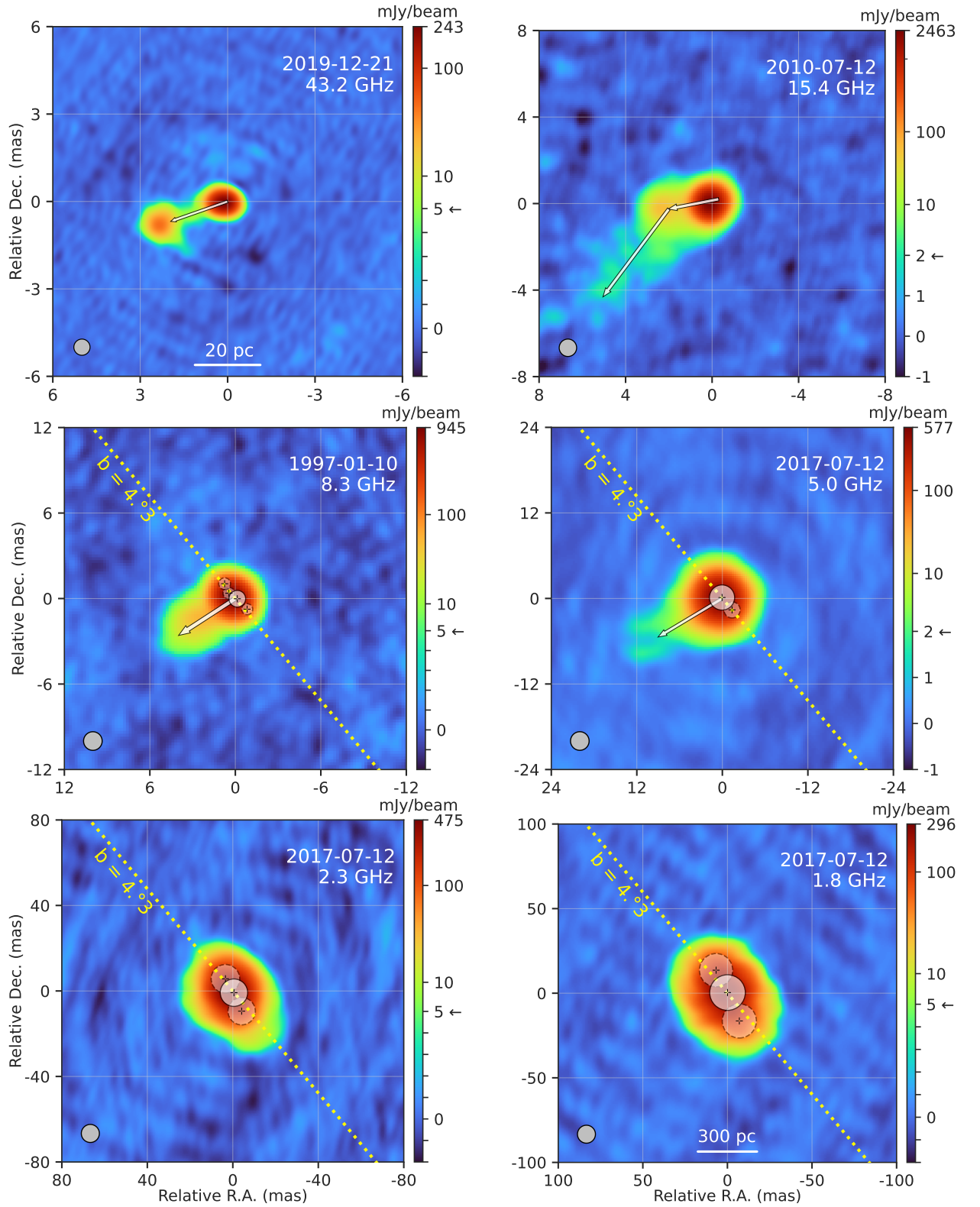


Рисунок 2.2 — VLBA распределения яркости 2005+403, полученные на 43.2 и 15.4 ГГц (панель сверху), 8.3 и 5.0 ГГц (панель в середине), 2.3 и 1.8 ГГц (нижняя панель). Пунктирная линия — это линия $b = \text{const}$ с $\text{PA} = 40^\circ.6$. Белые круги — модельные гаусс-компоненты ядра (сплошной круг) и его субизображений (пунктирный круг) по уровню половинной мощности. Масштабирование цветовой шкалы переходит от линейной к логарифмической на уровне 2 мЯн/луч для карт 15.4 и 5.0 ГГц и на 5 мЯн/луч для карт на других частотах. Параметры всех карт указаны в Таблице 9.

Таблица 9 — Параметры РСДБ-карт, приведенных на Рисунке 2.2.

Эпоха	ν (ГГц)	I_{peak} (мЯн/луч)	S_{tot} (мЯн)	rms (мЯн/луч)	b_{maj} (мсек дуги)	Пиксель (мсек дуги)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
2019-12-21	43.2	243.1	460	0.27	0.53	0.02
2010-07-12	15.4	2463	3850	0.24	0.75	0.1
2010-07-12	8.3	944.9	1970	0.45	1.23	0.2
2017-07-12	5.0	577.4	1850	0.21	2.45	0.3
2017-07-12	2.3	475.5	2210	0.53	7.95	0.5
2017-07-12	1.8	296.3	2030	0.37	9.98	0.8

Описание столбцов: (1) эпоха наблюдений; (2) центральная частота наблюдений; (3) пик интенсивности карты; (4) общая плотность потока карты; (5) шум карты; (6) размер диаграммы направленности по уровню половинной мощности; (7) размер пикселя.

(MOJAVE, 12 июля 2010 г.) и 8.3 ГГц (BF025, 10 января 1997 г.). Кроме того, 12 июля 2017 г. квазар наблюдался на более низких частотах, а именно 5.0, 2.3 и 1.8 ГГц в рамках проекта BG246T. Параметры всех изображений указаны в Таблице 9. Дополнительные изображения источника, полученные в рамках проекта BG258G и др., приведены в Приложении А.

На относительно высокой частоте наблюдений, 43.2 ГГц, распределение яркости источника на миллисекундных угловых масштабах демонстрирует типичную одностороннюю морфологию АЯГ с ядром и протяженным выбросом (Рисунок 2.2, сверху слева). Такая морфология струй активных галактик считается «типичной» вследствие проявления селекционных эффектов и доплеровского усиления излучения, а именно обнаружения источников, джеты которых направлены под малым углом к лучу зрения, что приводит к их наблюдаемой односторонности ввиду релятивистского ослабления излучения контр-джета [127]. Структура источника адекватно восстанавливается четырьмя круговыми гаусс-компонентами. Компонент РСДБ-ядра, расположенный в видимом начале струи, является самым ярким и компактным компонентом модели. Остальные компоненты струи постепенно ослабевают по мере удаления от ядра и распространяются в позиционном угле примерно 110° . Результаты моделирования структуры источника на разных частотах представлены в Таблице 10.

Таблица 10 — Результаты моделирования распределений яркости источника с использованием круговых гаусс-компонент для данных, показанных на Рисунке 2.2.

Эпоха (1)	ν (ГГц) (2)	К-т (3)	S (Ян) (4)	r (мсек дуги) (5)	φ ($^\circ$) (6)	θ (мсек дуги) (7)
2019-12-21	43.2	C	0.19 ± 0.02	0.00	...	0.12 ± 0.05
		J	0.14 ± 0.02	0.34 ± 0.03	90.9 ± 5.2	0.19 ± 0.06
		J	0.08 ± 0.01	2.50 ± 0.05	108.2 ± 1.2	0.48 ± 0.10
		J	0.05 ± 0.03	1.63 ± 0.50	103.7 ± 17.0	1.52 ± 1.00
2010-07-12	15.4	C	0.90 ± 0.06	0.00	...	0.40 ± 0.03
		J	1.36 ± 0.06	0.40 ± 0.02	138.3 ± 2.6	0.32 ± 0.04
		J	0.93 ± 0.05	0.36 ± 0.02	96.4 ± 3.2	0.26 ± 0.04
		J	0.47 ± 0.06	0.53 ± 0.07	117.8 ± 7.9	0.95 ± 0.15
		J	0.19 ± 0.05	2.31 ± 0.18	101.4 ± 4.5	1.21 ± 0.36
1997-01-10	8.3	C	1.45 ± 0.08	0.00	...	1.18 ± 0.10
		S	0.40 ± 0.04	0.71 ± 0.07	56.6 ± 5.8	0.84 ± 0.14
		J	0.24 ± 0.07	2.78 ± 0.37	121.1 ± 7.7	2.42 ± 0.75
		S	0.06 ± 0.02	1.00 ± 0.18	-136.8 ± 10.2	0.79 ± 0.36
		S	0.05 ± 0.01	1.38 ± 0.19	40.1 ± 7.7	0.84 ± 0.37
2017-07-12	5.0	C	1.69 ± 0.13	0.00	...	3.54 ± 0.33
		S	0.10 ± 0.02	2.24 ± 0.39	-141.0 ± 9.9	2.27 ± 0.78
		J	0.05 ± 0.03	4.95 ± 1.22	130.2 ± 13.9	4.25 ± 2.45
2017-07-12	2.3	C	1.38 ± 0.14	0.00	...	12.87 ± 1.48
		S	0.55 ± 0.09	7.60 ± 1.28	31.4 ± 9.6	13.42 ± 2.57
		S	0.28 ± 0.06	9.38 ± 1.63	-157.4 ± 9.8	12.84 ± 3.25
2017-07-12	1.8	C	1.44 ± 0.17	0.00	...	21.08 ± 2.70
		S	0.29 ± 0.08	18.16 ± 3.05	-157.4 ± 9.5	20.19 ± 6.09
		S	0.30 ± 0.07	14.84 ± 2.48	27.05 ± 9.5	19.72 ± 4.96

Описание столбцов: (1) эпоха наблюдения; (2) центральная частота наблюдения; (3) тип компонента, где «S» означает субизображение ядра «C», а «J» – компонент выброса; (4) измеренная плотность потока компонента; (5) угловое расстояние компонента относительно ядра; (6) позиционный угол компонента относительно ядра; (7) угловой размер компонента по уровню половинной мощности.

На частоте 15.4 ГГц распределение яркости источника демонстрирует похожую морфологию (Рисунок 2.2, сверху справа). Модель наилучшего соответствия содержит пять круговых гаусс-компонент. Самая яркая деталь – это один из внутренних компонент струи, а не РСДБ-ядро, как бывает в большинстве случаев. Джет 2005+403 распространяется в позиционном угле $PA = 93^\circ$ на масштабах до 2 мсек дуги, затем меняет направление на юго-восток с $PA = 126^\circ$. Как отмечали [123], траектории внутренних компонент струи искривлены, их движение не является баллистическим, что предполагает наличие пространственно искривленного (спирального) выброса. За пределами 2 мсек дуги от ядра компоненты, похоже, движутся по линейным (баллистическим) траекториям [110].

На частотах 8.3 ГГц и 5.0 ГГц (Рисунок 2.2, панель в середине) начинают проявляться явные признаки рассеяния, хотя джет все еще виден в позиционном угле $PA = 123^\circ$ и $PA = 120^\circ$, соответственно. На 8.3 ГГц, помимо ядра и джета, модель содержит дополнительные компоненты, расположенные в $PA = 57^\circ$, $PA = 40^\circ$ и $PA = -137^\circ$ относительно ядра, которые, по-видимому, представляют собой вторичные изображения источника (РСДБ-ядра). На 5.0 ГГц обнаружен только один вторичный компонент, расположенный в направлении $PA = -141^\circ$ относительно ядра. Также можно отметить сильное влияние изотропного дифракционного рассеяния, которое уширяет наблюдаемое распределение яркости источника во всех направлениях (подробнее в следующем разделе).

На низких частотах (1.4–2.3 ГГц) наблюдаемая морфология квазара становится весьма нетипичной (Рисунок 2.2, нижняя панель). Излучение струи больше не наблюдается. Вместо этого восстановленное распределение яркости выглядит вытянутым почти вдоль линии равной галактической широты $b = 4.3$ источника (Рисунок 2.2, желтая пунктирная линия с $PA = 40.6^\circ$). Подобные изменения в морфологии источника могут быть вызваны анизотропным рассеянием с преобладанием рефракции. Согласно теоретическим предсказаниям [10], преломление радиоволн на плазменных линзах МЗС может создавать иерархию субизображений (до трех, включая истинное изображение для линзы с гауссовым профилем плотности), смещенных в направлении увеличения плотности линзы. Моделирование структуры источника на самых низких частотах показывает, что вторичные изображения ядра в несколько раз тусклее по плотности потока, но имеют сопоставимые угловые размеры (Табли-

ца 10). В случаях, когда обнаруживаются два субизображения ядра, они обычно располагаются на сопоставимом расстоянии от него, но в противоположных направлениях (например, Рисунок 2.2, нижняя панель). Такая картина могла быть вызвана многокомпонентной или комковатой структурой рассеивающего экрана [11], создающей краевой эффект с обеих сторон основного компонента, либо несколькими плоскими экранами, пересекающими луч зрения друг за другом. В Таблице 10 приведены результаты моделирования структуры источника на основе данных, показанных на Рисунке 2.2. Карты распределения яркости и соответствующие результаты моделирования других наблюдательных данных приведены в Приложении А на Рисунке А.1 и в Таблице 18, соответственно. Ошибки полученных параметров подгонки модели оценивались в плоскости изображения с использованием следующих аналитических выражений [131, и ссылки в ней]:

$$\begin{aligned}\sigma_\theta &= \frac{\sigma_{\text{peak}}}{I_{\text{peak}}} (\theta^2 + b_{\text{maj}} b_{\text{min}})^{1/2}, & \sigma_r &= \frac{1}{2} \sigma_\theta, \\ \sigma_{\text{peak}} &= \sigma_{\text{rms}} \left(1 + \frac{I_{\text{peak}}}{\sigma_{\text{rms}}} \right)^{1/2}, & \sigma_{\text{tot}} &= \sigma_{\text{peak}} \frac{S_{\text{tot}}}{I_{\text{peak}}}, \\ \theta &= \max(\text{comp. size; res. lim.}), & \sigma_\varphi &= \arctan \left(\frac{\sigma_r}{r} \right),\end{aligned}\tag{2.1}$$

где предел на разрешение рассчитывается согласно [132] как:

$$\theta_{\text{lim}} = 2 b_\varphi \left[\frac{\ln 2}{\pi} \ln \left(\frac{\text{SNR}}{\text{SNR} - 1} \right) \right]^{1/2},\tag{2.2}$$

где $\text{SNR} = I_{\text{peak}}/\sigma_{\text{rms}}$ – отношение сигнал-шум под компонентом, определяемое как отношение пиковой интенсивности компонента к шуму с остаточной карты, b_φ – размер диаграммы направленности по уровню половинной мощности в направлении позиционного угла φ главной оси эллиптического гаусс-компонента, θ – размер компонента по уровню половинной мощности, r – расстояние от ядра, S_{tot} – интегральный поток, I_{peak} – пиковая интенсивность компонента в единицах Ян/луч, σ_{rms} – среднеквадратичное отклонение, рассчитанное по величине интенсивности в пикселях на остаточной карте (после вычитания интенсивности смоделированного компонента) на площади, занимаемой девятью диаграммами направленности с центром в местоположении данного компонента.

Примечательно, что при наличии рассеяния с преобладанием рефракции оно формирует вторичные изображения на разных частотах и эпохах вдоль

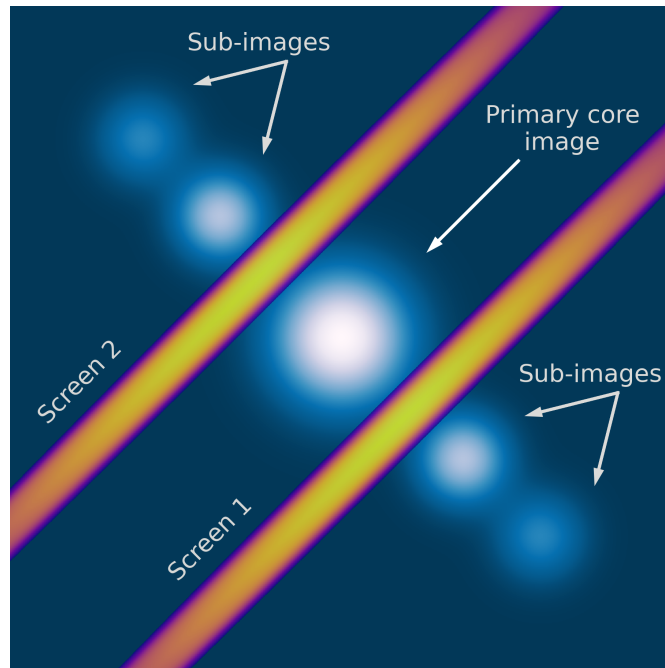


Рисунок 2.3 — Схематичный рисунок, демонстрирующий формирование иерархии индуцированных рефракционно-доминированным рассеянием субизображений, симметрично с двух сторон от фонового источника, в случае плоской геометрии рассеивающего экрана с поперечным гауссовым профилем плотности свободных электронов.

примерно одного и того же направления, фактически совпадающего с линией $b = \text{const}$. Это означает, что (i) рассеивающий экран движется параллельно галактической плоскости, (ii) он, вероятно, имеет плоскую геометрию (например, фронты ударных волн [133]), (iii) вдоль луча зрения имеется несколько рассеивающих экранов, по крайней мере два – по одному с противоположных сторон от источника. Последнее может быть причиной того, что на некоторых эпохах наблюдений положение ядра является неопределенным. Схематичное представление иерархии субизображений источника, когда краевой эффект создается двумя экранами с плоской геометрией, с поперечным профилем плотности, близким к гауссову, на противоположных сторонах источника, представлено на Рисунке 2.3. Согласно данной схеме два экрана создают четыре вторичных изображения линзированного объекта. В целом, вторичные изображения могут быть индуцированы в любых направлениях, в зависимости от геометрии и ориентации экрана относительно линии равной широты. Для отождествления наведенных рассеянием «ложных» компонент требуются одновременные многочастотные наблюдения источника (с включением низких частот, напри-

мер 2.3 ГГц), а также наблюдения на близких эпохах, чтобы зарегистрировать момент прохождения экрана через луч зрения.

В Приложении А показана карта и модель квазара по данным наблюдений 5 ноября 2010 г. на частоте 1.4 ГГц, где одно из субизображений расположено в направлении $PA = -5.7^\circ$ (Рисунок А.1, продолжение, сверху слева), что может быть свидетельством прохождения через луч зрения экрана с плоской геометрией, ориентация которого не строго перпендикулярна плоскости Галактики. Наличие одновременно нескольких субизображений на данную эпоху наблюдения может свидетельствовать о более сложной морфологии экрана. Вторичные изображения на частотах 1.5 и 1.8 ГГц на эпоху 20 февраля 2019 г. (Рисунок А.1, снизу) также являются потенциальными примерами реализации данного сценария.

Среди других причин, приводящих к анизотропии изображений радиоисточников, авторы работы [134] выделяют следующие: (1) слишком бедное покрытие uv -плоскости; (2) сложная внутренняя структура источника; (3) анизотропное дифракционное рассеяние, когда мелкомасштабные неоднородности плазмы имеют разную протяженность в разных направлениях; (4) анизотропная рефракционная фокусировка из-за анизотропной структуры плазменных линз, например, сложной геометрии линзы с неравномерным распределением плотности. Если профиль плотности линзы в двух ортогональных направлениях различается, источник тоже будет иметь осевое отношение не равное единице [100; 135]; (5) пространственно ограниченный объем рассеяния. Рассеивающая среда не является бесконечно протяженной в пространстве, поэтому рассеяние происходит в компактной области МЗС, а не на протяжении всего пути излучения.

2.3.2 Угловое уширение размера РСДБ-ядра

Как упоминалось в разделе 1.4, наблюдаемое распределение яркости источника можно описать через свертку его внутренней структуры с функцией рассеяния:

$$\theta^2 = (\theta_i \nu^{-1})^2 + (\theta_s \nu^{-k})^2, \quad (2.3)$$

где θ_i и θ_s – истинный и рассеянный угловые размеры источника на частоте 1 ГГц, k – индекс рассеяния. Используя размеры РСДБ-ядер источника, изме-

ренные на разных частотах, и уравнение (2.3), можно получить оценку индекса рассеяния, а также истинного и рассеянного размера на 1 ГГц.

По данным мониторинговой программы MOJAVE 15.4 ГГц доступна 31 эпоха наблюдений квазара 2005+403. Наблюдаемые распределения яркости по источнику были промоделированы набором из пяти круговых гаусс-компонент, используя автоматический скрипт на основе процедуры `modelfit` пакета Difmap [27]. В данном случае использовался размер самого яркого по плотности потока компонента модели. В результате было взято среднее за 31 эпоху значение измеренного размера. Кроме того, использовалась оценка углового размера квазара 225 ± 58 мсек дуги, измеренная на частоте 0.61 ГГц в рамках работы [16]. Для описания структуры источника авторы работы использовали один круговой гаусс-компонент, что на такой низкой частоте является достаточным для оценки размера источника. Таким образом, для 2005+403 получены оценки размера на частотах от 0.61 до 43.2 ГГц, объединяющие 10 измерений и более 7 эпох наблюдений в период с 1989 по 2019 год.

Подгонка зависимости размер-частота проводилась с помощью метода нелинейных наименьших квадратов. Результат подгонки частотной зависимости измеренного размера РСДБ-ядра, согласно уравнению (2.3), показан на Рисунке 2.4 (слева). Полученный индекс рассеяния $k = 2.00 \pm 0.08$. Истинный и рассеянный угловые размеры на частоте 1 ГГц составляют 4.2 ± 1.5 и 70.1 ± 5.7 мсек дуги, соответственно.

В Главе 1 данной диссертационной работы (раздел 1.5) на основе много-частотных РСДБ-данных были получены оценки индекса рассеяния, а также истинного и рассеянного размера на 1 ГГц для 1411 АЯГ (в том числе и для квазара 2005+403). Так, полученные значения составляют: $k = 2.01 \pm 0.13$, $\theta_{\text{int}1} = 9.28 \pm 0.03$ мсек дуги, а $\theta_{\text{scat}1} = 52.07 \pm 0.06$ мсек дуги. Важно отметить, что в Главе 1 для моделирования структуры источников использовалось только две круговые гауссианы и большее количество наблюдательных эпох. Метод, используемый в данной Главе, более надежный, так как данные на каждой частоте моделировались независимо с использованием необходимого количества гаусс-компонент. Величина индекса рассеяния в обоих случаях ≈ 2 хорошо согласуется в пределах ошибок.

Полученный k -индекс зависит от частотного диапазона используемых наблюдательных данных. Как показано в Таблице 11, при ограничении верхней границы частотного диапазона, начиная с 8.3 ГГц и ниже, получаются все более

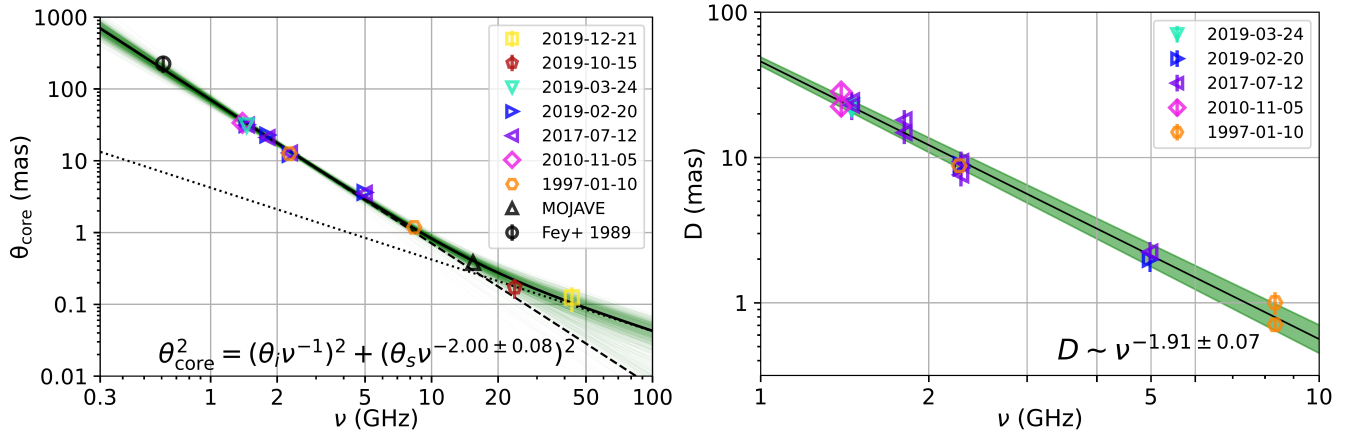


Рисунок 2.4 — Слева: Частотная зависимость наблюдаемого размера РСДБ-ядра. Сплошная линия соответствует уравнению (2.3), тогда как пунктирная и точечная линии показывают предполагаемый истинный и рассеянный размер ядра, соответственно. Сплошные зеленые линии представляют собой 1000 реализаций подгонки параметров уравнения (2.3), полученных методом Монте-Карло. Если оцененная погрешность размера меньше размера маркера, то она не указывается на графике. Справа: Частотная зависимость расстояния между компонентом ядра и его вторичным(и) изображением(ями). Различные формы и цвета маркеров обозначают разные эпохи наблюдений. Зеленая заштрихованная область представляет собой доверительный интервал на уровне 1σ .

высокие значения k -индекса. Более низкие частоты наблюдения, будучи более чувствительными к рассеянию, зондируют более крупные пространственные неоднородности, где спектр достигает колмогоровского значения $k = 2.2$. Выбор частотного диапазона данных для расчета индекса рассеяния может повлиять на интерпретацию результата в пользу той или иной модели турбулентности. Поэтому однозначно определить какая из моделей доминирует в данном направлении не представляется возможным.

Результаты оценок индекса рассеяния k хорошо согласуются с выводами, сделанными в других работах. Например, в работах [16], [136] и [123] авторы анализировали структуру квазара 2005+403 с использованием РСДБ-наблюдений, но подгоняли ее в uv -плоскости только одним круговым или эллиптическим гаусс-компонентом. Значение индекса рассеяния (они называют его «спектральным индексом размера») также было получено путем анализа частотной зависимости измеренного углового размера квазара. Так, [16] измерили размеры на частотах 0.6, 1.7 и 5.0 ГГц и получили значение $k = 1.94 \pm 0.15$. [136] измерили размер источника на частотах 1.7, 2.3 и 5.0 ГГц и обнаружили, что данные

Таблица 11 — Результаты подгонки степенного индекса рассеяния k согласно уравнению (2.3) с использованием данных в разных частотных диапазонах.

ν_{upper} (ГГц)	k -индекс	1σ
(1)	(2)	(3)
43.2	2.00	0.08
23.8	1.93	0.08
15.4	1.95	0.10
8.3	2.09	0.21
5.0*	1.96	0.11
2.3*	2.16	0.20
1.8*	2.17	0.29
1.5*	2.27	0.35

Описание столбцов: (1) верхняя граница частотного диапазона, нижняя фиксирована на 0.61 ГГц; (2) результат подгонки индекса k ; (3) 1σ доверительный интервал полученного значения индекса k .

* Данные, полученные на низких частотах, подгонялись согласно простой форме частотной зависимости вида $\theta_{\text{core}} = \theta_s \nu^{-k}$ в связи с доминированием вклада рассеяния.

хорошо согласуются с $k = 2.0$. Аналогично, [123] использовали архивные РСДБ-данные, охватывающие период с 1992 по 2003 г. на частотах в диапазоне от 1.6 до 43 ГГц. Полученное ими значение составляет $k = 1.90 \pm 0.05$. Оценки степенных индексов k в вышеперечисленных работах являются несколько заниженными. Причиной может быть недостаточное количество использованных гаусс-компонент для моделирования структуры источника на высоких частотах. В этом случае измеренный размер РСДБ-ядра будет завышен, что даст менее крутую частотную зависимость.

Следует подчеркнуть, что при наблюдениях с помощью низкочастотных инструментов, таких как LOFAR (Low-Frequency Array) и SKA (Square Kilometre Array), квазар 2005+403 будет демонстрировать еще больший угловой размер, чем измеренный в данной Главе на частоте 1 ГГц. LOFAR работает в диапазоне частот от 0.07 до 0.2 ГГц. На основании результатов этого раздела ожидаемый угловой размер 2005+403 будет находиться в диапазоне от 1.7 до 14.2 секунд дуги. Ожидается, что нижняя частотная граница наблюдений SKA

достигнет 50 МГц. В этом случае угловой размер источника может быть весьма впечатляющим – около 27.8 секунд дуги, что примерно в 100 раз превышает его истинный размер на данной частоте.

2.3.3 Частотная зависимость расстояния между изображением и субизображением источника

Как было показано в разделе 2.3.1, вторичные изображения РСДБ-ядра обнаруживаются на частотах от 1.4 до 8.3 ГГц. Все они, как правило, вытянуты почти вдоль $b = \text{const}$ с $\text{PA} = 40^\circ$ и/или $\text{PA} = -140^\circ$, что указывает на орбитальное движение плазменных линз в их галактическом вращении. Для того, чтобы по РСДБ-наблюдениям обнаружить и разрешить вторичные изображения от истинного изображения источника, преломляющая сила рассеивающего экрана должна быть достаточно высокой. Чем больше плотность свободных электронов в линзе, тем больше угол преломления радиоволн, что приведет к большему угловому расстоянию между ядром и его субизображениями. Характеристики среды, ответственной за сильную межзвездную рефракцию, еще не полностью изучены. Например, неясно, являются ли наблюдаемые эффекты результатом локализованного усиления плотности свободных электронов большой амплитуды, или же это результат рассеяния в протяженной турбулентной среде с многочисленными флуктуациями плотности свободных электронов, распределенными вдоль луча зрения.

Для дальнейшего изучения природы наблюдаемого явления исследована частотная зависимость расстояния D_ν между РСДБ-ядром и его субизображением(ями). Аппроксимируя расстояние между компонентами как $D = \nu^{-k_D}$, была получена оценка степенного индекса $k_D = 1.91 \pm 0.07$. На Рисунке 2.4 (справа) представлена частотная зависимость измеренного расстояния между истинным и вторичным изображением источника на пяти эпохах наблюдения. Значения измеренных расстояний приведены в Таблицах 10 и 18. Из анализа исключены те эпохи, на которых положение истинного изображения ядра не определено. Масштабирование расстояния между ядром и его субизображениями близкое к ν^{-2} предоставляет еще одно независимое наблюдательное доказательство того, что иерархия ложных изображений формируется именно за счет рассеяния в МЗС и не связана с излучением источника. В случае отсутствия рассеяния индекс k будет близок к нулю, поскольку угловые расстояния между компонентом ядра и оптически тонким компонентом выброса

будут иметь очень слабую обратную частотную зависимость, определяемую эффектом сдвига ядра из-за синхротронного самопоглощения АЯГ.

2.3.4 Изменение морфологии источника со временем

По мере дрейфа рассеивающего экрана поперек луча зрения на фоновый источник его свойства непрерывно меняются во времени, что, соответственно, влияет на наблюдаемую морфологию распределения яркости. Таким образом, разностные карты, построенные по данным, полученным на разных частотах и временных масштабах, могут использоваться как инструмент для исследования характеристик экранов. Для этих целей были выбраны данные экспериментов BG246T и BG258G, разделенные временным интервалом 1.61 г., поскольку они имеют одинаковые частоты наблюдений (1.5, 1.8, 2.3 и 5.0 ГГц). Для исследования изменений морфологии источника вследствие рассеяния на более длительных временных масштабах (6.7 и 8.3 лет) используем данные эксперимента BG196H, полученные на частоте 1.4 ГГц.

Для построения разностных изображений карты, полученные на одной и той же частоте в двух экспериментах, восстанавливались с одинаковой круговой диаграммой направленности, усредненной между разными эпохами наблюдений. Далее, выполнялось наложение двух карт по фазовому центру, поскольку положение ядра может быть неточным, особенно на низких частотах. На Рисунке 2.5 представлены результирующие разностные карты, полученные на частотах 5.0, 2.3 и 1.5 ГГц на двух разных временных масштабах, минимум 1.61 года и максимум 8.3 года. Разностная карта на частоте 5.0 ГГц (Рисунок 2.5, слева сверху), построенная между ближайшими доступными эпохами, а именно 20 февраля 2019 г. и 12 июля 2017 г., показывает структуру, вытянутую вдоль линии $b = \text{const}$, и только отрицательные значения. Изменение яркости источника может быть связано как с внутренними изменениями, связанными с процессами рождения и продвижения вниз по джету новых РСДБ-компонент, так и с внешними (рассеяние). Также, увеличение силы рассеяния экрана на луче зрения могло стать причиной наблюдаемой картины. Разностная карта на 1.5 ГГц (Рисунок 2.5, справа сверху), полученная между близкими эпохами с разницей в 1.61 года, показывает общее перераспределение интенсивности на низком уровне с чередованием отрицательных и положительных областей. Это указывает на то, что свойства экрана за этот период времени существенно не изменились.

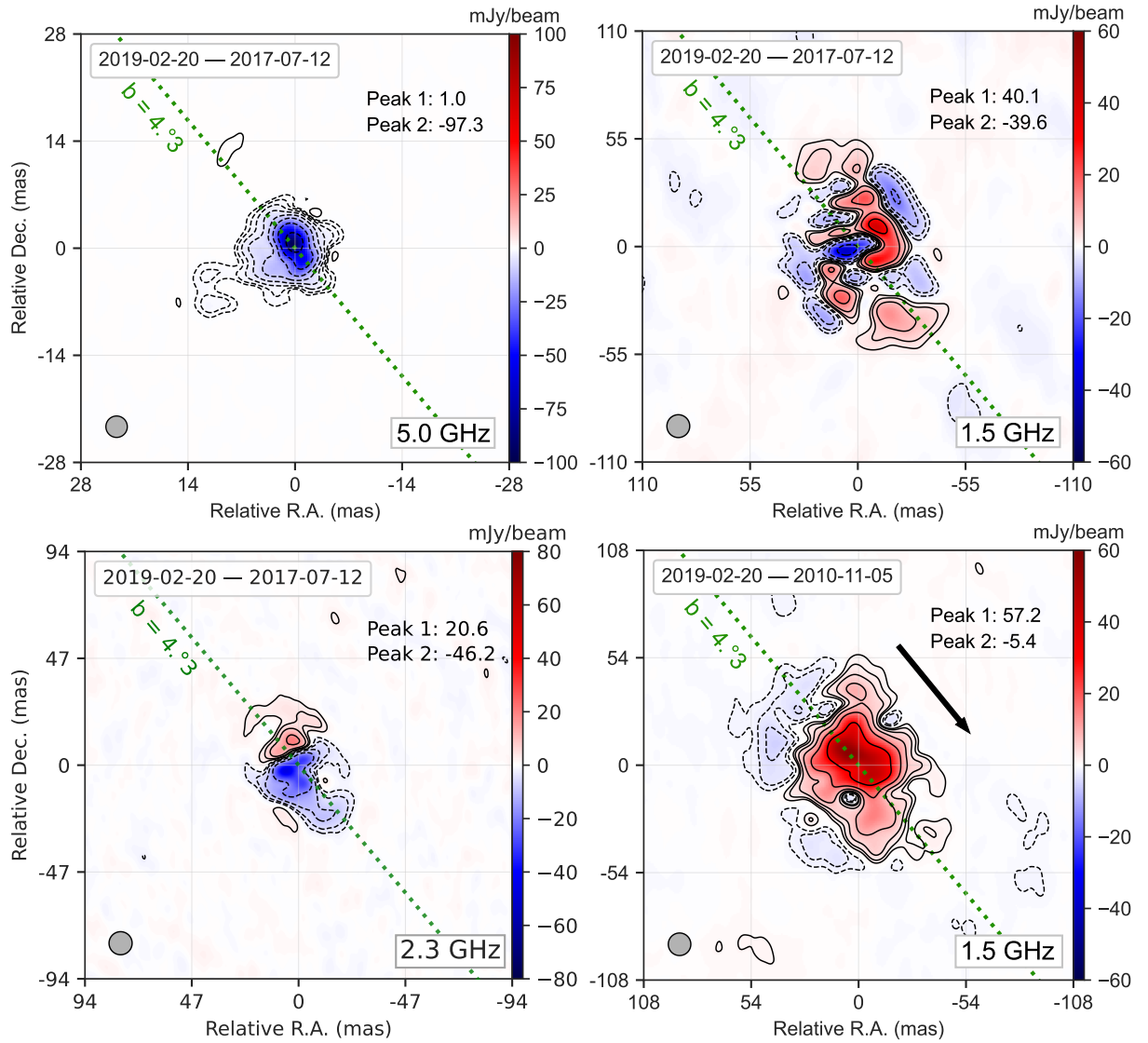


Рисунок 2.5 — Разностные карты полной интенсивности на частотах 5.0 ГГц (слева сверху), 2.3 ГГц (слева снизу) и 1.5 ГГц (справа сверху) на короткой (1.61 года) временной шкале. Разностная карта на частоте 1.5 ГГц на длительной (8.3 года) временной шкале показана справа снизу. Контуры равной интенсивности растут с коэффициентом 2, начиная с уровня, соответствующего четырехкратному уровню шума разностного изображения. Зеленая пунктирная линия – это линия равной галактической широты ($b = 4.3^\circ$) в направлении $RA = 40.6$. Стрелка показывает направление движения рассеивающего экрана, пересекающего луч зрения на источник, предполагая, что рассеяние происходит в области Лебеда. Все изображения свернуты с одинаковой синтезированной круговой диаграммой направленности (средней), размеры по уровню половинной мощности которой представлены в левом нижнем углу. Разностная карта на частоте 2.3 ГГц является дополнительным иллюстративным материалом, подготовленным диссертантом на основе результатов работы [12].

Анализ разностной карты на частоте 2.3 ГГц, построенной на временном масштабе 1.61 года, и карты с более широким временным интервалом 8.3 года, полученной на 1.5 ГГц (Рисунок 2.5, нижняя панель), выявляет признаки изменения положения экрана относительно основного компонента. На данных картах выделяются две пространственно разделенные области с положительной и отрицательной разницей в яркости изображений. Заметим, что экран смещается в направлении $PA \approx -140^\circ$, если предположить, что он расположен в области Лебеда. Если экран расположен на больших расстояниях, например, в Рукаве Персея или Внешнем рукаве, его движение в проекции на небо было бы противоположным. Стоит отметить, что полученный результат может быть следствием неточности наложения карт, полученных на разных частотах.

При анализе архивных наблюдательных данных квазара 2005+403 не обнаружена ни одна эпоха наблюдений на низкой частоте без признаков рассеяния. По-видимому, на луче зрения на источник 2005+403 постоянно находится тот или иной рассеивающий экран. Большое количество многочастотных эпох наблюдений за источником с большей скважностью по времени будет крайне полезно для более детального исследования наведенных рассеянием изменений в распределении яркости источника. В частности, это может помочь в оценке скорости дрейфа экрана через луч зрения, а также продемонстрировать направление и траекторию движения экрана. А возможно даже прольет свет на детали, связанные с геометрией плазменных линз, создающих эффекты рефракционного рассеяния в РСДБ-данных активных галактик.

2.4 Спектральные свойства квазара

2.4.1 Распределение спектрального индекса

Восстановление корректного пространственного распределения спектрального индекса выбросов АЯГ является сложной задачей по двум причинам. Во-первых, ядро АЯГ соответствует радиофотосфере, т.е. поверхности с оптической толщиной $\tau_\nu = 1$, наблюдаемое положение которой является функцией частоты (эффект сдвига ядра; [48]). Во-вторых, фазовая самокалибровка, которая является важным шагом в обработке РСДБ-данных, приводит к потере информации об абсолютных положениях целевых объектов. Оба эффекта указывают на необходимость пространственного совмещения карт, полученных

на разных частотах. Существует два основных метода совмещения многочастотных РСДБ-изображений источников для построения карт спектральных индексов. В первом методе используется положение компактных оптически тонких компонент выброса. Оптически тонкие компоненты не меняют своего положения в зависимости от частоты и могут играть роль опорных точек на карте. Во втором методе многочастотные РСДБ-изображения совмещаются по видимому положению ядра на разных частотах (т.е. предполагая нулевое смещение ядра). В случае ненулевого смещения ядра этот подход может поставить под вопрос результаты исследования, так как для правильной интерпретации результатов важно правильно выбрать область для совмещения одного изображения с другим. Было показано, что учет сдвига ядра имеет решающее значение для визуализации спектрального индекса [48; 137]. Карты спектрального индекса, полученные без учета смещения ядра, могут привести к ошибочным выводам о физических условиях в джете. Также, не стоит забывать о переменности смещения ядра (из-за вспышечной активности АЯГ, [49]), которая может привести к еще большим ошибкам. Для исследования спектральных свойств АЯГ важны одновременно измеренные на нескольких частотах РСДБ-данные, т.к. переменность излучаемого потока и морфологии АЯГ на парсековых масштабах вносят значимую неопределенность в полученные карты распределения спектрального индекса, построенные по неодновременным данным.

Чтобы построить распределение спектрального индекса в источнике 2005+403, использовались распределения яркости, полученные одновременно на частотах 1.5, 1.8, 2.3 и 5.0 ГГц в рамках экспериментов BG246T и BG258G. В разделе 2.3 было показано, что на низкой частоте (< 5.0 ГГц) вклад рассеяния в наблюдаемую морфологию источника может быть доминирующим. Модель источника на частотах 1.4 – 2.3 ГГц, как правило, вообще не содержит компонент выброса. Классическая схема построения карты спектрального индекса, описанная выше, с совмещением по положению оптически тонких компонент, явно неприменима из-за отсутствия последних. Второй способ совмещения карт, с использованием известного положения компонента РСДБ-ядра, найденного с помощью моделирования структуры источника, также сталкивается с трудностями, вызванными неопределенностью положения ядра из-за формирования вторичных изображений. РСДБ-ядро часто является самой яркой деталью карты и помещается алгоритмом CLEAN в фазовый центр. Однако, как было показано в разделе 2.3 это не всегда так. Учитывая все вышеприведенные факты,

единственной возможностью построения карты распределения спектрального индекса в данном случае является совмещение карт интенсивности по фазовому центру без применения дополнительного сдвига.

Для построения карты спектрального индекса изображения, полученные на разных частотах, восстанавливаются с одинаковым размером пикселя, разрешением и сворачиваются со средним (между синтезированными диаграммами направленности на разных частотах) размером диаграммы направленности. Совмещая полученные карты по фазовому центру, в каждом пикселе размером 0.1 мсек дуги был рассчитан спектральный индекс α согласно зависимости $S_\nu \propto \nu^\alpha$, где S_ν – значение интенсивности в данном пикселе на данной частоте. Т.е. для двух частот наблюдения имеем:

$$\alpha = \frac{\log S_{\nu_1} - \log S_{\nu_2}}{\log \nu_1 - \log \nu_2}.$$

Величина спектрального индекса вычислялась только в тех пикселях, где интенсивность на каждой из двух частот превышает 3 rms, где rms – это остаточный тепловой шум карты. Полная ошибка спектрального индекса в каждом пикселе оценивалась как $\sigma_{\alpha \text{ tot}} = \sqrt{\sigma_\alpha^2 + \sigma_{\text{align}}^2}$, где σ_{align} – ошибка совмещения карт, а σ_α – ошибка спектрального индекса в каждом пикселе, вычисляемая как

$$\sigma_\alpha = \frac{1}{|\ln(\nu_1/\nu_2)|} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{I_1}}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I_2}}{I_2}\right)^2},$$

где $\sigma_I = \mathcal{E}I_{i,j} + \sigma_{\text{rms}}$ – общая ошибка интенсивности в каждом пикселе карты (i,j) , которая считается суммой систематической ошибки амплитуды и теплового шума, полученного как среднеквадратичное отклонение по всей карте интенсивности, за исключением областей излучения источника. Предполагается, что систематическая ошибка амплитуды находится на уровне $\mathcal{E} = 10\%$ от общей интенсивности. Поскольку точность наложения изображений неизвестна, ошибка совмещения карт σ_{align} в каждом пикселе оценивается как среднее значение модуля разности α , полученного из карт интенсивности на разных частотах, смещенных на 1 мсек дуги в восьми направлениях: вдоль струи ($\text{PA} = 120^\circ$), контр-струи, двух нормалей к направлению струи и четырех направлений вдоль прямого восхождения и склонения.

В случае отсутствия рассеяния распределение спектрального индекса джетов АЯГ на парсековых масштабах демонстрирует плоский спектр в области

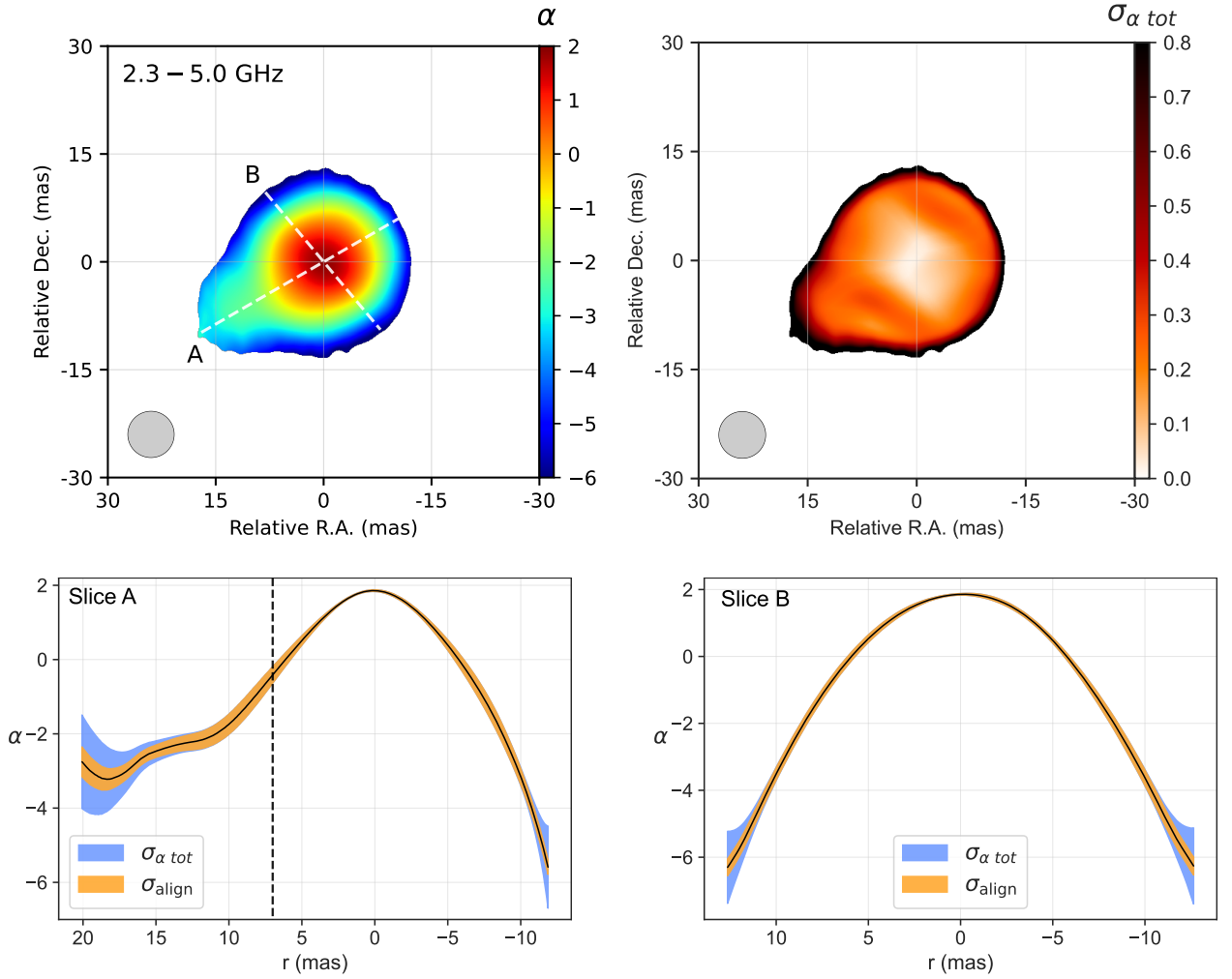


Рисунок 2.6 — Верхняя панель: (слева) Карта распределения спектрального индекса, рассчитанного с использованием одновременных данных наблюдений на частотах 2.3 и 5.0 ГГц на эпоху 12 июля 2017 г. Совмещение карт производилось по фазовому центру без применения сдвига; (справа) Карта распределения полной ошибки определения спектрального индекса, рассчитанной с учетом систематической, случайной и ошибки совмещения карт. Серый круг в нижнем левом углу соответствует угловому размеру диаграммы направленности по уровню половинной мощности. Пунктирные линии изображают профили в направлении (A) джета/контр-джета в $\text{PA} = 120^\circ$ и (B) в направлении линии равной галактической широты $b = 4.3$ при $\text{PA} = 40.6$. Нижняя панель: Профили спектрального индекса в направлениях (A) и (B). Голубым закрашена область полной ошибки α_{tot} на уровне неопределенности 1σ , а оранжевым — ошибка совмещения карт σ_{align} . Пунктирная линия отмечает приблизительное расстояние от ядра, за пределами которого ($r > 7$ мсек дуги) распределение спектрального индекса не подвергается значительному влиянию рассеяния.

ядра со спектральным индексом порядка $+0.22 \pm 0.03$ и более крутой спектр со средним значением $\alpha = -1.04 \pm 0.03$ в области джета [напр., 138; 139]. На Рисунке 2.6 (слева сверху) показана карта спектрального индекса рассеянного источника, квазара 2005+403, рассчитанная с использованием данных, полученных на эпоху 12 июля 2017 г. одновременно на частотах 2.3 и 5.0 ГГц в рамках эксперимента BG246T. Данная карта демонстрирует ряд нетипичных особенностей в распределении спектрального индекса. Во-первых, значения α охватывают широкий диапазон, от -6 на краях распределения до $+2$ в центральной области. Во-вторых, самые экстремальные отрицательные значения наблюдаются на краях, в направлении вторичных изображений ядра, ортогонально направлению джета. В-третьих, распределение спектрального индекса в области ядра довольно симметрично. На Рисунке 2.6 (нижняя панель) изображены профили спектрального индекса в направлении линии равной галактической широты и в направлении джета/контр-джета. Срез В (Рисунок 2.6, снизу справа) показывает симметрию вдоль линии $b = \text{const}$, в то время как срез А (Рисунок 2.6, снизу слева) асимметричен из-за наблюдаемого излучения струи на более высокой частоте. Все эти особенности сохраняются даже при большом сдвиге (порядка диаграммы направленности) одной из совмещаемых карт в любом направлении. Более типичные значения α наблюдаются в струе на расстоянии от ядра около 10 мсек дуги и ниже, где влияние рассеяния становится слабее. Распределения спектрального индекса, построенные для других пар частот (не выше 5.0 ГГц), показывают схожие особенности, вызванные преобладанием вклада рассеяния в наблюдаемые распределения яркости источника на низких частотах.

2.4.2 Синхротронный спектр квазара и оценка магнитного поля

В своей докторской диссертации Пушкарёв А.Б. сообщает, что из 370 активных ядер 96% имеют частично-непрозрачные РСДБ-ядра, характеризующиеся плоским спектром с медианным значением спектрального индекса $\alpha_{\text{core}} \sim 0.3$, а компоненты струи, как правило, показывают оптически тонкое излучение с медианным значением $\alpha_{\text{jet}} \sim -0.7$, предполагая степенное распределение энергии излучающих частиц [140]. Для определения спектрального индекса квазара 2005+403 использовались значения плотности потока ядра, измеренные в частотном диапазоне от 1.4 ГГц до 43.2 ГГц с помощью моделирования структуры источника (подробности в разделе 2.3.1 и в Таблице 10 и 18).

Спектр однородного некогерентного синхротронного источника релятивистской плазмы со степенным распределением энергии вида $N(E) \propto E^{-s}$ согласно [141] определяется как

$$S_\nu \propto \nu^{5/2} \left(1 - \exp \left[- \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^{5/2-\alpha} \right] \right), \quad (2.4)$$

где ν_1 – частота, при которой оптическая толщина $\tau = 1$, α – оптически тонкий спектральный индекс равный $\alpha = (1 - s)/2$.

На разных эпохах наблюдения характеристики источника могут значительно различаться из-за сильной переменности излучения АЯГ, поэтому для оценки спектрального индекса наиболее предпочтительно использовать данные одновременных РСДБ-наблюдений на разных частотах, если таковые имеются в доступе. В данном случае используются неодновременные измерения плотности потока компонента РСДБ-ядра на частотах от 1.4 ГГц до 43.2 ГГц. Так, была получена оценка спектрального индекса α , определенного согласно уравнению (2.4). Полученный спектр представлен на Рисунке 2.7. Измерение на 8.3 ГГц (серый кружок на Рисунке 2.7) из этого анализа было исключено, как наиболее удаленная по эпохе оценка плотности потока ядра (1997 г.). Для измерений на частотах ниже 5.0 ГГц взяты медианные значения плотности потока РСДБ-ядра по всем эпохам. Полученные параметры спектра следующие: $\nu_1 = 2.08 \pm 0.38$ ГГц, $\alpha = -0.82 \pm 0.14$. Пиковое значение плотности потока на частоте перехода к режиму синхротронного самопоглощения $\nu_m = 2.50 \pm 0.36$ ГГц составляет $S_m = 1.70 \pm 0.29$ Ян.

Используя полученные параметры синхротронного спектра, можно оценить магнитное поле B внутри источника, используя стандартную теорию синхротронного излучения и предполагая, что область излучения однородна и сферична. Перпендикулярная к лучу зрения компонента магнитного поля может быть оценена согласно [142] следующим образом:

$$B = 10^{-5} b(\alpha) \theta_m^4 \nu_m^5 S_m'^{-2} \left(\frac{\delta}{1+z} \right), \quad (2.5)$$

где δ – Доплер фактор, z – красное смещение, $S_m' = 2.21$ Ян – плотность потока на частоте ν_m , экстраполированная назад от прямолинейного наклона оптически тонкой части спектра, θ_m – истинный угловой размер источника на частоте

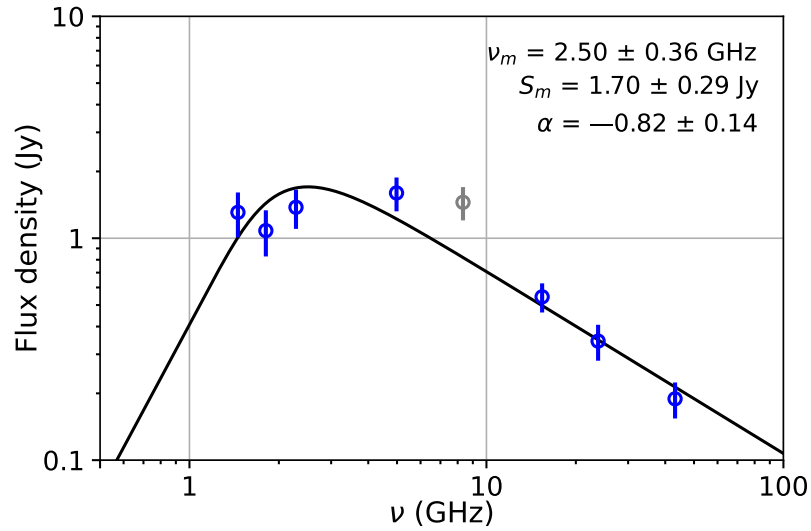


Рисунок 2.7 — Измеренная медианная плотность потока РСДБ-ядра в зависимости от частоты наблюдения. Сплошная линия показывает подогнанный синхротронный спектр источника согласно уравнению (2.4), в предположении однородного синхротронного источника. Серым кружком показаны данные на 8.3 ГГц, которые не использовались для подгонки. Параметры наилучшего соответствия модели указаны в правом верхнем углу.

ν_m . Параметр $b(\alpha)$ рассчитывается согласно [143] как функция спектрального индекса α , оптической толщины τ_m на частоте ν_m , физических констант и коэффициента преобразования, который позволяет выразить ν_m в ГГц, угловой размер θ_m в мсек дуги, а S'_m в Ян. Угловой размер θ_m рассчитан как $1.8 \theta_i \nu_m^{-1} = 3.02 \pm 1.09$ мсек дуги, где θ_i — это истинный размер квазара на частоте 1 ГГц. Коэффициент 1.8 используется для перехода к сферической геометрии области излучения [напр., 111; 144]. Наконец, уравнение (2.5) дает оценку магнитного поля для компоненты ядра на частоте перехода 0.06 ± 0.10 Гаусс, что сопоставимо с оценками, полученными на основе РСДБ-наблюдений для других АЯГ [напр., 143; 145].

2.5 Физические свойства рассеивающих экранов по данным OVRO 15 ГГц

В зависимости от показателя степени пространственного спектра мощности флуктуаций плотности свободных электронов плазмы могут наблюдаться как дифракционные, так и рефракционные эффекты рассеяния [18; 39; 42]. Считается, что особенно сильные рефракционные эффекты в МЗС ответственны за так называемые события экстремального рассеяния (далее ESE) [146; 147]

и связаны с прохождением через луч зрения плазменных линз, с поперечными размерами а.е.-масштаба [18; 133; 148].

Примерно полвека назад, [146] сообщили о первом обнаружении ESE на кривых блеска квазаров 0954+658, 1502+106 и 1611+343 на частоте 2.7 ГГц. Было показано, что на частоте 2.7 ГГц изменения плотности потока имеют максимальное отклонение от среднего значения в диапазоне от 6 до 100% [147]. Считается, что формирование вторичных изображений происходит из-за пересечения лучей, преломленных рассеивающим экраном под разными углами относительно наблюдателя [133]. В то же время, преломленные лучи могут создавать каустические поверхности на кривой блеска фонового источника, формируя вариации плотности потока (в том числе ESE), вид и амплитуда которых будет определяться скоростью движения экрана, его рассеивающей силой, расстоянием между экраном и наблюдателем, а также яркостью и размером самого фонового источника излучения.

ESE демонстрируют большое разнообразие по форме и амплитуде событий на кривых блеска, но общей чертой является симметричная пара пиков (или каустик), разделенных неделями или месяцами, окружающих плоский или округлый минимум [11; 147]. Это разнообразие связано с разницей в относительных угловых размерах между фоновым компактным внегалактическим источником, рассеивающей линзой и угловым уширением источника. Модуляции плотности потока во время событий ESE предоставляют ценную информацию для изучения физических свойств промежуточного рассеивающего экрана.

2.5.1 Поиск признаков рассеяния на кривой блеска

Как показано в разделе 2.3 у квазара 2005+403 обнаружены множественные эпизоды формирования субизображений на разных частотах. Для дальнейшего изучения влияния эффектов рефракции в МЗС на наблюдаемые характеристики излучения 2005+403 была исследована кривая блеска OVRO, полученная на частоте 15 ГГц. Целью данного исследования был поиск характерных вариаций плотности потока, связанных с событиями экстремального рассеяния и последующее моделирование этих событий с использованием модели ESE (обсуждается в разделе 2.5.2).

Полная кривая блеска OVRO охватывает эпохи наблюдений с 17 августа 2012 г. по 14 января 2023 г. (Рисунок 2.8, верхняя панель). На ней отчетливо

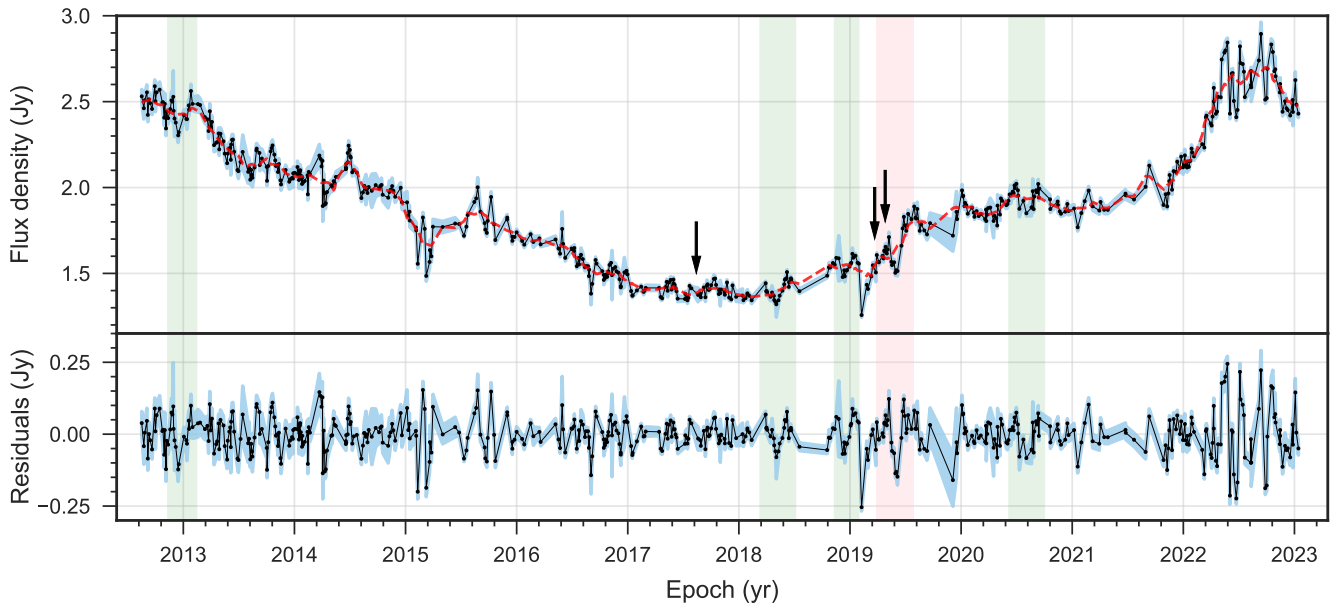


Рисунок 2.8 — Верхняя панель: Кривая блеска OVRO на частоте 15 ГГц квазара 2005+403. Голубая закрашенная область соответствует уровню значимости 1σ . Красная пунктирная кривая была получена путем усреднения плотности потока в интервале времени шириной ± 0.1 года от каждой точки исходной кривой блеска и использована для коррекции за долгопериодический тренд. Нижняя панель: Кривая блеска после коррекции за долгопериодический тренд. Розовая полоса указывает на период, когда источник подвергся экстремальному рассеянию. Моделирование данного события с помощью модели ESE представлено в разделе 2.5.2, а результат показан на Рисунке 2.9. Зелеными полосами подсвечены кандидаты в события рассеяния, имеющие меньшую амплитуду вариаций. Стрелки указывают на эпохи, в которые были обнаружены вторичные изображения источника по данным РСДБ наблюдений (обсуждается в разделе 2.3).

видны долгопериодические вариации плотности потока, вызванные внутренней переменностью источника или прецессией джета (подробно обсуждается в Главе 3, раздел 3.4.2). Для коррекции кривой блеска за долгопериодический тренд исходная кривая усреднялась в интервале времени шириной ± 0.1 год (Рисунок 2.8, красная пунктирная кривая). После чего усредненная кривая вычиталась из наблюдаемой кривой блеска (Рисунок 2.8, черная сплошная кривая). Конечный результат вычитания тренда показан на нижней панели Рисунка 2.8. Ширина окошка для усреднения была выбрана исходя из минимизации среднего отклонения измеренных данных от усредненной кривой.

Кривая блеска OVRO квазара 2005+403 демонстрирует вариации плотности потока на разных масштабах по длительности и амплитуде. После

усреднения и вычитания долгопериодического тренда, скорее всего связанного с изменениями внутри источника, результирующая кривая блеска демонстрирует ряд симметричных модуляций плотности потока на масштабах месяцев. Одно из таких событий приходится на эпоху около 2019.42 г. (подсвечено розовой полосой на Рисунке 2.8). Судя по всему, квазар подвергся ESE, начавшемуся примерно в мае 2019 года. Продолжительность события составляет примерно 1.6 месяца, а максимальная амплитуда вариаций плотности потока достигает 10% от номинального уровня. Тот факт, что ESE обнаруживается даже на относительно высокой частоте 15 ГГц, позволяет предположить, что преломляющая сила рассеивающей линзы во время этого события должна быть достаточно высокой. Стоит отметить, что есть еще четыре кандидата ESE с несколько меньшими амплитудами вариаций, но сопоставимой продолжительностью, отмеченные зелеными полосами на Рисунке 2.8. Множественные ESE на кривых блеска свидетельствуют о том, что промежуточная среда (МЗС) на луче зрения на источник является сильно турбулентной и неоднородной.

2.5.2 Моделирование события рассеяния на кривой блеска

При астрофизическом линзировании внегалактических объектов из-за космологических расстояний между источником и наблюдателем достаточно рассматривать линзирование в приближении «тонкой линзы», где линза считается локализованной в одной плоскости перпендикулярной лучу зрения. Плазма, создающая эффект линзирования, конечно, не является полностью двумерным экраном, а имеет некоторую протяженность вдоль луча зрения.

Для количественного описания свойств плазменной линзы, создающей ESE на кривой блеска квазара, наблюдаемые модуляции плотности потока можно подогнать, используя модель стохастического перераспределения потока F94 ([147], Приложение А). Модель F94 предполагает, что линзу можно аппроксимировать одной плоской в проекции на небо линзой с угловым размером θ_l . Предполагается, что фоновый источник излучения имеет гауссово распределение яркости с угловым размером по уровню половинной мощности θ_s . Наблюдаемый угловой размер также описывается гауссовым распределением с полушириной θ_b и учитывает угловое уширение θ_s вследствие рассеяния на промежуточной среде (см. рисунок 5 в работе [147]). Другим свободным параметром модели является собственное движение μ — изменение положения линзы в плоскости перпендикулярной лучу зрения, измеряемое в мсек дуги в

Таблица 12 — Результаты моделирования кривой блеска OVRO в период экстремального рассеяния с помощью модели F94.

Параметр	Результат	Единица измерения
Эпоха минимума*	2019.42	год
τ^*	0.13	год
θ_b^*	0.48 ± 0.05	мсек дуги
μ/θ_s	40.1 ± 16.9	1/год
θ_l/θ_s	3.58 ± 1.61	
θ_b/θ_s	4.41 ± 2.51	
S_{scat}	0.31 ± 0.11	Ян
S_{unscat}	1.32 ± 0.11	Ян

*Эти параметры не участвовали в подгонке.

год. Вклад линзированного S_{scat} и нелинзированного компонента S_{unscat} в наблюдаемую плотность потока рассматриваются по отдельности, а их сумма, соответственно, равна номинальному уровню плотности потока вне события рассеяния.

Кривая блеска OVRO квазара в период март–июнь 2019 г. была описана моделью F94 (уравнение A5 в работе [147]) с пятью свободными параметрами, включающими относительные размеры θ_l/θ_s и θ_b/θ_s , собственное движение μ , а также линзированную и нелинзированную часть наблюдаемой плотности потока (S_{scat} и S_{unscat}). Для оценки параметров и их ошибок использовался нелинейный метод наименьших квадратов в комбинации с Монте-Карло моделированием для оценки неопределенностей параметров модели с учетом измеренных ошибок плотностей потока. Поскольку модель дает возможность оценить только относительные величины, для восстановления свойств линзы и источника требуется априорное знание какого-либо из параметров. Естественно, никаких точных значений физических характеристик линзы заранее нет. Для восстановления параметров модели можно использовать измеренный наблюдаемый размер $\theta_b = 0.48 \pm 0.05$ мсек дуги, который представляет собой медиану размера РСДБ-ядра, взятую по всем эпохам (31), полученным примерно на той же частоте (15.4 ГГц) по данным программы MOJAVE VLBA⁴.

Результаты подгонки проиллюстрированы на Рисунке 2.9 и перечислены в Таблице 12. Согласно модели F94, линза пересекала источник в течение 1.61 ме-

⁴<https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/sourcepages/2005+403.shtml>

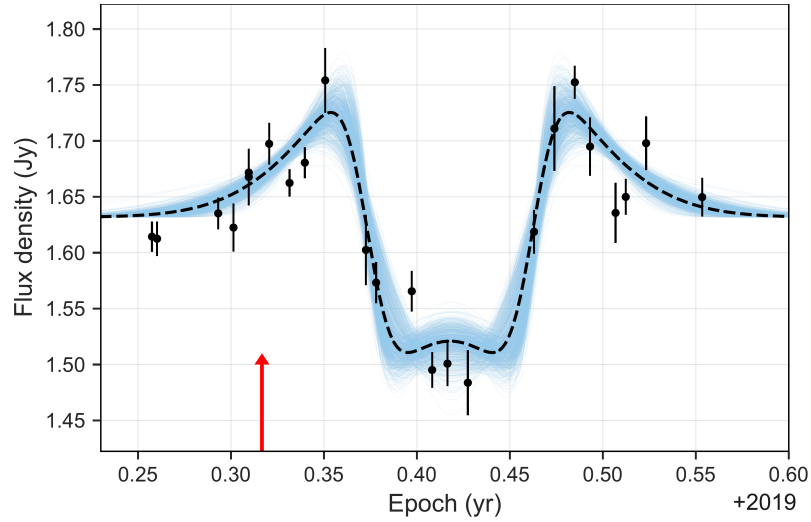


Рисунок 2.9 — Кривая блеска OVRO 15 ГГц квазара 2005+403 в период экстремального рассеяния. К данной кривой применена коррекция за долгопериодический тренд, алгоритм которой подробно описан в текущем разделе. Пунктирная кривая представляет собой линию наилучшего соответствия. Голубые кривые представляют собой 1000 Монте-Карло реализаций подгонки модели F94 к данным OVRO. Красная стрелка указывает на эпоху (24 марта 2019 года), когда были обнаружены два симметричных субизображения РСДБ-ядра на частоте 1.4 ГГц (по данным проекта BH222E).

сяца, а эпоха минимума плотности потока во время события ESE приходится на 2019.42 г. (среднее значение между пиками). Угловая ширина рассеивающей линзы составляет $\theta_l = 0.39 \pm 0.29$ мсек дуги. Она превышает истинный угловой размер источника θ_s , который равен 0.11 ± 0.06 мсек дуги. Рассеяние уширило его до размера $\theta_b = 0.48 \pm 0.05$ мсек дуги. Собственное движение плазменной линзы перпендикулярно лучу зрения составляет $\mu_l = 4.37 \pm 3.13$ мсек дуги/год, что соответствует поперечной скорости линзы относительно наблюдателя $V_l = 4.74 \mu_l D = 37.1 \pm 26.7$ км/с, где $D = 1.8 \pm 0.1$ кпк — расстояние от наблюдателя до линзы. В работе [149] авторы измерили расстояния до пяти массивных областей звездообразования в направлении комплекса Лебедь X с точностью 10%, среднее значение которых используется в данной работе в качестве D . Угловое расстояние между Лебедь X и квазаром 2005+403 составляет $6^\circ.1$ (где $\Delta l = 4^\circ.8$ и $\Delta b = 3^\circ.7$). Другие альтернативные и более отдаленные местоположения линзы, такие как Рукав Персея или Внешний Рукав, менее вероятны. Во-первых, это привело бы к значениям поперечной скорости, которые сопоставимы или даже превышают скорость вращения Галактики относительно центра на этих

Таблица 13 — Параметры линзы, оцененные в результате подгонки кривой блеска OVRO 15 ГГц моделью F94.

Параметр	Результат	Единица измерения
μ_1	4.37 ± 3.13	мсек дуги/год
θ_1	0.39 ± 0.29	мсек дуги
a_1	0.70 ± 0.51	а.е.
V_1	37.1 ± 26.7	км/с

Описание параметров: μ_1 – собственное движение линзы, θ_1 – угловой размер линзы, a_1 – линейный размер линзы, V_1 – поперечная скорость линзы.

расстояниях. Во-вторых, удаленный экран должен иметь гораздо большую рассеивающую мощность, чем более близкий, чтобы создать такие модуляции на кривой блеска квазара, что снижает вероятность обнаружения такого случая. Поперечный линейный размер плазменной линзы $a_1 = D \cdot \theta_1 = 0.7 \pm 0.5$ а.е. Все физические параметры рассеивающего экрана просуммированы в Таблице 13. Поправка к поперечной скорости линзы из-за вращения Земли вокруг Солнца составляет приблизительно -5.1 км/с в системе покоя Солнца.

Квазар 2005+403 наблюдался 24 марта 2019 г. на частоте 1.4 ГГц в рамках эксперимента с кодовым названием ВН222Е. Как уже было отмечено в разделе 2.2, качество данных сильно пострадало. Тем не менее, проведя процедуру калибровки ВН222Е, было восстановлено изображение и построена модель источника. Восстановленная карта на частоте 1.4 ГГц показывает два симметричных фрагмента изображения источника (см. рисунок А.1, продолжение), сформированных почти вдоль $b = const$, а эпоха этого наблюдения приходится на левый каустический пик обнаруженного ЕСЕ с плотностью потока порядка 2.24 Ян. Обнаружение субизображений в период ЕСЕ дополнительно подчеркивает рефракционную природу возникновения данных модуляций на кривых блеска.

Однако, не все события формирования ложных изображений удалось соотнести с соответствующими каустическими поверхностями на кривой блеска OVRO. Одной из вероятных причин является рассеивающая сила линзы, угол рассеяния которой с частотой уменьшается быстрее ($\propto \nu^{-2}$), чем угловое разрешение ($\propto \nu^{-1}$). В результате эффект, который постоянно наблюдается по низкочастотным РСДБ-данным (1.4–5.0 ГГц), может быть слишком слабым для обнаружения на 15 ГГц кривой блеска. Другими причинами могут быть

многокомпонентная структура источника или комковатая неоднородная структура рассеивающего экрана. В этом случае рассеяние радиоизлучения квазара может спровоцировать формирование более одного ESE подряд, что однозначно затруднит идентификацию отдельного события. Множественные ESE могут частично перекрываться, образуя вариации плотности потока на кривой блеска, больше похожие на шум, нежели на эффект линзирования. Система с двумя линзами может объяснить наблюдаемые множественные события ESE (два или три подряд) на кривой блеска [150]. Другие аспекты, усложняющие поиск и обнаружение ESE на кривых блеска квазаров, более подробно обсуждаются в Главе 3.

2.6 Заключение к Главе 2

Квазар 2005+403, расположенный на низкой галактической широте ($b = 4^\circ.3$), демонстрирует типичную для активных ядер галактик одностороннюю морфологию ядро-выброс на парсековых масштабах на частотах наблюдений 43.2, 23.8, 15.4, 8.3 и 5.0 ГГц. Однако начиная с 8.3 ГГц и ниже обнаружены нетипичные анизотропные морфологические особенности в наблюдаемой структуре квазара. Было показано, что данные морфологические изменения связаны с детектированием вторичных изображений квазара, сформированных вследствие рефракционно-доминированного рассеяния на промежуточной плазме. Субизображения источника в большинстве случаев ориентированы вдоль позиционного угла примерно 40° , что совпадает с РА линии равной галактической широты. Формирование субизображений вдоль этого направления может быть результатом пересечения луча зрения рассеивающей линзой в ходе ее вращения вокруг центра Галактики. Источник 2005+403 является вторым за всю историю РСДБ-наблюдений квазаром (после 2023+335, [11]), по данным которого обнаружено формирование редкого теоретически предсказанного эффекта множественных изображений.

По данным одновременных многочастотных РСДБ-наблюдений источника обнаружено, что угловое расстояние между ядром и его вторичными изображениями масштабируются как квадрат длины волны, что является прямым доказательством происхождения вторичных изображений вследствие рассеяния, а не внутренних изменений в источнике. Используя результаты измерений углового размера РСДБ-ядра в диапазоне частот от 0.6 до 43.2 ГГц,

исследована частотная зависимость этого размера. Согласно полученным оценкам, угловой размер РСДБ-ядра масштабируется как ν^{-k} , где $k = 2.01 \pm 0.13$. Значение k согласуется в пределах ошибок с $k = 2.2$, ожидаемым для канонической колмогоровской турбулентности, когда для подгонки используются только низкочастотные данные ($\lesssim 8.3$ ГГц).

Плотности потока РСДБ-ядра были измерены в широком диапазоне частот (1.4–43.2 ГГц). Эти данные использовались для подгонки синхротронного спектра. В результате получена оценка величины напряженности магнитного поля на уровне 0.06 ± 0.10 Гаусс.

Преобладание вклада рассеяния на низких частотах в наблюдаемую структуру квазара приводит к нетипичному распределению спектрального индекса по источнику с экстремальными значениями в диапазоне от -6 до $+2$. Карты распределения спектрального индекса, построенные с использованием одновременных РСДБ-наблюдений на 1.5, 1.8, 2.3 и 5.0 ГГц и всех их возможных комбинаций, демонстрируют одни и те же характерные особенности, а именно симметричное относительно фазового центра распределение спектрального индекса с экстремальными значениями в центре и на периферии источника.

На кривой блеска OVRO 15 ГГц квазара 2005+403 обнаружено событие экстремального рассеяния с вариациями плотности потока на уровне около 10%. Это событие произошло в мае 2019 г. и длилось около 1.6 месяца. Подгоняя данное событие с помощью модели стохастического перераспределения потока, показано, что рассеивающий экран, ответственный за формирование каустических поверхностей на кривой блеска, имеет плоскую геометрию с поперечным угловым размером около 0.4 ± 0.3 мсек дуги и пересекает луч зрения с собственным движением 4.4 ± 3.1 мсек дуги/год. Предполагая, что линза расположена в области Лебеда на расстоянии примерно 1.8 кпк, ее линейный размер и поперечная скорость относительно наблюдателя составляют 0.7 ± 0.5 а.е. и 37.1 ± 26.7 км/с, соответственно. Кроме того, кривая блеска показала еще несколько потенциальных ESE с меньшей амплитудой модуляций плотности потока и сопоставимой продолжительностью в несколько месяцев. Некоторые из этих событий следуют друг за другом последовательно на масштабах меньше года, что может свидетельствовать о сложной или множественной структуре рассеивающего экрана на луче зрения.

Одновременное обнаружение субизображений в противоположных направлениях от истинного, как правило на низких частотах, дополнительно

указывает на то, что луч зрения на источник пересекают множественные плазменные структуры, каждая из которых создает краевой эффект и формирует субизображения. Вызванные рефракцией ложные изображения в большинстве случаев ориентированы в направлении позиционного угла линии равной галактической широты, что говорит не только об орбитальном движении системы линз, но и указывает на доминирование плоских экранов для данного луча зрения, с геометрией похожей на фронты ударных волн.

Уникальные свойства квазара 2005+403 с точки зрения детектирования эффектов рассеяния и его большой угловой размер на низких частотах делают его одним из наиболее многообещающих источников для дальнейшего изучения эффектов рассеяния радиоизлучения в Галактике. В частности, наблюдения с помощью LOFAR и SKA предоставят ценную информацию об этих процессах и внесут вклад в понимание турбулентности в галактической МЗС.

Глава 3. Зондирование свойств рассеивающих экранов в направлении квазара 2005+403 с помощью долгосрочных многочастотных наблюдений РАТАН-600

Результаты, представленные в данной Главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работе соискателя [151]. В данной Главе также содержится дополнительный иллюстративный материал, который сопровождается соответствующей подрисуночной подписью. Личный вклад в данную работу отмечен во Введении к диссертации.

В Главе 2 в результате совместного анализа многочастотных интерферометрических наблюдений (VLBA) и наблюдений OVRO с одиночной антенной на частоте 15 ГГц показано, что в наблюдательных данных квазара 2005+403 часто доминируют эффекты рассеяния радиоизлучения в МЗС, особенно на низких частотах. В частности, обнаружены многочисленные эпизоды формирования субизображений, угловое уширение размера источника, а также зафиксировано явление экстремального рассеяния на кривой блеска OVRO в 2019 году. Таким образом, квазар 2005+403 является перспективным зондом для исследования свойств тепловой плазмы в Галактике в направлении области созвездия Лебедя.

Кривые блеска компактных внегалактических радиоисточников характеризуются переменностью в широком диапазоне временных масштабов от часов [напр., 152—155] до лет [напр., 156]. Наблюдаемая переменность может быть обусловлена как внутренними процессами в источнике, связанными с появлением и распространением новых ярких компонент выброса, так и внешними факторами, например, рассеянием в МЗС, которое может возникать при прохождении рассеивающей линзы через луч зрения.

Считается, что события экстремального рассеяния не связаны с переменностью внутри источника, а вызваны структурами ионизованного газа в МЗС, которые работают как преломляющие линзы [13; 99]. Требуемые значения плотности свободных электронов линзы порядка $10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ предполагают давление, по крайней мере, в тысячу раз превышающее типичное давление МЗС [напр., 10]. Одним из способов решения проблемы избыточного давления может быть специфическая геометрия линзы, когда она вытянута вдоль луча зрения и имеет длину, значительно большую, чем ее поперечный диаметр

(вытянутые волокна/нити сверхплотной плазмы, [99; 157; 158]). Нитевидные ионизованные структуры образуются естественным образом в намагниченной среде. Также, линзы могут находиться в областях высокого давления, например, в остатках сверхновых [99] или на фронтах ударных волн, наблюдаемых с ребра [133]. Кроме того, обнаружены случаи формирования ESE-подобных модуляций вследствие рассеяния на солнечной плазме (SRV, [155]) и в результате межгалактического гравитационного миллилинзирования [159]. Поэтому, наблюдаемые симметричные модуляции на кривых блеска радиоисточников не могут рассматриваться как достаточное доказательство их связи с линзированием на плазменном экране в МЗС.

Для исследования природы наблюдаемых модуляций на кривых блеска радиоисточников полезны многочастотные измерения плотности потока с высокой скважностью. Многочастотность данных позволит разделить вариации, связанные с внутренними изменениями в источнике от внешних, а высокая скважность наблюдений даст возможность исследовать вариации в широком диапазоне временных масштабов. Происхождение и геометрия плазменных линз, ответственных за формирование эффектов экстремального рассеяния на кривых блеска, по сей день остаются открытыми вопросами, вызывая активные дискуссии в научном сообществе и требуя дальнейших наблюдений и теоретических исследований для их более глубокого понимания.

3.1 Наблюдательные данные и их обработка

3.1.1 Многочастотный мониторинг квазара на РАТАН-600

Для исследования свойств рассеивающих экранов, пересекающих луч зрения на источник особого интереса – квазар 2005+403, наблюдаемый в направлении области Лебедя, – используется уникальный набор данных – ежедневные многолетние наблюдения источника на нескольких частотах, полученные на радиотелескопе РАТАН-600. Кольцевой 600-метровый радиотелескоп с рефлекторным зеркалом Специальной астрофизической обсерватории РАН в основном работает в транзитном режиме для измерения широкополосных спектров и проводит мониторинг активных ядер галактик на частотах от 1 до 22 ГГц с конца 1980-х годов.

В рамках многолетнего мониторинга микрокварзаров на РАТАН-600 в качестве калибраторов наблюдались два квазара – 2005+403 и 2013+370.

Практически ежедневные наблюдения 2005+403 проводились на центральных частотах 1.25, 2.3, 4.7, 8.2, 11.2, 21.7 и 30 ГГц в течение интервала 2005–2024 гг. За весь период наблюдения плотность потока 2005+403 изменялась от 1.5 до 5 Ян. Типичные значения относительных ошибок плотностей потоков в среднем находятся на уровне 3–5% на частотах 2.3–11.2 ГГц, иногда увеличиваясь из-за помех различной природы. Для точных измерений плотностей потоков микроквazarов и квазаров использовались общепринятые шкалы потоков [160; 161], включающие вторичный калибратор NGC7027 (J2107+4214). Радиометры телескопа оснащены современными усилителями НЕМТ. После модернизации оборудования с целью выхода из зоны локальных помех центральные частоты радиометров изменились с 7.7 до 8.2 ГГц в 2013 году и с 4.8 до 4.7 ГГц в 2019 году. В результате, многочастотные кривые блеска 2005+403 имеют небольшие относительные ошибки измерений, не превышающие несколько процентов (см. Рисунок 3.3, верхняя панель).

В рамках данной Главы не используются высокочастотные наблюдения квазара выше 11.2 ГГц (как наименее чувствительные к рассеянию) и низкочастотные наблюдения на 1.25 и 2.3 ГГц (из-за сильных искажений помехами разной природы). Для дополнительной фильтрации данных измеренные плотности потока (S) были усреднены в интервале времени шириной 0.2 года. Те измерения, отклонения которых от усредненной кривой превышали $2\sigma_S$, где σ_S – неопределенность измерения плотности потока S , были исключены из дальнейшего анализа. После фильтрации данных на каждой из частот количество измерений сократилось не более чем на 3% от первоначального.

3.1.2 РСДБ-наблюдения квазара 2005+403 в рамках проекта MOJAVE

В дополнение к данным с телескопа РАТАН-600 в этой Главе используются данные мониторинговой программы MOJAVE¹ на частоте 15.4 ГГц. Программа MOJAVE [127], начавшаяся в 2002 г. – это долгосрочный РСДБ-проект по изучению структуры и эволюции внегалактических релятивистских джетов, как в полной интенсивности, так и в поляризации. В рамках проекта квазар 2005+403 наблюдался с 20 января 1995 г. по 2 января 2012 г. и имеет 31 эпоху наблюдения.

¹<https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE>

Обработка данных, включая начальную амплитудную и фазовую калибровку, выполнялась с помощью системы обработки астрономических изображений NRAO [AIPS, 25], используя стандартные методики. CLEAN [26], фазовая и амплитудная самокалибровка [125; 126] выполнялись в пакете Difmap [27]. Финальные карты были получены путем применения естественного взвешивания данных функции видности. Восстановление распределений яркости источника производилось с использованием круговой синтезированной диаграммы направленности, чтобы избежать влияния вытянутости диаграммы на итоговое распределение яркости источника, что особенно важно в случаях с анизотропным рассеянием. Круговая диаграмма получается путем усреднения большой и малой осей синтезированной эллиптической диаграммы направленности. Неопределенность полученных плотностей потока не превышает 5% [напр., 162; 163]. Структура источника была промоделирована в плоскости пространственных частот (u, v) с помощью процедуры `modelfit` в Difmap с использованием индивидуального набора круговых гаусс-компонент, которые после свертки с диаграммой направленности телескопа адекватно воспроизводят наблюдаемое распределение яркости источника.

3.2 Модели событий экстремального рассеяния и математические методы

В этом разделе приведено краткое описание двух моделей ESE, которые использовались для моделирования и подгонки событий рассеяния, наблюдаемых на кривых блеска РАТАН-600 квазара 2005+403. В обоих случаях предполагается геометрия плоской волны, т.е. источник располагается намного дальше от наблюдателя, чем рассеивающий экран. При описании обеих моделей использованы те же обозначения параметров, что и в оригинальных работах. Также обсуждаются основные математические методы, которые использовались для подгонки параметров моделей.

Для объяснения того, как возникают ESE на кривых блеска радиоисточников были выдвинуты два общих класса моделей: модель стохастического перераспределения потока (F94), разработанная Р. Фидлером с соавторами и представленная в работе [147], и модель гауссовой линзы (C98), разработанная Э. Клеггом с соавторами и опубликованная в работе [10]. В этих моделях уменьшение плотности потока источника во время события рассеяния происходит

из-за рефракционной дефокусировки падающих лучей на линзе. Обе модели могут воспроизводить общие черты кривой блеска во время события ESE.

Помимо двух основных моделей ESE (F94 и C98) существуют и более сложные подходы к описанию событий линзирования на кривых блеска. Например модель, описанная в работе [164], которая является усложненной версией C98 на случай двумерной осесимметричной преломляющей линзы, учитывающей прицельный параметр экрана. Авторы работы показали, что форма ESE сильно зависит от прицельного параметра линзы, т.е. вертикального расстояния от горизонтальной оси симметрии источника излучения до линзы. При достаточно больших прицельных параметрах можно наблюдать нетипичные модуляции ESE (модуляции без характерного провала, окруженного каустиками). Такие модуляции должны встречаться чаще на более низких частотах, где рассеяние доминирует. В рамках данной диссертационной работы ограничимся рассмотрением только F94 и C98.

3.2.1 Модель стохастического перераспределения потока F94

Авторы работы [13] первыми обнаружили нетипичные вариации плотности потока на кривых блеска квазаров и объяснили их появление как результат рассеяния радиоизлучения в МЗС. Необычным вариациям дали название «экстремальные события рассеяния» или кратко ESE, отражая статистический подход к моделированию этих событий, в которых искажения траекторий лучей производятся большим количеством флуктуаций электронной плотности, сосредоточенных в локальной области МЗС. ESE, обнаруженные на частоте 2.7 ГГц, не наблюдались на более высоких частотах. Только в одном случае, для источника 0954+658, ESE проявились на двух частотах одновременно (2.7 и 8.1 ГГц). Причем, вариации на двух частотах выглядели по-разному, вследствие зондирования разных масштабов неоднородностей турбулентной среды. Рассеивающий экран (линза) содержит флуктуации электронной плотности, которые вызывают угловое уширение лучей, приходящих от фонового радиисточника. Это уширение может быть анизотропным, но в данном случае рассматривается изотропное. Угловое уширение лучей θ_b масштабируется с частотой как $\theta_b \propto \nu^{-2}$.

Модель F94 [147] предполагает, что линза может быть аппроксимирована тонким, плоским экраном, где угол уширения, размер фонового источника и сам экран имеют сопоставимые угловые размеры. В данной модели каустические поверхности сглаживаются из-за углового уширения траекторий лучей,

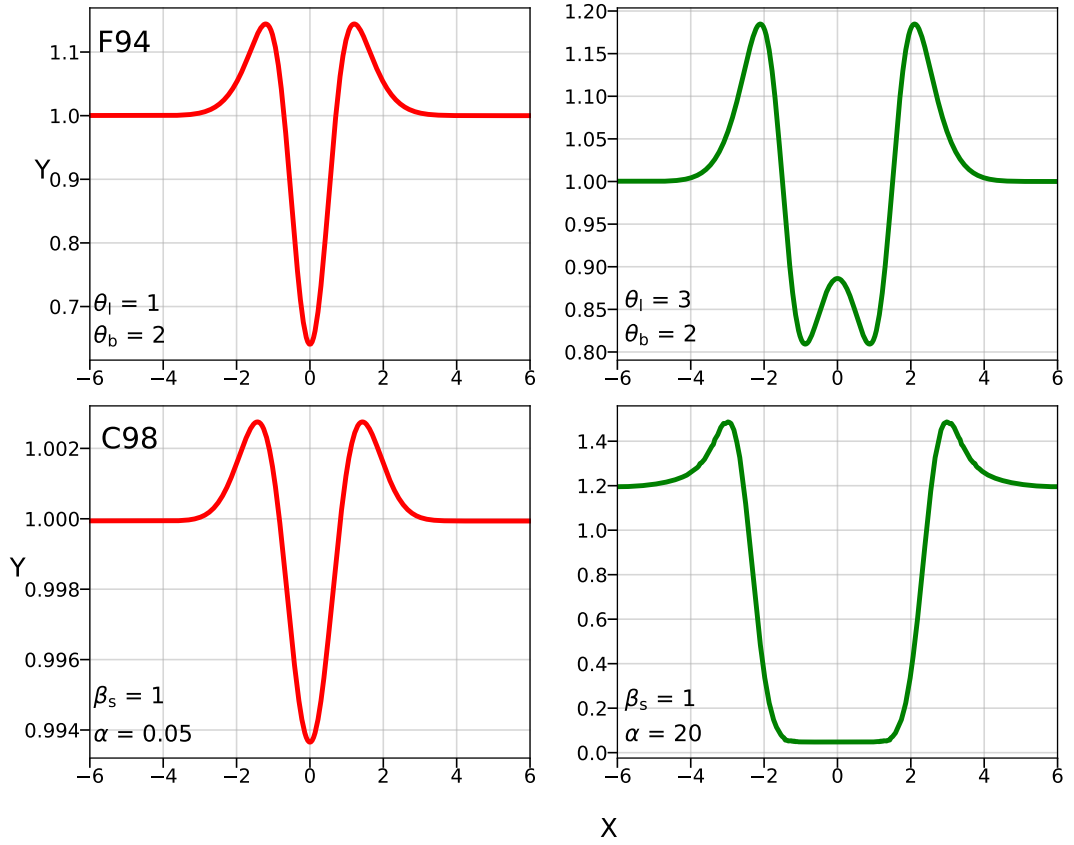


Рисунок 3.1 — Модели экстремального рассеяния F94 [147] (верхняя панель) и C98 [10] (нижняя панель). Параметры моделей указаны в левом нижнем углу каждого графика. Данные модели основаны на разных подходах для описания событий линзирования на кривых блеска. Однако обе они одинаково эффективно способны воспроизводить общие черты ESE. Дополнительный иллюстративный материал, подготовленный диссертантом.

а увеличение плотности потока фонового источника производится краевыми эффектами. Распределение яркости источника полагается гауссовым с полной шириной по уровню половинной мощности θ_s . Для точечного источника излучения предполагается, что флуктуации электронной плотности в линзе (с угловым размером θ_l) случайным образом перераспределяют излучение в диапазоне углов шириной θ_b , которая постоянна по всей линзе. Предполагается, что перераспределение потока, вызванное субструктурой внутри линзы, также подчиняется гауссовому закону. Результирующая нормированная форма кривой блеска получается путем интегрирования перераспределенного излучения для всех возможных углов падения лучей, обусловленного протяженным размером источника, и объединения его с неискаженным потоком излучения. Таким образом, результирующая амплитуда вариаций $F(d)$ представляет собой сумму трех интегралов в плоскости линзы:

$$\begin{aligned}
F(d) &= N[c(d - \theta_{l,s})/\sigma_s, c(d + \theta_{l,s})/\sigma_s] + N[c(\theta_{l,s} - d), +\infty] + N[-\infty, c(-\theta_{l,s} - d)], \\
\sigma_s &= \sqrt{1 + \theta_{b,s}^2}, \\
N[a, b] &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_a^b e^{-\nu^2/2} d\nu,
\end{aligned} \tag{3.1}$$

где $\theta_{l,s}$ – угловой размер линзы в единицах θ_s , $\theta_{b,s}$ – угол уширения в единицах θ_s , d – координата в плоскости линзы, c – константа, определяемая как $c = \sqrt{8 \ln 2}$. К параметрам добавлен второй индекс «s», если он измеряется в относительных единицах размера источника. Подробнее см. Приложение А в работе [147].

3.2.2 Модель гауссовой линзы C98

Геометрическая оптика для рефракционного рассеяния источника фонового радиоизлучения, примененная к линзе с гауссовым профилем плотности свободных электронов, представлена в работе [10]. Преломляющие свойства линзы полностью определяются безразмерным параметром α , который является функцией длины волны (λ), амплитуды плотности свободных электронов (N_0), расстояния от линзы до наблюдателя (D) и диаметра линзы поперек луча зрения (a):

$$\alpha = 3.6 \left(\frac{\lambda}{1 \text{ cm}} \right)^2 \left(\frac{N_0}{1 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}} \right) \left(\frac{D}{1 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{a}{1 \text{ au}} \right)^{-2}, \tag{3.2}$$

где N_0 определяется как $N_e = N_0 \exp[-(x/a)^2]$, x – координата в плоскости линзы. Из-за неравномерного распределения свободных электронов в линзе $N_e(x)$, каждый луч преломляется под разным углом. Полная наблюдаемая интенсивность фонового источника $I(u', \alpha)$, где $u' = x'/a$ – координата в плоскости наблюдателя в единицах размера линзы, получается интегрированием произведения коэффициента усиления G_k и распределения яркости источника $B(\beta_s)$ по всем $\beta_s = \theta_s/\theta_l$ (далее $\theta_{s,l}$), и суммированием результата этого интегрирования по n изображениям протяженного фонового источника:

$$I(u', \alpha) = \sum_{k=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} B(\beta_s) G_k(u', \alpha, \beta_s) d\beta_s. \tag{3.3}$$

Коэффициент усиления G_k учитывает увеличение или уменьшение плотности потока в зависимости от числа преломленных лучей в конкретной точке в плоскости наблюдателя. Модель С98, по сравнению с F94, позволяет оценить дополнительные физические параметры линзы: максимальную плотность свободных электронов на луче зрения как $n_e = N_0/a$, а также массу линзы $M_l = m_p n_e a^3$, где m_p – масса протона. Подробнее см. раздел 2 в работе [10].

3.2.3 Математические методы подгонки моделей

Модели ESE оперируют относительными угловыми размерами экрана и источника, т.е. $\theta_{l,s}$, $\theta_{b,s}$ в F94 и $\theta_{s,l}$ в С98. Для интерпретации результатов моделирования необходимо использовать априорную информацию, например, оценки размеров источника, полученные по многочастотным РСДБ-наблюдениям. Так, воспользуемся результатами, полученными в Главе 2 (раздел 2.3.2), а именно оценками наблюдаемого размера источника θ_{obs} (или θ_b) на частоте ν :

$$\theta_{\text{obs}}^2 = (\theta_{\text{int}} \nu^{-1})^2 + (\theta_{\text{scat}} \nu^{-k_{\text{scat}}})^2, \quad (3.4)$$

где $\theta_{\text{int}} = 4.2 \pm 1.5$ мсек дуги и $\theta_{\text{scat}} = 70.1 \pm 5.7$ мсек дуги (истинный и рассеянный размеры на частоте 1 ГГц, соответственно), k_{scat} – индекс рассеяния, оцененный равным 2.01 ± 0.13 . Для оценок этих параметров использовались измеренные размеры РСДБ-ядра квазара 2005+403 на частотах от 0.61 до 43.2 ГГц (подробнее см. в разделе 2.3.2).

Помимо основных параметров моделей, введенных в F94 и С98, были использованы дополнительные: μ – собственное движение линзы (мсек дуги/год) для масштабирования временной оси кривой блеска; δ – временной сдвиг для учета неточности определения эпохи минимума кривой ESE; f_{core} – доминирование ядра как доля плотности потока, которая была рассеяна. Наблюдаемая плотность потока рассматривается как сумма линзированной и нелинзированной частей, т.е. $S_{\text{obs}} = S_{\text{scat}} + S_{\text{unscat}} = S_{\text{unlensed}} \times f_{\text{core}} + S_{\text{unlensed}} \times (1 - f_{\text{core}})$, где S_{unlensed} определялась как медианный уровень плотности потока для события, т.е. на масштабах нескольких месяцев в период ESE. Кроме того, каждая кривая блеска в модели имела свой собственный параметр наклона (m_i). Таким образом, модельная нормированная плотность потока содержит множитель $(m_i \times t + 1)$, где t – эпоха наблюдения. Наклон кривых блеска на масштабе 4–5 месяцев хорошо аппроксимируется линейным трендом. На более

длительных временных масштабах более корректным будет использовать подход, описанный в работе [165], или применить метод исправления кривой блеска за долгопериодический тренд путем вычитания усредненной на коротком временном интервале кривой (обсуждается в Главе 2, раздел 2.5).

Таким образом, модели ESE состоят из нескольких основных параметров $F94 = \{t; \theta_{l,s}, \theta_{b,s}, \mu_s, f_{\text{core}}\}$ и $C98 = \{t; \theta_{s,l}, \mu_l, \alpha, f_{\text{core}}\}$. Некоторые из параметров вырождены, например, $\theta_{l,s}$ и μ_s или $\theta_{b,s}$ и f_{core} в F94, $\theta_{s,l}$ и μ_l или α и μ_l в C98. Вырожденность параметров модели приводит к неопределенности полученных оценок параметров линзы и источника. Задавая разумные приоры для этих параметров, можно уменьшить влияние вырожденности. Считаем, что приоры имеют равномерное распределение, границы для которых приведены в Таблице 15.

Чтобы получить оценки параметров моделей и их неопределенности на основе наблюдаемых многочастотных кривых блеска источника, можно использовать байесовский подход ([31; 32], см. также [166]). В байесовской статистике априорное распределение вероятностей параметров модели $\pi(\theta)$ обновляется на основе наблюдаемых данных $\mathbf{y}$ через функцию правдоподобия $L(\mathbf{y}|\theta)$ для получения апостериорного распределения $P(\theta|\mathbf{y})$:

$$P(\theta|\mathbf{y}) = \frac{L(\mathbf{y}|\theta)\pi(\theta)}{\int L(\mathbf{y}|\theta)\pi(\theta)d\theta} \quad (3.5)$$

Здесь нормировочная константа в знаменателе – это значимость Z (или маргинализированное правдоподобие) – вероятность модели с учетом данных.

Выборки из апостериорного распределения можно получить напрямую, например, методами марковской цепи Монте-Карло (MCMC). Однако для сложных мультимодальных распределений более эффективным может оказаться *Nested Sampling* или алгоритм вложенной выборки [167]. Данный алгоритм направлен на оценку значимости Z путем интегрирования априорного распределения π по вложенным уровням с постоянной функцией правдоподобия. Это позволяет свести многомерный интеграл к одномерному интегралу от монотонной функции – правдоподобию по априорной массе, ограниченной контурами правдоподобия [168]. Побочным результатом работы метода является выборка из апостериорного распределения.

Для подгонки моделей ESE под данные используется алгоритм вложенной выборки, реализованный в библиотеке *Dynesty* [169; 170] на языке Python.

Выбранная реализация вложенной выборки в *Dynesty* начинается с заданного числа *живых* точек (параметр $n_{live} = 512$), случайно выбранных из априорного распределения. Затем осуществляется выборка из ограниченного априорного распределения, рассматривая только точки с вероятностью, превышающей текущее пороговое значение. Этот порог соответствует наименьшей вероятности текущего набора точек, которая монотонно возрастает в ходе работы алгоритма по мере исключения соответствующих точек. Для компенсации «мертвых» точек новые живые точки генерируются из развивающейся системы ограничивающих эллипсоидов [171], которые охватывают текущее множество живых точек (параметр по умолчанию $bound = \text{«multi»}$). Более подробное описание реализации алгоритма можно найти в документации библиотеки *Dynesty*.

Важно отметить, что модели рассеивающих линз чувствительны к вариациям данных, например, связанным с шумами радиометра. Чтобы избежать влияния выбросов на результат подгонки, используется правдоподобие на основе распределения Стюдента с числом степеней свободы равным 2. Распределение Стюдента похоже на нормальное распределение, но имеет более высокую вероятность экстремальных значений по сравнению с нормальным распределением с тем же масштабным параметром [172]. Более того, оцененные неопределенности плотности потока существенно превышают систематические вариации на кривых блеска, что позволяет предположить, что они являются верхними пределами и фактически могут быть сильно ниже. Поэтому для подгонки введен еще один дополнительный свободный параметр – независимая неопределенность измерения для каждого частотного диапазона [173]. Результаты моделирования кривых блеска, полученных на радиотелескопе РАТАН-600, с использованием моделей F94 и C98, приведены и обсуждаются в разделе 3.5.

3.3 Морфология источника на разных частотах наблюдения

В Главе 2 были проанализированы многочастотные и многоэпоховые распределения яркости (РСДБ-карты) квазара, а также кривая блеска OVRO на частоте 15 ГГц, полученная в режиме одиночной антенны. На основе этих данных обнаружено следующее:

- эффект углового уширения, который наблюдался на всех эпохах, охватывающих более 20 лет, на частотах от 1.4 до 8.3 ГГц;

- множественные эпизоды формирования субизображений вследствие прохождения плазменной линзы через луч зрения;
- событие экстремального рассеяния на кривой блеска источника; данное событие началось в мае 2019 года и длилось примерно 1.6 месяца.

Доминирование как дифракционных, так и рефракционных эффектов рассеяния в низкочастотных РСДБ-данных квазара указывает на сильную турбулентность и неоднородность МЗС вдоль луча зрения в направлении 2005+403.

В Главе 2 было показано, что на относительно высоких частотах наблюдения (например, 15.4, 23.8 и 43.2 ГГц) распределение яркости источника демонстрирует типичную одностороннюю морфологию АЯГ ядро-выброс. По данным, полученным на частоте 15.4 ГГц, обнаружено, что внутренние компоненты джета следуют по изогнутой траектории, и их движение не является баллистическим, что свидетельствует о пространственно изогнутой (спиральной) форме выброса. За пределами примерно 2 мсек дуги от РСДБ-ядра компоненты струи, по-видимому, движутся по баллистическим траекториям [123]. В Таблице 14 приведены результаты моделирования данных MOJAVE, измеренных на частоте 15.4 ГГц на эпоху 24 июня 2011 года. Распределение яркости на данную эпоху показано на Рисунке 3.2. Модель состоит из пяти гаусс-компонент, включая круговые и эллиптические. Ошибки полученных параметров подгонки модели оценивались в плоскости изображения с использованием аналитических приближений из работы [131] (подробнее см. в разделе 2.3.1 Главы 2). Модель содержит компоненты, описывающие протяженное излучение струи, а также два ярких и компактных компонента в начале струи (С и J1 на Рисунке 3.2), которые демонстрируют признаки анизотропного рассеяния (подробно обсуждается в разделе 3.5.2).

На низких частотах (2.3 ГГц и ниже) излучение струи уже, как правило, не наблюдается. Распределение яркости источника полностью доминировано рассеянием и вытянуто почти вдоль линии равной галактической широты в данной области неба вследствие анизотропного рассеяния радиоизлучения в МЗС (см., например, нижняя панель на Рисунке 2.2).

3.4 Кривые блеска РАТАН-600

Переменность излучения АЯГ представляет собой одну из фундаментальных характеристик этих объектов и проявляется в широком диапазоне

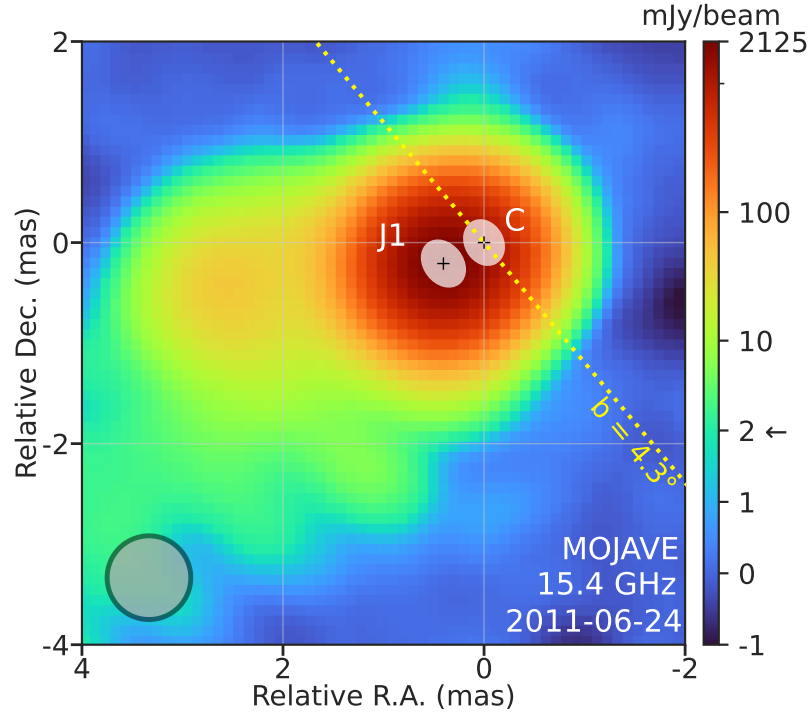


Рисунок 3.2 — Распределение яркости в полной интенсивности VLBA MOJAVE на частоте 15.4 ГГц квазара 2005+403. Белыми эллипсами изображены два самых ярких гаусс-компонента выброса, т.е. РСДБ-ядро (C) и самый внутренний компонент джета (J1). На карте приведены только два компонента, которые, по-видимому, подверглись анизотропному рассеянию. Полная модель состоит из пяти гаусс-компонент и представлена в Таблице 14. Карта и модель источника были смещены таким образом, чтобы положение ядра совпадало с фазовым центром. Цветовая шкала переходит от линейной к логарифмической на уровне 2 мЯн/луч. Серый круг в левом нижнем углу представляет собой угловой размер диаграммы направленности по уровню половинной мощности. Желтая пунктирная линия – это линия равной галактической широты $b = 4.3^\circ$ в направлении позиционного угла $PA = 40.6^\circ$.

Таблица 14 — Результаты моделирования структуры источника с использованием эллиптических и круговых гаусс-компонент по данным MOJAVE 15.4 ГГц на эпоху 24 июня 2011 г. Карта распределения яркости показана на Рисунке 3.2.

Тип	S (Ян)	r (мсек дуги)	φ ($^\circ$)	θ (мсек дуги)	a/b	Φ ($^\circ$)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
C	0.81 ± 0.05	0.00	...	0.45 ± 0.05	0.79	29.3
J1	2.26 ± 0.09	0.45 ± 0.02	117.3 ± 2.1	0.49 ± 0.03	0.76	37.7
J2	0.25 ± 0.04	0.88 ± 0.11	117.2 ± 7.1	1.08 ± 0.22	1.00	0.00
J3	0.10 ± 0.02	2.44 ± 0.12	99.5 ± 2.9	0.93 ± 0.24	1.00	0.00
J4	0.05 ± 0.04	3.59 ± 1.08	128.1 ± 16.7	3.03 ± 2.16	1.00	0.00

Описание столбцов: (1) тип компонента, где «C» – РСДБ-ядро, а «Jn» – компоненты джета по мере удаленности от ядра; (2) плотность потока компонента; (3) угловое расстояние компонента относительно ядра; (4) позиционный угол компонента относительно ядра; (5) угловой размер компонента по уровню половинной мощности; (6) отношение размеров малой и большой оси эллиптического компонента (1.00 в случае круговой); (7) позиционный угол большой оси эллипса.

временных масштабов – от нескольких часов до нескольких лет. Это объясняется сложными физическими процессами вблизи центральной СМЧД, включая нестационарные истечения релятивистских частиц в продольном магнитном поле [напр., 174], а также рождением и распространением релятивистских ударных волн в джетах [напр., 175]. Изучение кривых блеска является важным инструментом для понимания физики активных галактик и процессов, протекающих вблизи СМЧД. Наблюдаемые различия в кривых блеска, измеренных на разных частотах, отражают сложную структуру и динамику радиоисточника: компактное РСДБ-ядро доминирует на высоких частотах, тогда как на низких частотах кривые блеска могут содержать информацию, связанную с изменениями как внутри источника, так и за его пределами, например, за счет различных эффектов рассеяния.

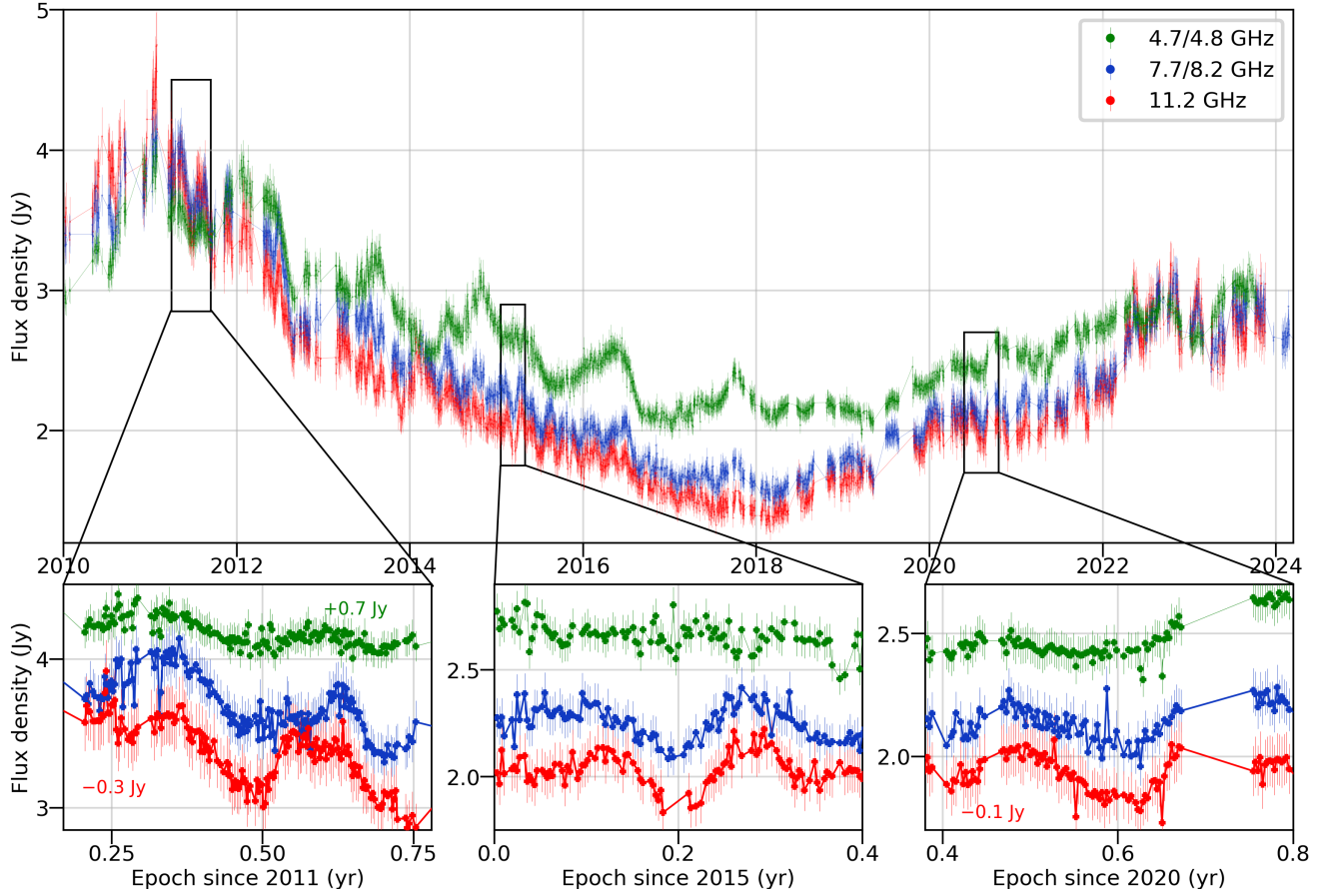


Рисунок 3.3 — Верхняя панель: кривые блеска РТАН-600 квазара 2005+403, измеренные на частотах 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц (зеленый, синий и красный цвета, соответственно). Относительная погрешность измерений составляет около 3, 4 и 5% для измерений на 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц, соответственно. Нижняя панель: участки кривой блеска, демонстрирующие характерные для ESE модуляции плотности потока. Некоторые кривые блеска, показанные на нижней панели, сдвинуты по шкале плотности потока вниз или вверх, чтобы избежать визуального пересечения с кривыми на других частотах. Величина и направление сдвига указаны рядом с кривой тем же цветом, что и она сама.

3.4.1 Эволюция плотности потока

На Рисунке 3.3 показаны кривые блеска РАТАН-600, измеренные на частотах 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц. Кривые блеска содержат почти ежедневные наблюдения источника одновременно на нескольких частотах, охватывающие эпохи с 1 декабря 2005 г. по 16 апреля 2024 г. До 2010 года скважность наблюдений была значительно ниже, чем после, поэтому было решено не использовать данные до 2010 г. в анализе. Относительная погрешность измерений составляет приблизительно 3, 4 и 5% для данных на 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц, соответственно.

Чтобы оценить временную задержку между приходом сигнала на разных частотах применяется метод, в англоязычной литературе называемый «z-transformed discrete correlation function» или метод z-преобразованной дискретной корреляционной функции (далее zDCF; [176]). Метод разработан для надежной оценки функции взаимной корреляции редких и/или неоднородных по времени астрономических данных. zDCF учитывает, что распределение выборки коэффициентов корреляции часто сильно отличается от нормального, поэтому требуется более точная оценка ошибки, отличная от формулы стандартного отклонения. Алгоритм биннинга zDCF аналогичен адаптивному биннингу [напр., 177] в том смысле, что ширина бина варьируется для обеспечения достаточной статистической значимости каждого бина. zDCF использует коэффициент корреляции Пирсона. Чтобы оценить положение пика и его доверительный интервал на уровне 1σ , полученные zDCF кривые аппроксимировались с помощью гауссовых процессов (GP, [33]), используя библиотеку `gprmc` [178], учитывая неопределенность параметров, задающих характерный масштаб времени и вариацию амплитуды подобранной функции. На Рисунке 3.4 показаны zDCF, построенные для кривых блеска квазара 2005+403, полученных на телескопе РАТАН-600. Так, временная задержка оценена между данными на 7.7/8.2 и 4.7/4.8 ГГц, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц, а также 4.7/4.8 и 11.2 ГГц в ограниченном диапазоне ± 8 лет, чтобы уменьшить влияние других пиков корреляционной кривой на оценку. Положительная временная задержка соответствует более раннему приходу излучения на более высокой частоте, чем излучение на более низкой частоте, что и ожидается вследствие эффекта синхротронного самопоглощения АЯГ [44; 141]. В целом, переменность 2005+403 демонстрирует спектральную эволюцию: кросс-корреляционный анализ кривых

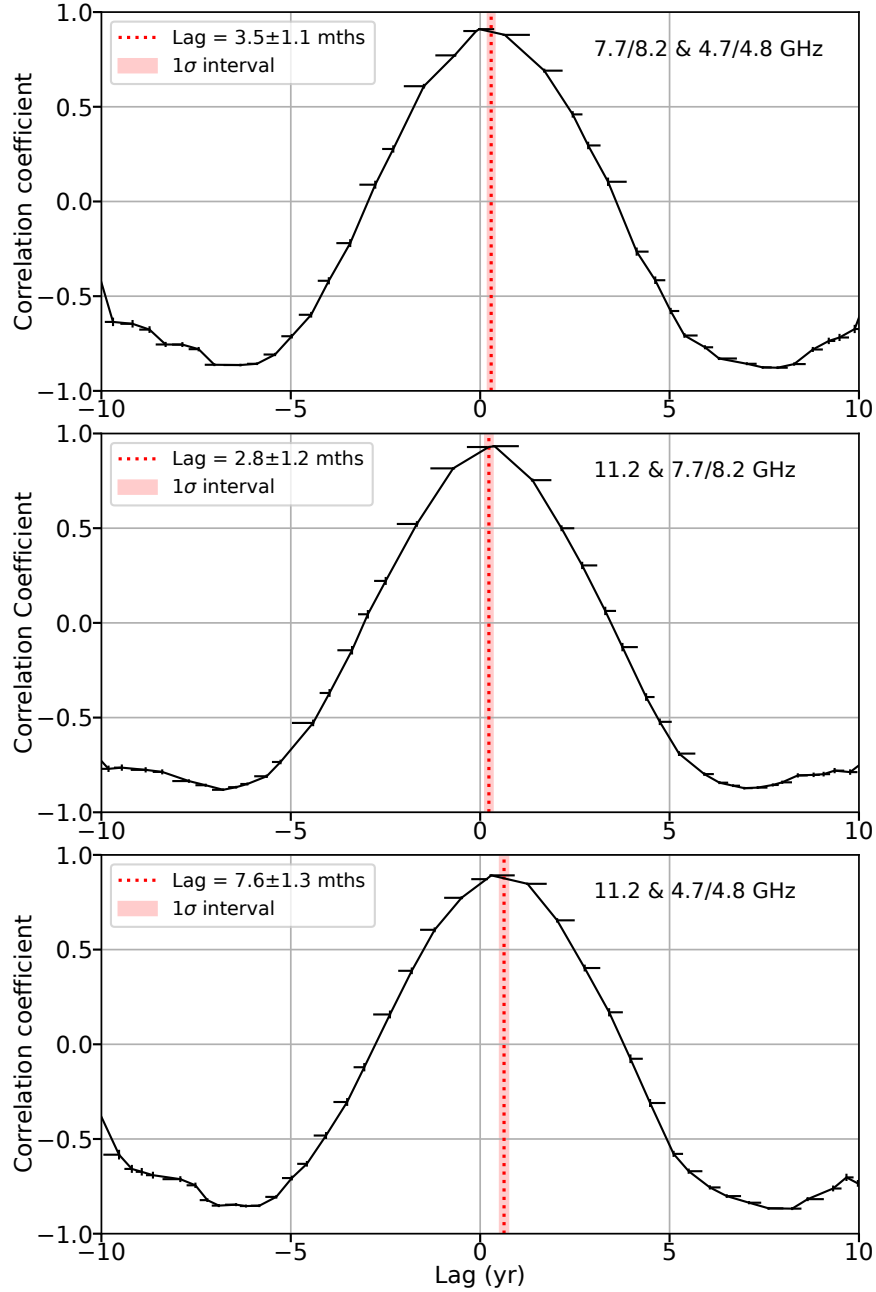


Рисунок 3.4 — Зависимость коэффициента корреляции, рассчитанного с помощью метода zDCF, между кривыми блеска РАТАН-600 на разных частотах наблюдения от временной задержки. Вверху: излучение на частоте 4.7/4.8 ГГц отстает от излучения на 7.7/8.2 ГГц на 3.5 месяца. В середине: излучение на 7.7/8.2 ГГц отстает от 11.2 ГГц на 2.8 месяца. Внизу: излучение на 4.7/4.8 ГГц отстает от 11.2 ГГц на 7.6 месяцев. Вертикальная пунктирная линия показывает результирующую задержку, оцененную алгоритмом GP в диапазоне ± 8 лет. Закрашенная область показывает доверительный интервал на уровне 1σ . Вертикальные и горизонтальные отрезки демонстрируют оценки ошибок коэффициента корреляции и задержки, соответственно.

блеска с использованием zDCF метода показал, что долговременные вариации на частоте 11.2 ГГц происходят на 2.8 ± 1.2 месяца раньше, чем на 7.7/8.2 ГГц, и на 7.6 ± 1.3 месяцев раньше, чем на 4.7/4.8 ГГц. Временная задержка в 3.5 ± 1.1 месяца соответствует опережению вариаций кривой блеска на частоте 7.7/8.2 ГГц по сравнению с вариациями на частоте 4.7/4.8 ГГц.

3.4.2 Переменность на длительных временных масштабах

Кривые блеска РАТАН-600 характеризуются переменностью на разных временных масштабах. Самый длительный наблюдаемый масштаб составляет около семи лет и отчетливо наблюдается на всех трех частотах. Долгопериодические вариации плотности потока АЯГ могут быть связаны с рождением и распространением новых излучающих компонент джета. Однако в таком случае наблюдаемый временной масштаб переменности излучения составляет несколько лет [179], что намного меньше наблюдаемых примерно 13 лет между двумя последовательными пиками на кривых блеска квазара (точная эпоха максимума второго пика пока неизвестна). Среди возможных объяснений наблюдаемых вариаций могут быть: (i) орбитальное движение в двойной системе черных дыр [180]; (ii) прецессия аккреционного диска, ось вращения которого смещена относительно оси вращения черной дыры [181—183].

Авторы работы [123] провели моделирование односторонней структуры выброса 2005+403 на частоте 15 ГГц пятью гаусс-компонентами для восьми эпох наблюдений, полученных в интервале с 1995 по 2003 год. Наблюдаемая скорость распространения компонентов выброса варьируется от 6.3 до 16.8 с, что указывает на внутреннее искривление струи. Моделирование структуры также выявило яркий, переменный внутренний компонент струи на расстоянии ~ 0.4 мсек дуги от ядра. Этот компонент джета продемонстрировал самую большую переменность по плотности потока, чем все остальные (см. рисунок 4 в работе [123]). Обнаруженная переменность позиционного угла внутреннего джета и скорости распространения его компонентов, вместе с наблюдаемой на кривых блеска РАТАН-600 переменностью на длительных временных масштабах, потенциально могут свидетельствовать о прецессии джета [184; 185].

Наблюдаемая переменность плотности потока на кривых блеска РАТАН-600 сопровождается значительными спектральными изменениями. На Рисунке 3.5 (сверху) представлена эволюция спектрального индекса α , рассчитанного из одновременных измерений плотности потока на частотах 4.7/4.8 и

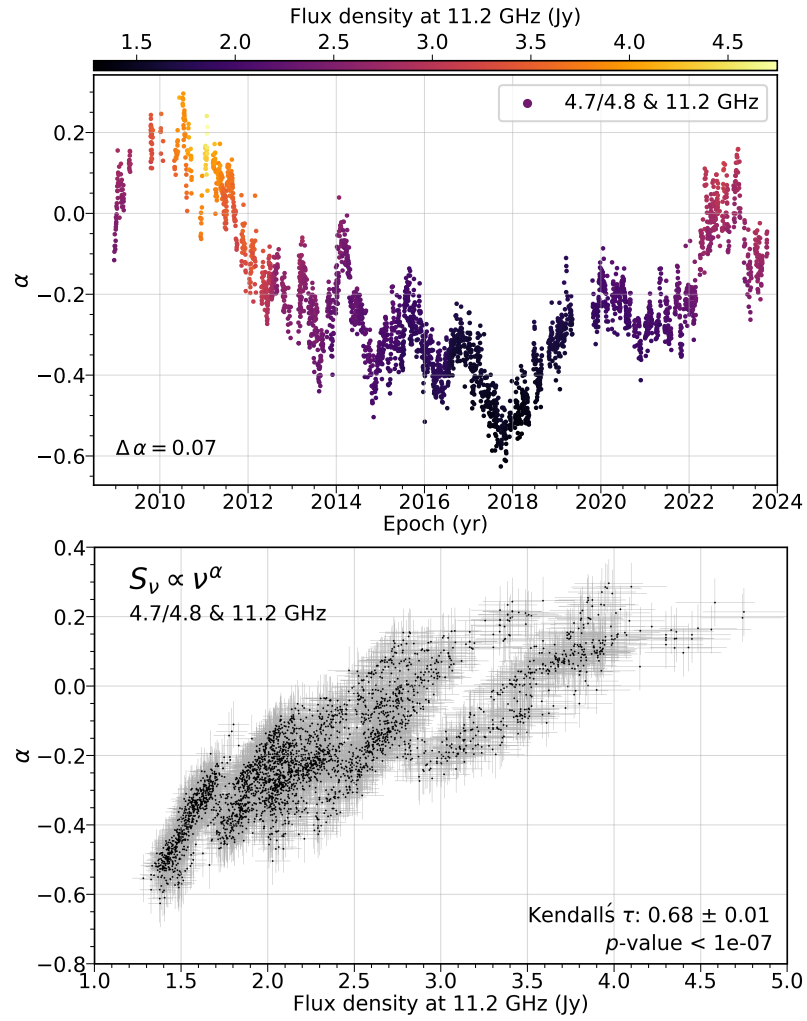


Рисунок 3.5 — Эволюция спектрального индекса, построенная по данным измерений плотности потока на частотах 4.7/4.8 и 11.2 ГГц (верхняя панель). Прослеживается значимая корреляция между спектральным индексом α , измеренным по данным на 4.7/4.8 и 11.2 ГГц, и плотностью потока на частоте 11.2 ГГц (нижняя панель). Аналогичные зависимости, но построенные с использованием других пар частот (из доступных), качественно схожи.

11.2 ГГц согласно зависимости вида $S \propto \nu^\alpha$. Наклон спектра становится все более крутым по мере уменьшения плотности потока источника. Тенденция к более плоскому спектру во время большей яркости источника свидетельствует о том, что переменность на длительных временных масштабах, в первую очередь, обусловлена внутренними изменениями в источнике. В частности, когда вспышка распространяется вниз по джету, она генерирует больше высокоэнергичных излучающих электронов, что приводит к уплощению радиоспектра. Используя коэффициент ранговой корреляции τ Кендалла [34] и рандомизационный тест [35] с числом перестановок 10^7 , обнаружено, что спектральный индекс коррелирует с плотностью потока (Рисунок 3.5, снизу) на очень вы-

соком уровне значимости с $\tau = 0.68 \pm 0.01$ и p -значением $< 10^{-7}$. Ошибка τ на уровне значимости 1σ оценивалась как стандартное отклонение распределения, сформированного бутстрап-методом. Это является дополнительным подтверждением того, что внутренние процессы в источнике являются причиной наблюдаемой долгопериодической переменности. Характерные «острова», наблюдаемые на нижней панели Рисунка 3.5, формируются в результате наблюдения источника на определенных стационарных стадиях с различными энергетическими состояниями [напр., 186].

3.4.3 Эффекты рассеяния на кривых блеска

Модуляции на кривых блеска, наблюдаемые в течение более коротких интервалов времени (1.5 года или меньше), вероятнее всего, связаны с эффектами рассеяния. Многочастотность и одновременность данных РАТАН-600 дает уникальную возможность для изучения эффектов рассеяния, которые доминируют на частотах наблюдения ниже 8 ГГц. Основной вклад в переменность кривых блеска на гигагерцовых частотах вносят рефракционные межзвездные мерцания (refractive interstellar scintillations, RISS). Модуляции на кривых блеска, вызванные RISS, проявляются как случайные частотозависимые флуктуации плотности потока в широких временных масштабах от часов до месяцев, которые детектируются в течение многих лет наблюдений [187]. RISS, в случае внегалактических радиоисточников, является результатом собственного движения мелкомасштабных неоднородностей плотности свободных электронов в МЗС [15]. Как уже было отмечено, необычно сильные эффекты рефракционного рассеяния ответственны за формирование событий экстремального рассеяния на кривых блеска радиоисточников [13; 147]. Эти события связаны с прохождением локализованных структур ионизованной плазмы поперек луча зрения на источник [18; 133; 148]. Рассеивающий экран преломляет радиоволны под разными углами, образуя области фокусировки и дефокусировки лучей на определенном расстоянии от плоскости линзы [10]. Области фокусировки лучей еще называют каустиками, они предоставляют ценную информацию для изучения физических свойств промежуточного рассеивающего экрана.

Впервые ESE были обнаружены в конце 80-х годов на кривых блеска квазаров, полученных с использованием интерферометра Green Bank, в ходе астрометрических наблюдений радиоисточников [13; 146]. Несколько лет спустя аналогичные вариации плотности потока были обнаружены на кривых блеска

пульсаров [188]. Считается, что в обоих случаях ESE вызваны плазменными структурами в МЗС с характерными масштабами порядка а.е., которые преломляют радиоволны [18; 133; 148]. В случае АЯГ ESE могут быть сформированы более далекими и/или комплексными галактическими структурами, поскольку внегалактические радиоисточники зондируют МЗС на всю глубину, в отличие от пульсаров. В отличие от RISS, ESE является редким событием. Авторы работы [147] оценили, что частота появления ESE составляет примерно 0.01 событий в год на один источник. На сегодняшний день известно не более десятка активных ядер галактик [напр., 11; 12; 146] и пульсаров [напр., 189—191], которые демонстрировали ESE на своих гигагерцовых кривых блеска. Непредсказуемость возникновения ESE существенно усложняет обнаружение новых источников, демонстрирующих данный эффект, а значит и изучение свойств плазменных структур, ответственных за формирование этих модуляций.

«Модельное» линзирование должно создавать симметричные модуляции на кривой блеска. Однако реальные данные не всегда показывают такую симметрию из-за искажений на разных временных масштабах, например:

- долгопериодический тренд, связанный с внутренней эволюцией источника (рождением и распространением вниз по джету новых ярких компонент выброса), приводит к ненулевому наклону кривой блеска — росту плотности потока во время вспышки и падению на фазе высвечивания;
- орбитальное движение Земли влияет на проекцию скорости движения рассеивающего экрана относительно наблюдателя, что может приводить к определенной асимметрии в наблюдаемых кривых блеска;
- временная суперпозиция различных эффектов рассеяния со сравнимыми амплитудами и периодом вариаций (ESE, SRV, RISS и др.);
- сложная морфология источника и/или линзы;
- искривленная траектория в собственном движении линзы и др.

Существует вероятность, что фоновый источник пройдет вблизи, но не через луч зрения на источник. Это приведет к одному широкому максимуму без связанного с ним минимума [147; 164]. Отличить такие модуляции от общей шумовой дорожки может быть проблематично, за исключением случаев, когда амплитуда всплеска будет значительно превышать типичный уровень шума. Все упомянутые выше особенности усложняют не только поиск, но и модели-

рование событий рассеяния на кривых блеска компактных/внегалактических радиоисточников.

Чтобы продемонстрировать типичные вариации плотности потока источника на масштабах нескольких месяцев, на Рисунке 3.6 показаны последовательные двухгодичные интервалы кривых блеска РАТАН-600, измеренных на частотах 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц (зеленый, синий и красный цвет, соответственно). Для поиска кандидатов ESE на кривых блеска РАТАН-600 была оценена максимальная амплитуда вариаций плотности потока в окошке переменной ширины (2–7 месяцев), с шагом в одну неделю по всем кривым блеска. Те участки кривой блеска, которые показали самые высокие амплитуды вариаций (больше 5% от медианы), имеющие симметричную форму и наблюдающиеся одновременно на нескольких частотах, были визуальным образом проанализированы. Так, из множества были отобраны три события-кандидата ESE:

1. первое событие произошло в июне 2011 года. Оно явно показывает характерные квазисимметричные вариации плотности потока, похожие на ESE, одновременно измеренные на всех частотах наблюдений 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц (Рисунок 3.3, снизу слева);
2. второе событие началось в марте 2015 года. Интересно, что эти модуляции были обнаружены только на частотах 8.2 и 11.2 ГГц (Рисунок 3.3, снизу посередине). По крайней мере еще шесть ESE-подобных модуляций наблюдаются после этого события и вплоть до июня 2016 года. Следующие друг за другом вариации плотности потока частично перекрываются в области каустик. Эта особенность подробно обсуждается в разделе 3.5.2;
3. третье одиночное событие ESE произошло в июле 2020 года. Модуляции происходят одновременно на всех частотах наблюдения (Рисунок 3.3, снизу справа). Интересно, что это событие также упоминалось в Главе 2 как кандидат ESE по данным кривой блеска OVRO на частоте 15 ГГц (см. Рисунок 2.8 в Главе 2, зеленая полоса).

Продолжительность обнаруженных событий в среднем составляет четыре месяца, а максимальные вариации плотности потока достигают 10% на 11.2 ГГц. Амплитуда этих модуляций увеличивается с частотой, что может быть связано с увеличением доли плотности потока наиболее яркого и компактного компонента джета (обычно РСДБ-ядра) по отношению к полной наблюдаемой плотности потока. Кроме того, на низких частотах истинный размер источника больше

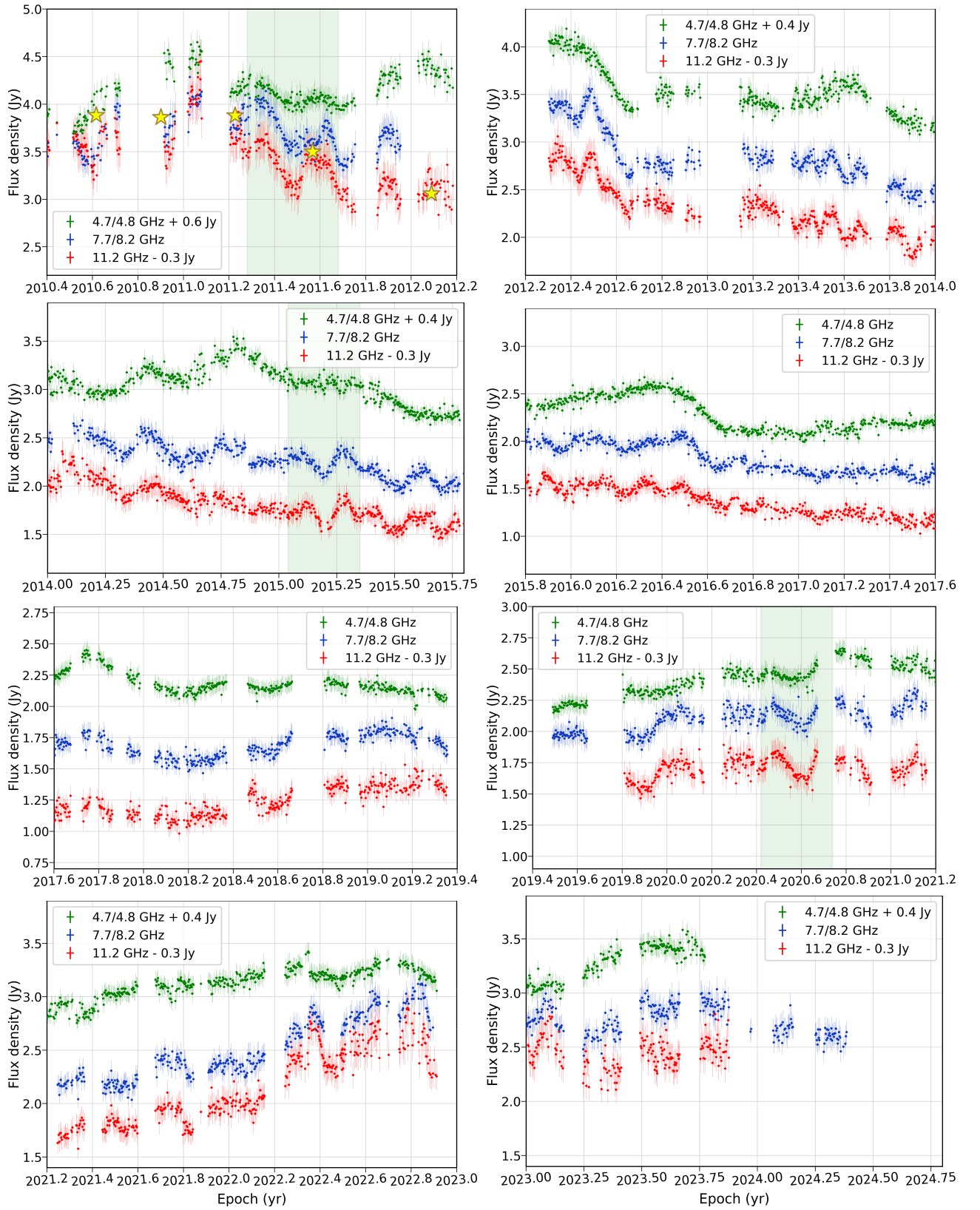


Рисунок 3.6 — Кривые блеска квазара 2005+403 по данным РАТАН-600, измеренные на частотах 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц (зеленый, синий и красный цвет, соответственно). Желтые звездочки показывают эпохи и плотность потока квазара, измеренные в рамках программы MOJAVE на 15.4 ГГц. Некоторые из кривых блеска сдвинуты по шкале плотности потока, чтобы избежать пересечения с другими частотами (величина и направление сдвига указаны в легенде).

($\theta_{\text{core}} \propto \nu^{-1}$) и может быть даже слишком большим для формирования высокоамплитудных ESE с отдельными разрешенными каустическими пиками. Протяженный фоновый источник сглаживает каустические поверхности на кривых блеска. Когда угловой размер радиоисточника намного больше размера линзы в проекции на небо, результатом рефракции является рябь, а не отдельные симметричные модуляции [10].

С помощью алгоритмов zDCF и GP были также оценены временные задержки между кривыми блеска на разных частотах в периоды событий рассеяния. На Рисунке 3.7 представлены результаты zDCF для ESE 2020 года в качестве примера. Для каждой пары частот пиковое значение задержки согласуется с нулем в пределах доверительного интервала 2σ . Характерной частотной зависимости задержек, ожидаемой в случае синхротронного самопоглощения [44; 141], не наблюдается, что подтверждает внешнюю по отношению к источнику природу наблюдаемых вариаций. Задержки, полученные для других ESE (в 2011 и 2015 гг.), демонстрируют аналогичные результаты. Небольшие отклонения за пределы 2σ наблюдаются для ESE в 2011 году для пар частот 7.7 и 4.8 ГГц, а также 11.2 и 7.7 ГГц. Временные задержки на масштабах дней могут возникать из-за искажений наблюдаемой формы ESE, что может быть вызвано целым рядом эффектов, влияющих на конечный результат zDCF-тестов. Например, правая каустика ESE в 2011 году (особенно на 7.7 ГГц) выглядит несколько искаженной (нижняя панель слева на Рисунке 3.3).

Кривая блеска РАТАН-600, измеренная на 4.7/4.8 ГГц, демонстрирует долгопериодический тренд порядка семи лет, что хорошо согласуется с наблюдаемыми на более высоких частотах (7.7/8.2 и 11.2 ГГц) особенностями. Однако только на этой частоте обнаружены необычные высокоамплитудные (20% от медианного значения) вариации плотности потока между 2010 и 2018 годами. Примечательно, что после 2018 года эти вариации не наблюдаются. Используя обобщенную периодограмму Ломба-Скаргла (Generalized Lomb-Scargle periodogram, GLS) можно получить оценки спектральной плотности мощности для дискретных или зашумленных временных рядов. Так, пики на графике GLS периодограммы укажут на вероятные периоды (или частоты) присутствующие в данных периодических сигналов. GLS периодограммы были построены отдельно для кривой блеска на частоте 4.7/4.8 ГГц до и после 2018 года. В результате обнаружено присутствие устойчивых периодических модуляций с периодом примерно 1.36 года, которые исчезли после 2018 года

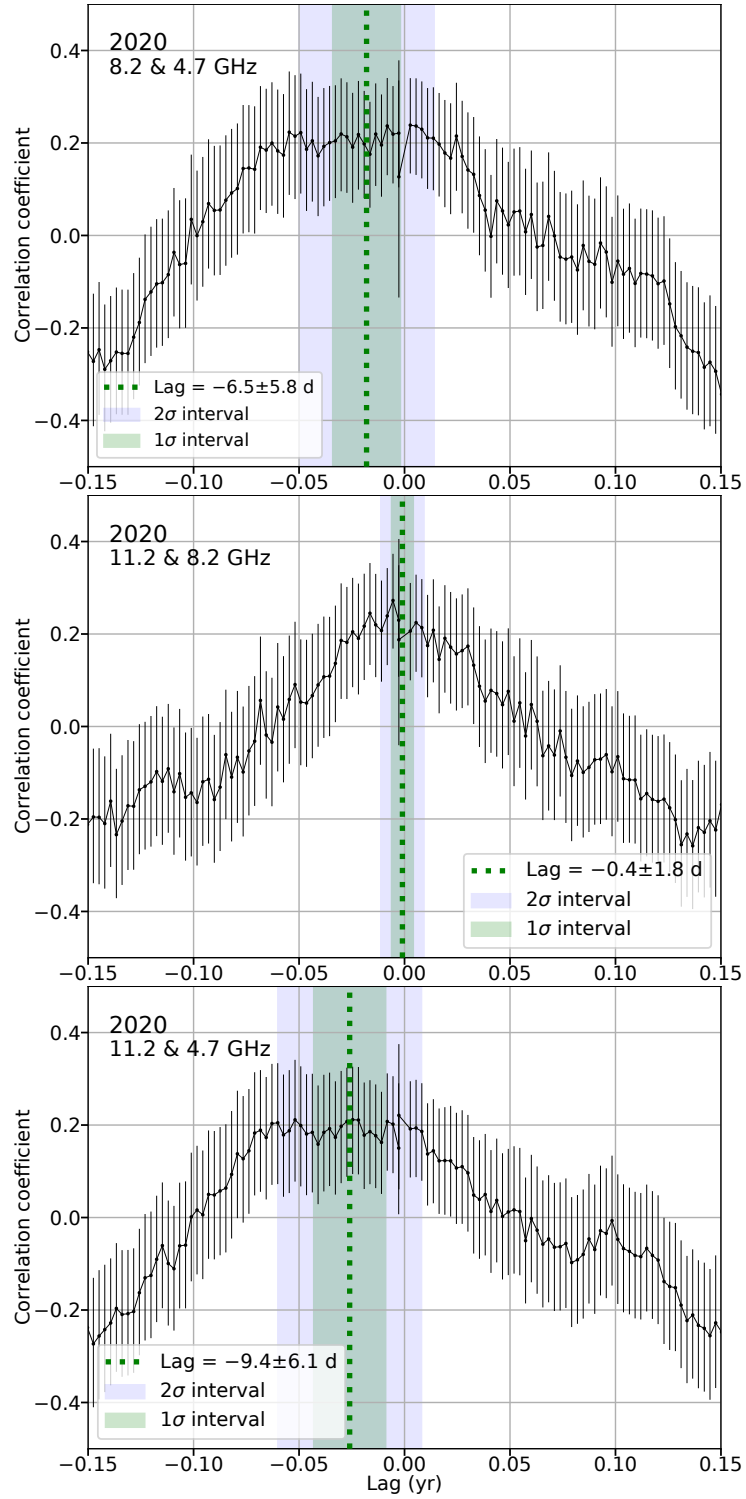


Рисунок 3.7 — zDCF зависимости, построенные по кривым блеска квазара 2005+403, измеренным в период ESE в 2020 году. Положительная временная задержка соответствует более раннему приходу излучения на более высокой частоте, чем излучение на более низкой частоте [44; 141]. Вертикальная пунктирная линия указывает положение пика, оцененного в диапазоне задержек ± 0.15 года. Заштрихованные зеленые и фиолетовые области соответствуют доверительным интервалам 1σ и 2σ , соответственно. Вертикальные отрезки показывают оценки ошибок коэффициентов корреляции.

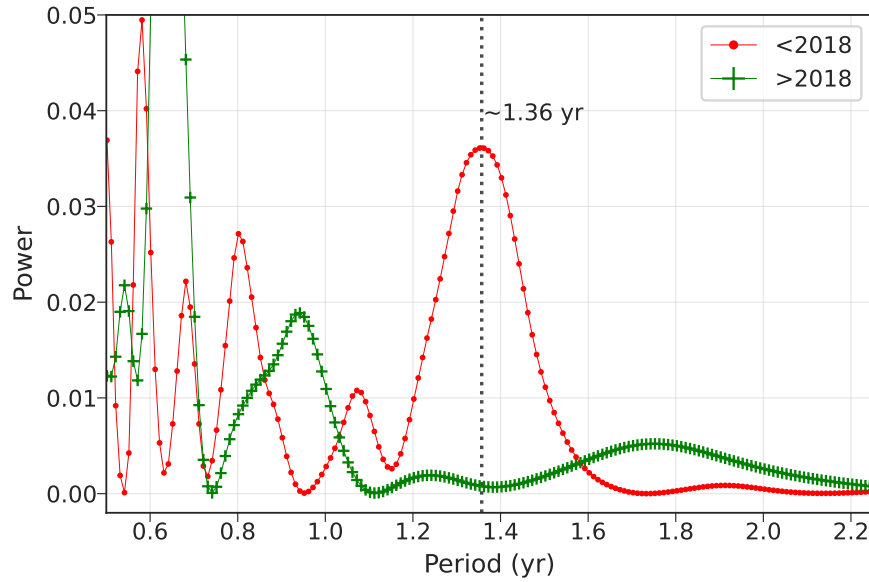


Рисунок 3.8 — Обобщенные периодограммы Ломба-Скаргла, построенные для кривой блеска РАТАН-600, измеренной на частоте 4.7/4.8 ГГц отдельно до 2018 (красная кривая) и после 2018 года (зеленая кривая). Периодограммы обнаружили высокоамплитудные вариации с периодом 1.36 года, которые исчезли после 2018 года. Происхождение и природа этих модуляций неясны и требуют дополнительного исследования.

(Рисунок 3.8). Происхождение этих высокоамплитудных модуляций неизвестно и требует дальнейшего более детального исследования. Оно может быть связано как с процессами, происходящими внутри источника, так и с эффектами рассеяния, что наиболее вероятно. На обеих периодограммах присутствуют высокоамплитудные пики с меньшими периодами (меньше 0.6 года), однако их структура доминирована шумами.

3.5 Многочастотная подгонка событий рассеяния на кривых блеска

Как обсуждалось ранее, квазар 2005+403 демонстрирует характерные многочастотные вариации плотности потока, отождествленные с ESE, обнаруженные на эпохи 2011.5, 2015.2 и 2020.6. Для количественного описания свойств межзвездных рассеивающих линз, наблюдаемые модуляции на кривых блеска РАТАН-600 были подогнаны, используя модель стохастического перераспределения потока F94 [147] и модель гауссовой линзы C98 [10]. Наблюдаемые события рассеяния происходили на 2–3 частотах одновременно. Это позволяет провести совместную многочастотную подгонку этих модуляций моделями F94 и C98, принимая во внимание, что:

1. истинный размер источника масштабируется с частотой как $\theta_s \propto \nu^{-k_{\text{int}}}$, где $k_{\text{int}} = 1$. Здесь предполагается, что компонент РСДБ-ядра доминирует в рассеянии. Наблюдаемый размер РСДБ-ядра обратнопропорционален ν в предположении конической формы выброса [44];
2. из-за углового уширения наблюдаемый угловой размер источника масштабируется с частотой как $\theta_b \propto \nu^{-k_{\text{scat}}}$, где оценка k_{scat} была получена в Главе 2 (раздел 2.3.2) и равна 2.01 ± 0.13 .

В качестве альтернативы также рассматривалась возможность того, что в рассеянии доминирует внутренний оптически тонкий компонент, а не ядро, что подразумевает масштабирование с $k_{\text{int}} = 0$. Однако в рамках данного предположения не удалось получить разумные оценки истинного размера источника. Поэтому было решено ограничиться предположением о рассеянии именно РСДБ-ядра как яркого и наиболее компактного компонента структуры источника.

3.5.1 Моделирование одиночных событий рассеяния

В мае 2011 года через луч зрения на квазар 2005+403 начала проходить рассеивающая линза. Характерные модуляции, связанные с линзированием, наблюдаются на кривых блеска РАТАН-600 на всех частотах, т.е. на 4.8, 7.7 и 11.2 ГГц. Амплитуда вариаций плотности потока во время события достигает 10% на частоте 11.2 ГГц. Методами байесовской статистики (подробно обсуждается в разделе 3.2.3) были получены оценки физических параметров линзы и источника. Результаты подгонки кривых блеска с помощью модели F94 показаны на Рисунке 3.9 (слева), а подогнанные параметры модели с заданными приорами приведены в Таблице 15. Апостериорные распределения параметров модели для этого ESE приведены в Приложении Б на Рисунке Б.1. Восстановленные параметры линзы и источника приведены в Таблице 16 (третий столбец).

Как было отмечено выше, на кривой блеска, измеренной на частоте 7.7 ГГц на эпоху конца июня 2011 года (в период ESE), заметно некоторое искажение правой каустики. Благодаря удачному совпадению, одна из эпох наблюдения 2005+403 в рамках проекта MOJAVE на частоте 15.4 ГГц совпадает с этим моментом по времени. На Рисунке 3.2 показана карта распределения

Таблица 15 — Оценки параметров моделей F94 и C98 для ESE, наблюдающихся на кривых блеска РАТАН-600 в 2011, 2015 и 2020 годах.

Пар-р	Границы priоров	Медиана и 1σ -доверительный интервал		
		2011	2015	2020
Δt		0.39	0.37	0.47
μ_s	0.1 – 20.0	$8.14^{+0.40}_{-0.32}$	$13.24^{+1.50}_{-1.02}$	$8.45^{+0.53}_{-0.39}$
$\theta_{l,s,1}$	0.1 – 5.0	$0.34^{+0.06}_{-0.06}$	$0.71^{+0.20}_{-0.21}$	$0.19^{+0.08}_{-0.05}$
$\theta_{b,s,1}$	0.1 – 5.0	$1.54^{+0.19}_{-0.11}$	$1.16^{+0.29}_{-0.17}$	$2.07^{+0.49}_{-0.36}$
f_{core1}	0.0 – 1.0	$0.20^{+0.04}_{-0.04}$	$0.42^{+0.12}_{-0.11}$	$0.18^{+0.07}_{-0.06}$
f_{core2}	0.0 – 1.0	$0.39^{+0.08}_{-0.08}$	$0.75^{+0.18}_{-0.22}$	$0.56^{+0.13}_{-0.16}$
f_{core3}	0.0 – 1.0	$0.89^{+0.08}_{-0.15}$	...	$0.81^{+0.14}_{-0.22}$
δ	–0.1 – 0.1	$-0.012^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.009^{+0.001}_{-0.001}$	$-0.013^{+0.002}_{-0.002}$
m_1	–1.0 – 0.5	$-0.017^{+0.002}_{-0.002}$	$0.003^{+0.002}_{-0.002}$	$0.009^{+0.002}_{-0.002}$
m_2	–1.0 – 0.5	$-0.041^{+0.005}_{-0.005}$	$0.001^{+0.002}_{-0.001}$	$0.011^{+0.002}_{-0.002}$
m_3	–1.0 – 0.5	$-0.021^{+0.002}_{-0.002}$	...	$0.001^{+0.002}_{-0.002}$
α	0.1 – 10.0	$0.68^{+0.50}_{-0.50}$	$0.22^{+0.03}_{-0.02}$	$1.41^{+0.21}_{-0.19}$

Примечание: Индекс «1» в названии параметра означает, что это значение было оценено для данных с самой низкой частотой из использованных для подгонки (частоты указаны на Рисунке 3.3 (см. нижнюю панель)). Следующие индексы (2 и 3) соответствуют более высоким частотам в наборе в порядке возрастания. Для ESE в 2015 году использовались только две частоты для подгонки (8.2 и 11.2 ГГц), так как на 4.8 ГГц не наблюдается существенных модуляций.

Параметры моделей: Δt – приблизительная продолжительность события в годах, μ_s – собственное движение линзы в единицах истинного размера источника θ_s , $\theta_{l,s}$ – угловой размер линзы в единицах θ_s , $\theta_{b,s}$ – угловое уширение источника в единицах θ_s , f_{core1} , f_{core2} , f_{core3} – доля плотности потока рассеянного компонента на разных частотах по мере их роста, δ – сдвиг эпохи минимума события рассеяния, измеренный в годах (δ необходим, т.к. изначально определяется примерное значение эпохи минимума), m_1 , m_2 , m_3 – наклон кривой блеска, аппроксимированный линейным трендом отдельно для каждой частоты, α – сила линзы, оцененная по данным на 11.2 ГГц с использованием модели C98.

Таблица 16 — Свойства плазменных линз и квазара 2005+403, полученные с помощью подгонки ESE с использованием моделей F94 и C98.

ν (1)	Пар-р (2)	Медиана $\pm 1\sigma$ (3)	Медиана $\pm 1\sigma$ (4)	Медиана $\pm 1\sigma$ (5)	Ед. измер. (6)
		2011.48	2015.20	2020.60	
	θ_1	0.41 ± 0.08	0.38 ± 0.06	0.17 ± 0.04	мсек дуги
	a_1	0.73 ± 0.15	0.68 ± 0.11	0.30 ± 0.06	а.е.
	μ_1	9.88 ± 1.98	7.19 ± 1.18	7.71 ± 1.64	мсек дуги/год
	V_1	83.8 ± 16.8^a	61.1 ± 10.0^b	65.4 ± 14.1^c	км/с
	n_e	1439_{-118}^{+109}	913_{-107}^{+123}	1199_{-158}^{+185}	см ⁻³
	M_1	$0.42_{-0.03}^{+0.03}$	$1.89_{-0.21}^{+0.24}$	$0.02_{-0.01}^{+0.01}$	$10^{-15} M_\odot$
4.7/ 4.8 ГГц	θ_b^*	$2.73_{-0.22}^{+0.24}$	...	$2.84_{-0.22}^{+0.24}$	мсек дуги
	θ_s	$1.77_{-0.19}^{+0.13}$	...	$1.37_{-0.26}^{+0.29}$	мсек дуги
	S_{scat}	$0.68_{-0.12}^{+0.14}$	...	$0.43_{-0.14}^{+0.16}$	Ян
	S_{unscat}	$2.78_{-0.14}^{+0.12}$	...	$2.02_{-0.16}^{+0.14}$	Ян
7.7/ 8.2 ГГц	θ_b^*	$1.64_{-0.14}^{+0.15}$	$1.09_{-0.16}^{+0.17}$	$1.63_{-0.13}^{+0.14}$	мсек дуги
	θ_s	$1.11_{-0.12}^{+0.08}$	$0.94_{-0.19}^{+0.16}$	$0.79_{-0.15}^{+0.16}$	мсек дуги
	S_{scat}	$1.45_{-0.28}^{+0.29}$	$0.94_{-0.26}^{+0.26}$	$1.19_{-0.33}^{+0.28}$	Ян
	S_{unscat}	$2.22_{-0.29}^{+0.28}$	$1.33_{-0.26}^{+0.26}$	$0.95_{-0.28}^{+0.33}$	Ян
11.2 ГГц	θ_b^*	$1.17_{-0.09}^{+0.10}$	$0.80_{-0.12}^{+0.13}$	$1.19_{-0.09}^{+0.09}$	мсек дуги
	θ_s	$0.76_{-0.08}^{+0.06}$	$0.69_{-0.14}^{+0.12}$	$0.58_{-0.11}^{+0.12}$	мсек дуги
	S_{scat}	$3.31_{-0.54}^{+0.29}$	$1.53_{-0.44}^{+0.36}$	$1.62_{-0.46}^{+0.29}$	Ян
	S_{unscat}	$0.39_{-0.29}^{+0.54}$	$0.49_{-0.36}^{+0.44}$	$0.42_{-0.29}^{+0.46}$	Ян

Описание столбцов: (1) центральная частота наблюдений; (2) обозначение параметра; (3), (4), (5) оценки параметров линз и источника для событий с эпохой минимума в 2011.48, 2015.20 и 2020.60; (6) единица измерения.

^{a,b,c} Поправки к поперечной скорости за вращение Земли вокруг Солнца составляют -9.8 , $+18.2$ и -7.1 км/с, соответственно в 2011.48, 2015.20 и 2020.60 гг.

* Этот параметр был рассчитан по формуле (3.4).

Примечание 1: ESE в 2015 г. обнаружено только по данным на двух частотах.

Примечание 2: параметры n_e и M_1 были подогнаны с применением модели C98 к данным на частоте 11.2 ГГц, все остальные с помощью F94.

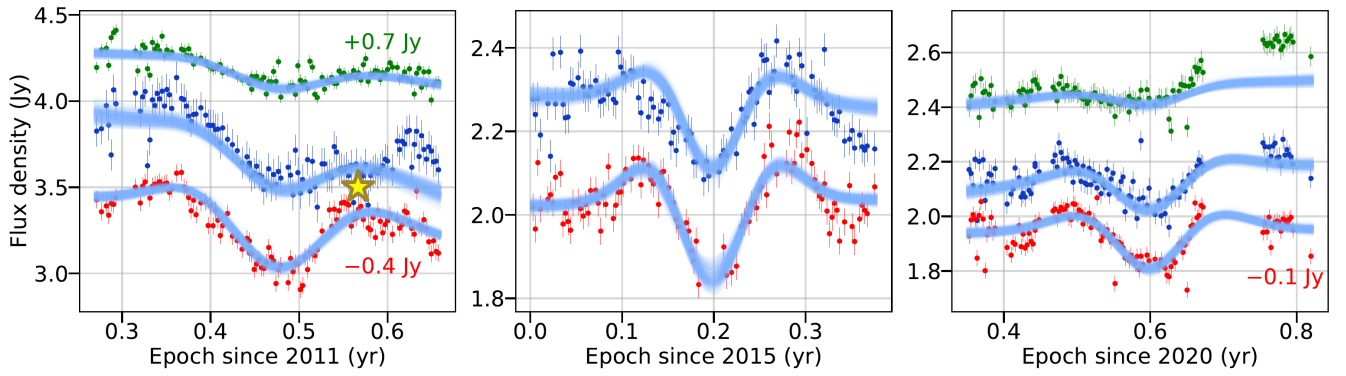


Рисунок 3.9 — Кривые блеска квазара 2005+403 по данным РАТАН-600, измеренные на частотах 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц (зеленый, синий и красный цвет, соответственно) и отождествленные с ESE. Голубые кривые показывают модельные предсказания для 300 случайных реализаций параметров из апостериорного распределения. Желтая звезда показывает измерение плотности потока по данным MOJAVE 15.4 ГГц на данную эпоху, которая совпадает по времени с формированием правой каустики ESE. VLBA-изображение квазара в полной интенсивности на эту эпоху показано на Рисунке 3.2, а модель источника в Таблице 14. На данном рисунке вертикальные отрезки у каждой точки кривой блеска показывают неопределенность измерения на уровне 1σ (подробности см. в разделе 3.2.3).

яркости квазара на соответствующую эпоху, которая демонстрирует характерную для 15.4 ГГц морфологию с односторонним джетом, распространяющимся в позиционном угле $PA = 93^\circ$ в пределах 2 мсек дуги от ядра, затем струя меняет свое направление на юго-восток с $PA = 126^\circ$. Модель источника содержит пять гаусс-компонент, где самой яркой является не ядро, а оптически тонкий компонент (J1 на Рисунке 3.2 и в Таблице 14). Эти две компактные и яркие компоненты в начале выброса могут существенно влиять на результирующую форму и симметрию наблюдаемого ESE, поскольку экран может рассеивать оба этих компонента по отдельности, создавая нетипичные модуляции на кривых блеска. Более того, обнаружено, что на эту эпоху РСДБ-ядро (C) и компонент джета (J1) демонстрируют признаки анизотропного рассеяния. Два эллиптических гаусс-компонента, использованные для моделирования C и J1, вытянуты в направлении $PA = 29^\circ$ и 38° , соответственно, что может говорить о формировании вторичных изображений источника. Структурные особенности, вызванные рассеянием, вытянуты в направлении, близком к линии равной галактической широты ($PA = 40^\circ$), что может свидетельствовать в пользу плоской геометрии

экрана и/или его орбитального движения параллельно плоскости Галактики. Интересно, что если вместо эллиптических гаусс-компонент в начале выброса использовать круговые, то компонент J1 распадается на два, позиционный угол между которыми близок по направлению к $b = \text{const}$. Эти два компонента имеют сопоставимые размеры и плотности потока, что может свидетельствовать об обнаружении субизображения J1. Однако в случае компонента С вторичное изображение разрешить таким образом не удалось.

Второе событие ESE, начавшееся в феврале 2015 года, обнаружено на частотах 8.2 и 11.2 ГГц. Результаты подгонки кривых блеска с помощью модели F94 показаны на Рисунке 3.9 (в середине); подогнанные параметры модели с заданными приорами приведены в Таблице 15. Апостериорные распределения параметров модели для этого ESE приведены в Приложении Б на Рисунке Б.2. Восстановленные параметры линзы и источника приведены в Таблице 16 (четвертый столбец).

Третье обнаруженное ESE началось в июне 2020 года и наблюдалось на всех трех частотах, т.е. на 4.7, 8.2 и 11.2 ГГц. Результаты подгонки кривых блеска с помощью модели F94 показаны на Рисунке 3.9 (справа). Подогнанные параметры модели с заданными приорами приведены в Таблице 15. Апостериорные распределения параметров модели для этого ESE приведены в Приложении Б на Рисунке Б.3. Восстановленные параметры линзы и источника приведены в Таблице 16 (пятый столбец). Результаты подгонки показывают, что параметр f_{core} увеличивается с частотой, что согласуется с предположением о рассеянии РСДБ-ядра. Доля рассеянной компоненты полной плотности потока увеличивается с ростом частоты благодаря крутому спектру оптически тонкого излучения струи и плоскому спектру ядра.

Поскольку ESE-модели содержат только относительные размеры источника и линзы, то восстановленные параметры линзы будут иметь частотную зависимость (чего быть не должно), так как истинный размер РСДБ-ядра на разных частотах отличается. В связи с этим, параметры линзы были восстановлены на каждой из частот наблюдений отдельно, после чего усреднены. Согласно полученным оценкам, продолжительность прохождения плазменной линзы через луч зрения на источник для каждого из трех событий составила около четырех месяцев. Угловой размер рассеивающей линзы (θ_l) в 2011, 2015 и 2020 годах был меньше углового размера источника (θ_s), что привело к формированию ESE с округлым узким минимумом (см. Рисунок 3.1, па-

нель слева). Линейные размеры линз были оценены через соотношение $a_l = \theta_l \times D$, где среднее значение a_l по всем ESE составляет 0.6 ± 0.1 а.е. Среднее собственное движение плазменных линз поперек луча зрения составляет $\mu_l = 8.3 \pm 0.7$ мсек дуги/год, что соответствует средней поперечной скорости линз относительно наблюдателя $V_l = 4.74 \mu_l \times D \approx 70.1 \pm 5.7$ км/с, где $D = 1.79 \pm 0.10$ кпк – предполагаемое расстояние до линзы [149]. Луч зрения на источник также проходит через Рукав Персея (~ 6 кпк) и Внешний Рукав (~ 10 кпк), которые также потенциально могут содержать рассеивающие экраны. Однако в этом случае модельная поперечная скорость линзы будет сопоставима или даже превысит максимальную скорость на кривой вращения Галактики. Скорее всего, экран расположен в Местном Рукаве, не дальше областей звездообразования в Лебеде X со средним расстоянием до них порядка 1.79 кпк.

В дополнение к параметрам линз, упомянутым выше, модель C98 позволила сделать грубую (из-за сильной вырожденности параметров) оценку максимальной плотности свободных электронов на луче зрения (n_e) и массы линзы (M_l). Кривые блеска на самой высокой частоте (11.2 ГГц) в периоды событий рассеяния были подогнаны с помощью модели C98, используя априорную информацию о параметрах, полученную из результатов подгонки в рамках модели F94 на частоте 11.2 ГГц, а именно: измеренное отношение углового размера источника к линзе (θ_s/θ_l), собственное движение (μ), доля плотности потока рассеянного компонента (f_{core3}), смещение эпохи минимума кривой (δ), наклон (m_3). Таким образом была получена оценка силы линзы α для каждого ESE, что позволило восстановить n_e и M_l в соответствии с уравнением (3.2). Полученные оценки α приведены в Таблице 15. На Рисунке Б.4 в Приложении Б приведено апостериорное распределение α для каждого ESE. Оценки n_e и M_l (также приведены в Таблице 16) получены в рамках предположения об осесимметричной линзе. В Таблице 16 также приведены оценки восстановленного в рамках модели рассеивающего экрана истинного, неискаженного рассеянием углового размера квазара (θ_s) на эпохи событий ESE, предполагая коническую форму выброса [44], т.е. зависимость наблюдаемого углового размера источника от частоты $\propto \nu^{-1}$.

Точная геометрия и физическое происхождение плазменных линз, вызывающих ESE, по-прежнему остаются весьма сложными вопросами. Энергетические процессы, которые поддерживают неоднородность МЗС (например,

взрывы сверхновых, фронты ионизации, волны плотности в спиральных рукавах Галактики и т.д.), обычно недолговечны и происходят в масштабах парсек или больше. Какой бы физический процесс ни создавал рассеивающие радиоизлучение экраны, они должны сохраняться на масштабах времени от месяцев до лет, чтобы соответствовать длительности наблюдаемых ESE. Согласно результатам моделирования, можно предположить, что плотные, ионизованные филаменты (также называют радиофиламентами), ориентированные преимущественно перпендикулярно плоскости Галактики и, вероятно, связанные с пульсарами [192], могут быть причиной наблюдаемых событий линзирования. В работе [193] также обсуждается возможность формирования ESE на кривых блеска радиоисточников плоскими, вытянутыми слоями плазмы с толщиной порядка а.е. или плазменными волокнами, ориентированными по крупномасштабному магнитному полю и выровненными вдоль луча зрения. Также, фронты ударных волн от остатков сверхновых [напр., 99] потенциально могут выступать в роли рассеивающих экранов, однако остатки сверхновых в направлении квазара 2005+403 не обнаружены. Кроме того, в случае осесимметричной линзы ESE требует довольно высоких значений плотности свободных электронов вдоль луча зрения ($n_e \geq 10^3 \text{ см}^{-3}$), что не наблюдается в направлении остатков сверхновых. Примечательно, что сценарии с листообразными/нитевидными структурами, ориентированными по лучу зрения, не требуют столь высокой плотности свободных электронов, потому что необходимая концентрация частиц достигается за счет протяженной структуры экрана [193; 194]. Другие сценарии и геометрии рассеивающих экранов сталкиваются с проблемой избыточного давления [195].

Солнечная элонгация источника достаточно велика и лежит в диапазоне от 76° до 103° . Маловероятно, что формирование ESE было результатом рассеяния на солнечной плазме (SRV), поскольку ни одно из событий не совпадает с эпохой минимума солнечной элонгации. Хотя известно, что модуляции на кривых блеска, связанные с ESE и SRV, визуально неотличимы [196].

По результатам моделирования обнаруженных событий рассеяния на кривых блеска РТАН-600 можно сделать вывод, что свойства плазменных линз, сформировавших обнаруженные события рассеяния, хорошо согласуются друг с другом, отражая обилие подобных структур в данном направлении в области созвездия Лебедь. В результате совместного анализа кривых блеска РТАН-600 и OVRO показано, что для данного источника ESE не являются редкими со-

бытиями и детектируются в широком диапазоне частот (от 4.7 до 15 ГГц), что говорит о сильной неоднородности плазмы на луче зрения источника и присутствии множественных дискретных структур (линз) с высокой рассеивающей силой.

3.5.2 Множественные события рассеяния, наблюдаемые в период 2015.1–2016.5

В предыдущих разделах отмечено, что вариации плотности потока квазара 2005+403 по данным кривых блеска PATAH-600 в период 2015.1–2016.6 выглядят как последовательность нескольких ESE-подобных модуляций. В данном разделе мы рассмотрим это подробнее. Так, наблюдается до шести ESE, следующих друг за другом (указаны черными стрелками на Рисунке 3.10), и один кандидат ESE (отмечен маленькой стрелкой), который выглядит скорее как рябь, но также может быть связан с рассеянием. Частота возникновения этих событий составляет 2.5 месяца (интервал между эпохами минимума ESE), при этом продолжительность одного события порядка нескольких месяцев (интервал между пиками каустик одного ESE). Вариации плотности потока имеют симметричную форму и одинаковую продолжительность на разных частотах наблюдения. Примечательно, что эти модуляции наблюдаются на кривых блеска, полученных на частотах 7.7/8.2 и 11.2 ГГц, но не наблюдаются на 4.7/4.8 ГГц. Как уже упоминалось, каустические поверхности могут быть сглажены из-за большего наблюдаемого размера источника на более низкой частоте.

Эти события также вряд ли связаны с рассеянием на солнечной плазме, как это было показано для источника 0537–158 в работе [196] (см. рисунок 4). Сравнивая эпохи минимумов наблюдаемых вариаций с эпохами минимальной и максимальной элонгации Солнца, обнаружена только одна низкоамплитудная модуляция в 2016.4, которая наблюдается на 7.7/8.2 и 11.2 ГГц и совпадает с эпохой минимальной солнечной элонгации 76° . Однако данное совпадение скорее имеет случайный характер.

Теоретически предсказано, что многокомпонентная структура фонового источника, а также комковатая неоднородная структура рассеивающего экрана могут вызвать формирование более одного ESE подряд на кривой блеска радиоисточника [147]. Такая последовательность множественных ESE обнаружена впервые и примечательно, что события несколько различаются по форме,

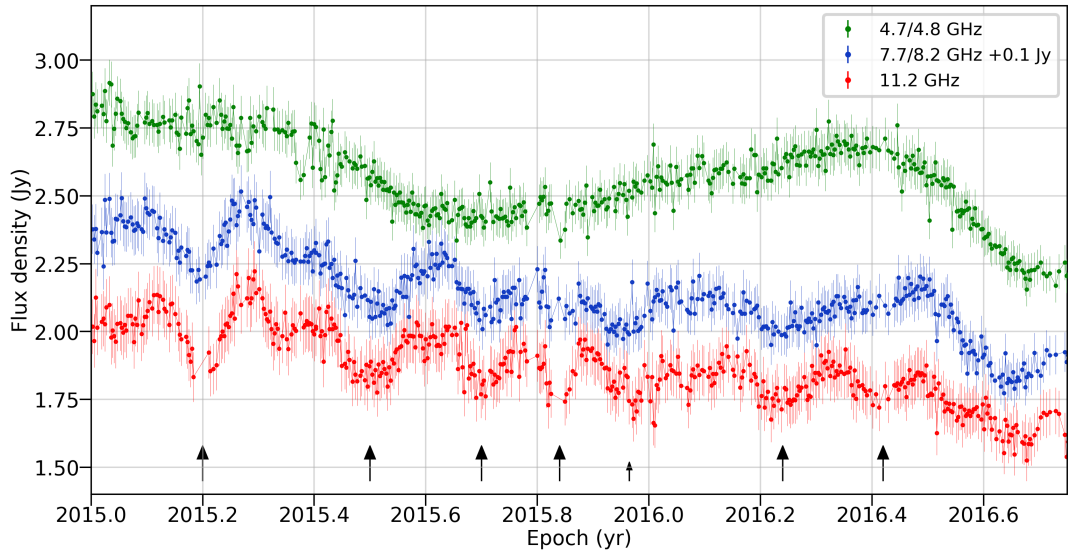


Рисунок 3.10 — Кривые блеска РАТАН-600, измеренные на частотах 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц (зеленая, синяя и красная кривая, соответственно), которые демонстрируют последовательность нескольких ESE-подобных модуляций подряд. Наблюдается минимум шесть симметричных вариаций плотности потока (эпохи минимума указаны черными стрелками) и один возможный кандидат (отмечен маленькой стрелкой).

амплитуде и продолжительности, что указывает на то, что свойства рассеивающих экранов, т.е. плотность свободных электронов, расстояние от наблюдателя, линейный размер или поперечная скорость, различаются. По-видимому, луч зрения на источник в течение этих полутора лет пересекала сложная сеть плотных ионизованных плазменных структур.

На Рисунке 3.2 показаны первые два компонента модели источника, которые расположены в начале струи и, как обсуждалось ранее, оба подвержены анизотропному рассеянию (С и J1). Ядро (С) и самый внутренний яркий компонент джета (J1) кажутся очень близкими в проекции на наблюдателя (расстояние 0.45 мсек дуги). Наличие нескольких ярких и компактных компонент в начале джета АЯГ или нескольких экранов на луче зрения, или комбинация этих двух эффектов, может вызывать множественные ESE на кривой блеска фонового радиоисточника. Однако, угловое расстояние между ядром и внутренним компонентом выброса в модели, приведенной в Таблице 14, спроецированное на линию равной галактической широты, составляет 0.17 мсек дуги. Наблюдаемая частота возникновения модуляций составляет 0.2 года, что соответствует собственному движению линзы $\mu \approx 0.85$ мсек дуги/год. Данная оценка значительно меньше характерного значения μ , оцененного из модели-

рования других событий экстремального рассеяния данного источника (см. Таблицу 16).

3.6 Заключение к Главе 3

В данной Главе исследованы кривые блеска квазара, полученные с помощью радиотелескопа РАТАН-600 на частотах 4.7/4.8, 7.7/8.2 и 11.2 ГГц с целью обнаружения признаков рассеяния радиоволн. С помощью кросс-корреляционного анализа кривых блеска показано, что вариации на частоте 11.2 ГГц опережают вариации на 7.7/8.2 ГГц примерно на 2.8 ± 1.2 месяца, а также опережают вариации на 4.7/4.8 ГГц на 7.6 ± 1.3 месяца. Между вариациями на 7.7/8.2 ГГц и 4.7/4.8 ГГц наблюдается задержка порядка 3.5 ± 1.1 месяца. Наблюдаемая частотная зависимость задержек сигнала согласуется с ожидаемой вследствие эффекта синхротронного самопоглощения АЯГ.

Обнаружено, что кривые блеска РАТАН-600 характеризуются переменностью в широком диапазоне временных масштабов (от дней до лет). Самый длительный масштаб составляет около семи лет и отчетливо наблюдается на кривых блеска всех трех частот. Причиной долговременной переменности может быть изменение доплеровского усиления, вызванное, например, прецессией струи, а также рождение и распространение новых РСДБ-компонент выброса в активном ядре. Модуляции, наблюдаемые на более коротких временных интервалах (1.5 года и меньше), скорее всего, связаны с эффектами рассеяния. Необычные высокоамплитудные модуляции плотности потока на масштабе 1.36 года были обнаружены на кривой блеска на РАТАН-600 на частоте 4.7/4.8 ГГц до 2018 года. Установлено, что данные модуляции не наблюдаются после 2018 года. Происхождение и физическая природа данных модуляций до сих пор неясна и требует дальнейшего подробного изучения.

На кривых блеска РАТАН-600 выявлены три отдельные модуляции плотности потока источника, регистрируемые сразу на нескольких частотах и связанные с экстремальным рассеянием, которые произошли в 2011, 2015 и 2020 годах. Продолжительность каждого события составляет около четырех месяцев, а амплитуда вариаций плотности потока достигает 10% на частоте 11.2 ГГц. Отсутствие значимых временных задержек между модуляциями на разных частотах свидетельствует о внешнем, относительно источника, происхождении

этих вариаций. Ни одно из событий не совпадает с периодом минимальной солнечной элонгации, что свидетельствует против их возникновения в результате рассеяния на солнечной плазме. Данные события были аппроксимированы при помощи моделей рефракционной дефокусировки, что позволило получить количественные оценки физических параметров рассеивающих экранов. Таким образом, получены следующие средние оценки: угловой и линейный размеры 0.3 ± 0.1 мсек дуги и 0.6 ± 0.1 а.е., соответственно, собственное движение 8.3 ± 0.7 мсек дуги/год и поперечная скорость 70.1 ± 5.7 км/с, максимальная плотность свободных электронов на луче зрения 1200 ± 120 см⁻³, а также масса линзы $(0.8 \pm 0.4) \times 10^{-15} M_{\odot}$. Рассеивающие экраны, формирующие наблюдаемые события рассеяния на гигагерцовых кривых блеска квазара, могут быть связаны с плотными ионизованными радиофиламентами, ориентированными преимущественно перпендикулярно плоскости Галактики и, вероятно, связанными с пульсарами, либо с протяженными слоями плазмы толщиной порядка а.е. или нитевидными плазменными структурами, ориентированными по лучу зрения.

Одна из эпох наблюдений источника в рамках программы MOJAVE на частоте 15.4 ГГц (24 июня 2011 года) совпала с правой каустикой события рассеяния, обнаруженного на кривых блеска РАТАН-600. В рассматриваемую эпоху самым ярким по плотности потока компонентом источника является самый внутренний компонент выброса, а не РСДБ-ядро. С помощью моделирования структуры источника набором гаусс-компонент были получены убедительные доказательства того, что анизотропное рассеяние происходит как в ядре, так и во внутреннем компоненте джета. Это первый зарегистрированный случай анизотропного рассеяния, наблюдаемого одновременно в двух РСДБ-компонентах выброса активного ядра.

Изменения плотности потока квазара 2005+403 на частотах 7.7/8.2 и 11.2 ГГц в период с 2015.1 по 2016.6 проявляются в виде последовательности ESE-подобных модуляций, включающей до шести событий подряд. Средний интервал между событиями составляет около 2.5 месяцев, а длительность каждого отдельного события – порядка нескольких месяцев. Данные модуляции, по-видимому, обусловлены рассеянием радиоизлучения в межзвездной среде. Как многокомпонентная структура фонового источника, так и комковатая/неоднородная структура рассеивающего экрана способны формировать несколько ESE на кривой блеска радиоисточника, при этом последний сценарий более ве-

роютен. Данные модуляции не обнаружены на частоте 4.7/4.8 ГГц, вероятно, из-за сглаживания каустик, вызванного бóльшим соотношением размеров источника и рассеивающей линзы на низкой частоте.

Заключение

В результате совместного анализа многочастотных радиоинтерферометрических данных, полученных с помощью системы апертурного синтеза VLBA, многочастотных данных мониторинговых наблюдений на радиотелескопе РАТАН-600, а также данных, полученных в режиме одиночной антенны на телескопе OVRO, проведено исследование рассеивающих свойств межзвездной среды Галактики и ее влияния на наблюдательные свойства активных галактик в широком диапазоне частот.

В диссертации получены следующие основные результаты:

- На основе РСДБ-данных 9 000 АЯГ построена карта распределения рассеивающих экранов в Галактике. Установлено, что рассеивающие экраны, содержащие флуктуации плотности горячей плазмы, сосредоточены в галактической плоскости, но распределены крайне неоднородно. За пределами плоскости Галактики не обнаружено высокой концентрации рассеивающих экранов, что может свидетельствовать об отсутствии локальных экранов и незначительном влиянии межгалактической среды на наблюдательные данные.
- Показано, что области Галактики, характеризующиеся высокой интенсивностью излучения в линии H_α , демонстрируют значимую пространственную корреляцию с областями сильного рассеяния. Эти участки неба позиционно связаны с областью созвездия Лебедя, областями звездообразования, остатков сверхновых и туманностей. Областью с самым сильным рассеянием является центр Галактики.
- Детальное исследование многочастотных и многоэпоховых РСДБ-данных квазара 2005+403 показало редкое формирование вторичных изображений, связанное с рефракционно-доминированным рассеянием в МЗС. Угловое расстояние между ядром и его субизображениями масштабируется как квадрат длины волны, что является убедительным свидетельством происхождения вторичных изображений вследствие рассеяния, а не внутренних изменений в источнике. Позиционный угол, вдоль которого формируются субизображения, свидетельствует в пользу плоской (в проекции на небо) геометрии рассеивающего экрана,

ориентированного преимущественно перпендикулярно плоскости Галактики.

- Исследована частотная зависимость углового размера РСДБ-ядра квазара 2005+403 и показано, что полученный степенной индекс рассеяния согласуется в пределах ошибок со значением, ожидаемым для турбулентности Колмогорова, если для оценок использовать данные наблюдений ниже 8.3 ГГц.
- Анализ многочастотных кривых блеска квазара 2005+403, полученных на радиотелескопе РАТАН-600, выявил множественные события экстремального рассеяния. Наблюдаемые вариации на кривых блеска были подогнаны с помощью моделей ESE, что позволило оценить физические параметры линз. В качестве таких линз могут выступать фронты ударных волн остатков сверхновых, ионизованные радиофиламенты, протяженные слои/листы плазмы толщиной порядка а.е. или нитевидные плазменные структуры, ориентированные по лучу зрения.
- По данным программы MOJAVE на частоте 15.4 ГГц квазара 2005+403 на эпоху 24 июня 2011 г. впервые обнаружено анизотропное рассеяние одновременно в РСДБ-ядре и во внутреннем компоненте выброса. Это событие совпало по времени с формированием каустической поверхности на кривых блеска РАТАН-600.

Полученные результаты расширяют представления о свойствах плазменных рассеивающих экранов в МЗС Галактики и их влиянии на наблюдаемое радиоизлучение активных ядер галактик. Эти достижения не только способствуют развитию астрофизики межзвездной плазмы и радиоастрономии, но и создают необходимую базу для будущих высокоточных наблюдений активных ядер на радиотелескопах нового поколения, таких как LOFAR и SKA.

В заключение автор диссертации выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю, Александру Борисовичу Пушкареву, за внимательное и мудрое руководство проектом, ценные критические замечания и создание комфортной и позитивной рабочей атмосферы в научной группе. Особая благодарность соавторам опубликованных статей за плодотворное сотрудничество и совместную активную работу. Автор также благодарит сотрудников Астрокосмического центра ФИАН и коллег из других научных организаций за содержательные обсуждения и активное участие, способствовавшее продвижению представленных исследований.

Список литературы

1. *Binney J., Merrifield M.* Galactic Astronomy. — 1998.
2. *Combes F.* Astrophysical Fractals: Interstellar Medium and Galaxies // The Chaotic Universe / под ред. V. G. Gurzadyan, R. Ruffini. — 01.2000. — с. 143—172.
3. *Falceta-Gonçalves D., Kowal G., Falgarone E., Chian A. C. .-L.* Turbulence in the interstellar medium // Nonlinear Processes in Geophysics. — 2014. — май. — т. 21, № 3. — с. 587—604.
4. *Ferrière K.* Plasma turbulence in the interstellar medium // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2020. — янв. — т. 62, № 1. — с. 014014.
5. *Duffett-Smith P. J., Readhead A. C. S.* The angular broadening of radio sources by scattering in the interstellar medium. // MNRAS. — 1976. — янв. — т. 174. — с. 7—17.
6. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y.* Milky Way scattering properties and intrinsic sizes of active galactic nuclei cores probed by very long baseline interferometry surveys of compact extragalactic radio sources // MNRAS. — 2015. — окт. — т. 452, № 4. — с. 4274—4282.
7. *Koryukova T. A., Pushkarev A. B., Plavin A. V., Kovalev Y. Y.* Tracing Milky Way scattering by compact extragalactic radio sources // MNRAS. — 2022. — сент. — т. 515, № 2. — с. 1736—1750.
8. *Jauncey D. L., Koay J. Y., Bignall H.* [и др.]. Interstellar scintillation, ISS, and intrinsic variability of radio AGN // Advances in Space Research. — 2020. — янв. — т. 65, № 2. — с. 756—762.
9. *Rickett B. J., Coles W. A., Bourgois G.* Slow scintillation in the interstellar medium. // A&A. — 1984. — май. — т. 134. — с. 390—395.
10. *Clegg A. W., Fey A. L., Lazio T. J. W.* The Gaussian Plasma Lens in Astrophysics: Refraction // ApJ. — 1998. — март. — т. 496, № 1. — с. 253—266.

11. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L.* [и др.]. VLBA observations of a rare multiple quasar imaging event caused by refraction in the interstellar medium // A&A. — 2013. — июль. — т. 555. — A80.
12. *Koryukova T. A., Pushkarev A. B., Kiehlmann S., Readhead A. C. S.* Multiple imaging of the quasar 2005 + 403 formed by anisotropic scattering // MNRAS. — 2023. — дек. — т. 526, № 4. — с. 5932—5948.
13. *Fiedler R. L., Dennison B., Johnston K. J., Hewish A.* Extreme scattering events caused by compact structures in the interstellar medium // Nature. — 1987. — апр. — т. 326, № 6114. — с. 675—678.
14. *Lang K. R.* Interstellar Scintillations of Pulsar Radiation // Science. — 1969. — дек. — т. 166, № 3911. — с. 1401—1403.
15. *Cordes J. M., Weisberg J. M., Boriakoff V.* Small-scale electron density turbulence in the interstellar medium. // ApJ. — 1985. — янв. — т. 288. — с. 221—247.
16. *Fey A. L., Spangler S. R., Mutel R. L.* VLBI Angular Broadening Measurements in the Cygnus Region // ApJ. — 1989. — февр. — т. 337. — с. 730.
17. *Cordes J. M., Rickett B. J., Backer D. C.* Radio wave scattering in the interstellar medium, San Diego, CA, 1988 // Radio Wave Scattering in the Interstellar Medium. т. 174. — 01.1988. — (American Institute of Physics Conference Series).
18. *Cordes J. M., Pidwerbetsky A., Lovelace R. V. E.* Refractive and diffractive scattering in the interstellar medium // ApJ. — 1986. — нояб. — т. 310. — с. 737—767.
19. *Urry C. M., Padovani P.* Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // PASP. — 1995. — сент. — т. 107. — с. 803.
20. *Fossati G., Maraschi L., Celotti A.* [и др.]. A unifying view of the spectral energy distributions of blazars // MNRAS. — 1998. — сент. — т. 299, № 2. — с. 433—448.
21. *Hughes P. A., Aller H. D., Aller M. F.* Synchrotron Emission from Shocked Relativistic Jets. I. The Theory of Radio-Wavelength Variability and Its Relation to Superluminal Motion // ApJ. — 1989. — июнь. — т. 341. — с. 54.

22. *Матвеев Л., Кардашев Н., Шоломицкий Г.* О радиоинтерферометре с большой базой. — Москва : Изв. высших учебных заведений, 1965, т. 8, № 4, с. 651; 1965.
23. *Napier P. J., Bagri D. S., Clark B. G.* [и др.]. The Very Long Baseline Array. // IEEE Proceedings. — 1994. — май. — т. 82, № 5. — с. 658—672.
24. *Johnson M. D., Kovalev Y. Y., Gwinn C. R.* [и др.]. Extreme Brightness Temperatures and Refractive Substructure in 3C273 with RadioAstron // ApJL. — 2016. — март. — т. 820, № 1. — с. L10.
25. *Greisen E. W.* AIPS, the VLA, and the VLBA // Information Handling in Astronomy - Historical Vistas. т. 285 / под ред. А. Heck. — 03.2003. — с. 109. — (Astrophysics and Space Science Library).
26. *Högbom J. A.* Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines // A&As. — 1974. — июнь. — т. 15. — с. 417.
27. *Shepherd M. C.* Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging // Astronomical Data Analysis Software and Systems VI. т. 125 / под ред. G. Hunt, H. Payne. — 01.1997. — с. 77. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
28. *Skilling J.* Nested Sampling // Bayesian Inference and Maximum Entropy Methods in Science and Engineering: 24th International Workshop on Bayesian Inference and Maximum Entropy Methods in Science and Engineering. т. 735 / под ред. R. Fischer, R. Preuss, U. V. Toussaint. — AIP, 11.2004. — с. 395—405. — (American Institute of Physics Conference Series).
29. *Efron B.* Bootstrap methods: another look at the jackknife annals of statistics 7: 1–26 // View Article PubMed/NCBI Google Scholar. — 1979. — т. 24.
30. *Metropolis N., Ulam S.* The Monte Carlo Method // Journal of the American Statistical Association. — 1949. — т. 44, № 247. — с. 335—341 ; — PMID: 18139350.
31. *Bayes T., Price R.* An Essay Towards Solving a Problem in the Doctrine of Chances. By the late Rev. Mr. Bayes, communicated by Mr. Price, in a letter to John Canton, MA. and F.R.S. // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. — 1763. — т. 53. — с. 370—418.
32. *Laplace P.* Memoire sur la Probabilite des Causes par les Evenements // l'Academie Royale des Sciences. — 1774. — т. 6. — с. 621—656.

33. *Rasmussen C. E., Williams C. K. I.* Gaussian Processes for Machine Learning (Adaptive Computation and Machine Learning). — The MIT Press, 2005.
34. *Kendall M. G.* Rank Correlation Methods. — 2-е изд. — London : Charles Griffin & Company Ltd., 1955.
35. *Edgington E. S.* Randomization Tests // International Encyclopedia of Statistical Science / под ред. М. Lovric. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2011. — с. 1182—1183.
36. *Field G. B., Goldsmith D. W., Habing H. J.* Cosmic-Ray Heating of the Interstellar Gas // ApJL. — 1969. — март. — т. 155. — с. L149.
37. *McKee C. F., Ostriker J. P.* A theory of the interstellar medium: three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. // ApJ. — 1977. — нояб. — т. 218. — с. 148—169.
38. *Rickett B. J.* Interstellar scattering and scintillation of radio waves. // ARA&A. — 1977. — янв. — т. 15. — с. 479—504.
39. *Armstrong J. W., Rickett B. J., Spangler S. R.* Electron density power spectrum in the local interstellar medium // ApJ. — 1995. — апр. — т. 443. — с. 209—221.
40. *Armstrong J. W., Cordes J. M., Rickett B. J.* Density power spectrum in the local interstellar medium // Nature. — 1981. — июнь. — т. 291, № 5816. — с. 561—564.
41. *Lovelace R. V. E., Salpeter E. E., Sharp L. E., Harris D. E.* Analysis of Observations of Interplanetary Scintillations // ApJ. — 1970. — март. — т. 159. — с. 1047.
42. *Goodman J., Narayan R.* Slow pulsar scintillation and the spectrum of interstellar electron density fluctuations // MNRAS. — 1985. — июнь. — т. 214. — с. 519—537.
43. *Kolmogorov A.* The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers // Proceedings of the USSR Academy of Sciences. — 1941. — с. 299—303.
44. *Blandford R. D., Königl A.* Relativistic jets as compact radio sources. // ApJ. — 1979. — авг. — т. 232. — с. 34—48.

45. *Konigl A.* Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources. // *ApJ*. — 1981. — февр. — т. 243. — с. 700—709.
46. *Asada K., Nakamura M.* The Structure of the M87 Jet: A Transition from Parabolic to Conical Streamlines // *ApJL*. — 2012. — февр. — т. 745, № 2. — с. L28.
47. *Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Nokhrina E. E.* [и др.]. A transition from parabolic to conical shape as a common effect in nearby AGN jets // *MNRAS*. — 2020. — июль. — т. 495, № 4. — с. 3576—3591.
48. *Lobanov A. P.* Ultracompact jets in active galactic nuclei // *A&A*. — 1998. — февр. — т. 330. — с. 79—89.
49. *Kovalev Y. Y., Lobanov A. P., Pushkarev A. B., Zensus J. A.* Opacity in compact extragalactic radio sources and its effect on astrophysical and astrometric studies // *A&A*. — 2008. — июнь. — т. 483, № 3. — с. 759—768.
50. *Sokolovsky K. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Lobanov A. P.* A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets. I. Evidence of dominating synchrotron opacity // *A&A*. — 2011. — авг. — т. 532. — A38.
51. *Pushkarev A. B., Hovatta T., Kovalev Y. Y.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments. IX. Nuclear opacity // *A&A*. — 2012. — сент. — т. 545. — A113.
52. *Petrov L., Gordon D., Gipson J.* [и др.]. Precise geodesy with the Very Long Baseline Array // *Journal of Geodesy*. — 2009. — сент. — т. 83. — с. 859—876.
53. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y.* Single-epoch VLBI imaging study of bright active galactic nuclei at 2 GHz and 8 GHz // *A&A*. — 2012. — авг. — т. 544. — A34.
54. *Piner B. G., Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y.* [и др.]. Relativistic Jets in the Radio Reference Frame Image Database. II. Blazar Jet Accelerations from the First 10 Years of Data (1994-2003) // *ApJ*. — 2012. — окт. — т. 758. — с. 84.
55. *Beasley A. J., Gordon D., Peck A. B.* [и др.]. The VLBA Calibrator Survey-VCS1 // *ApJS*. — 2002. — июль. — т. 141. — с. 13—21.
56. *Fomalont E. B., Petrov L., MacMillan D. S.* [и др.]. The Second VLBA Calibrator Survey: VCS2 // *AJ*. — 2003. — нояб. — т. 126. — с. 2562—2566.

57. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E., Gordon D.* The Third VLBA Calibrator Survey: VCS3 // *AJ.* — 2005. — февр. — т. 129. — с. 1163—1170.
58. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E. B., Gordon D.* The Fourth VLBA Calibrator Survey: VCS4 // *AJ.* — 2006. — март. — т. 131. — с. 1872—1879.
59. *Kovalev Y. Y., Petrov L., Fomalont E. B., Gordon D.* The Fifth VLBA Calibrator Survey: VCS5 // *AJ.* — 2007. — апр. — т. 133. — с. 1236—1242.
60. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E. B., Gordon D.* The Sixth VLBA Calibrator Survey: VCS6 // *AJ.* — 2008. — авг. — т. 136. — с. 580—585.
61. *Helmholtz J. F., Taylor G. B., Tremblay S.* [и др.]. The VLBA Imaging and Polarimetry Survey at 5 GHz // *ApJ.* — 2007. — март. — т. 658, № 1. — с. 203—216.
62. *Lee S.-S., Lobanov A. P., Krichbaum T. P.* [и др.]. A Global 86 GHz VLBI Survey of Compact Radio Sources // *AJ.* — 2008. — июль. — т. 136, № 1. — с. 159—180.
63. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E. B., Gordon D.* The Very Long Baseline Array Galactic Plane Survey—VGaPS // *AJ.* — 2011. — авг. — т. 142, № 2. — с. 35.
64. *Petrov L., Phillips C., Bertarini A.* [и др.]. The LBA Calibrator Survey of southern compact extragalactic radio sources - LCS1 // *MNRAS.* — 2011. — июль. — т. 414, № 3. — с. 2528—2539.
65. *Petrov L.* The Catalog of Positions of Optically Bright Extragalactic Radio Sources OBRS-1 // *AJ.* — 2011. — окт. — т. 142, № 4. — с. 105.
66. *Petrov L.* The EVN Galactic Plane Survey - EGaPS // *MNRAS.* — 2012. — янв. — т. 419, № 2. — с. 1097—1106.
67. *Petrov L.* The Catalog of Positions of Optically Bright Extragalactic Radio Sources OBRS-2 // *AJ.* — 2013. — июль. — т. 146, № 1. — с. 5.
68. *Schinzl F. K., Petrov L., Taylor G. B.* [и др.]. New Associations of Gamma-Ray Sources from the Fermi Second Source Catalog // *ApJS.* — 2015. — март. — т. 217, № 1. — с. 4.
69. *Shu F., Petrov L., Jiang W.* [и др.]. VLBI Ecliptic Plane Survey: VEPS-1 // *ApJS.* — 2017. — июнь. — т. 230, № 2. — с. 13.

70. *Jorstad S. G., Marscher A. P., Morozova D. A.* [и др.]. Kinematics of Parsec-scale Jets of Gamma-Ray Blazars at 43 GHz within the VLBA-BU-BLAZAR Program // *ApJ*. — 2017. — сент. — т. 846, № 2. — с. 98.
71. *Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D.* [и др.]. MOJAVE. XV. VLBA 15 GHz Total Intensity and Polarization Maps of 437 Parsec-scale AGN Jets from 1996 to 2017 // *ApJS*. — 2018. — янв. — т. 234, № 1. — с. 12.
72. *Petrov L., de Witt A., Sadler E. M.* [и др.]. The Second LBA Calibrator Survey of southern compact extragalactic radio sources - LCS2 // *MNRAS*. — 2019. — май. — т. 485, № 1. — с. 88–101.
73. *Nair D. G., Lobanov A. P., Krichbaum T. P.* [и др.]. Global millimeter VLBI array survey of ultracompact extragalactic radio sources at 86 GHz // *A&A*. — 2019. — февр. — т. 622. — A92.
74. *Petrov L.* The Wide-field VLBA Calibrator Survey: WFCS // *AJ*. — 2021. — янв. — т. 161, № 1. — с. 14.
75. *Popkov A. V., Kovalev Y. Y., Petrov L. Y., Kovalev Y. A.* Parsec-scale Properties of Steep- and Flat-spectrum Extragalactic Radio Sources from a VLBA Survey of a Complete North Polar Cap Sample // *AJ*. — 2021. — февр. — т. 161, № 2. — с. 88.
76. *Kellermann K. I., Kovalev Y. Y., Lister M. L.* [и др.]. Doppler boosting, superluminal motion, and the kinematics of AGN jets // *Ap&SS*. — 2007. — окт. — т. 311, № 1–3. — с. 231–239.
77. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B.* Direction of Parsec-scale Jets for 9220 Active Galactic Nuclei // *ApJS*. — 2022. — май. — т. 260, № 1. — с. 4.
78. *Geldzahler B. J., Shaffer D. B.* Very high-resolution observations of compact radio sources in the directions of supernova remnants // *ApJ*. — 1981. — авг. — т. 248. — с. 132–137.
79. *Cordes J. M., Ananthakrishnan S., Dennison B.* Radio wave scattering in the galactic disk // *Nature*. — 1984. — июнь. — т. 309, № 5970. — с. 689–691.
80. *Spangler S. R., Mutel R. L., Benson J. M., Cordes J. M.* Interstellar Scattering of Compact Radio Sources near Supernova Remnants // *ApJ*. — 1986. — февр. — т. 301. — с. 312.

81. *Thompson A. R., Moran J. M., Jr. G. W. S.* Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy // Springer. — 2017.
82. *Zensus J. A.* Parsec-Scale Jets in Extragalactic Radio Sources // ARA&A. — 1997. — янв. — т. 35. — с. 607—636.
83. *Blandford R., Meier D., Readhead A.* Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei // ARA&A. — 2019. — авг. — т. 57. — с. 467—509.
84. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Lobanov A. P.* Significant core shift variability in parsec-scale jets of active galactic nuclei // MNRAS. — 2019. — май. — т. 485, № 2. — с. 1822—1842.
85. *Lazio T. J. W., Ojha R., Fey A. L.* [и др.]. Angular Broadening of Intraday Variable AGNs. II. Interstellar and Intergalactic Scattering // ApJ. — 2008. — янв. — т. 672, № 1. — с. 115—121.
86. *Sokolovsky K. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Lobanov A. P.* A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets. I. Evidence of dominating synchrotron opacity // A&A. — 2011. — авг. — т. 532. — A38.
87. *Kutkin A. M., Sokolovsky K. V., Lisakov M. M.* [и др.]. The core shift effect in the blazar 3C 454.3 // MNRAS. — 2014. — февр. — т. 437, № 4. — с. 3396—3404.
88. *Downes D., Martin A. H. M.* Compact Radio Sources in the Galactic Nucleus // Nature. — 1971. — сент. — т. 233, № 5315. — с. 112—114.
89. *Koay J. Y., Jauncey D. L., Hovatta T.* [и др.]. The presence of interstellar scintillation in the 15 GHz interday variability of 1158 OVRO-monitored blazars // MNRAS. — 2019. — нояб. — т. 489, № 4. — с. 5365—5380.
90. *Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H.* [и др.]. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source // Nature. — 1968. — февр. — т. 217, № 5130. — с. 709—713.
91. *Taylor A. R., Stil J. M., Sunstrum C.* A Rotation Measure Image of the Sky // ApJ. — 2009. — сент. — т. 702, № 2. — с. 1230—1236.
92. *Cordes J. M., Lazio T. J. W.* NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations // arXiv e-prints. — 2002. — июль. — astro-ph/0207156.

93. *Finkbeiner D. P.* A Full-Sky H α Template for Microwave Foreground Prediction // *ApJS*. — 2003. — июнь. — т. 146, № 2. — с. 407—415.
94. *Reynolds R. J.* Interstellar H-alpha emission along the galactic equator // *ApJ*. — 1983. — май. — т. 268. — с. 698—709.
95. *Lovell J. E. J., Rickett B. J., Macquart J. .-P.* [и др.]. The Micro-Arcsecond Scintillation-Induced Variability (MASIV) Survey. II. The First Four Epochs // *ApJ*. — 2008. — дек. — т. 689, № 1. — с. 108—126.
96. *Kellermann K. I., Lister M. L., Homan D. C.* [и др.]. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. III. Kinematics of Parsec-scale Radio Jets // *ApJ*. — 2004. — июль. — т. 609. — с. 539—563.
97. *Lister M. L., Homan D. C., Kellermann K. I.* [и др.]. Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies // *ApJ*. — 2021. — дек. — т. 923, № 1. — с. 30.
98. *Koay J. Y., Macquart J.-P.* Scatter broadening of compact radio sources by the ionized intergalactic medium: prospects for detection with Space VLBI and the Square Kilometre Array // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — нояб. — т. 446, № 3. — с. 2370—2379.
99. *Romani R. W., Blandford R. D., Cordes J. M.* Radio caustics from localized interstellar medium plasma structures // *Nature*. — 1987. — июль. — т. 328, № 6128. — с. 324—326.
100. *Cordes J. M., Pidwerbetsky A., Lovelace R. V. E.* Refractive and Diffractive Scattering in the Interstellar Medium // *ApJ*. — 1986. — нояб. — т. 310. — с. 737.
101. *Goodman J., Narayan R.* Slow pulsar scintillation and the spectrum of interstellar electron density fluctuations // *MNRAS*. — 1985. — июнь. — т. 214. — с. 519—537.
102. *Cordes J. M., Wolszczan A.* Multiple Imaging of Pulsars by Refraction in the Interstellar Medium // *ApJL*. — 1986. — авг. — т. 307. — с. L27.
103. *Rickett B. J.* Radio propagation through the turbulent interstellar plasma. // *ARA&A*. — 1990. — янв. — т. 28. — с. 561—605.

104. *Planck Collaboration, Aghanim N., Akrami Y.* [и др.]. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters // A&A. — 2020. — сент. — т. 641. — A6.
105. *Konigl A.* Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources. // ApJ. — 1981. — февр. — т. 243. — с. 700—709.
106. *Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K.* Compact radio sources // ARA&A. — 1981. — янв. — т. 19. — с. 373—410.
107. *Peckham R. J., Palmer H. P.* An Interferometric Survey of the Areas Surrounding Four Intense Radio Sources // Nature Physical Science. — 1972. — нояб. — т. 240, № 100. — с. 76—77.
108. *Boksenberg A., Briggs S. A., Carswell R. F.* [и др.]. 2005+403 - a QSO near the galactic plane. // MNRAS. — 1976. — янв. — т. 177. — с. 43.
109. *Johnson M. D., Gwinn C. R.* Theory and Simulations of Refractive Substructure in Resolved Scatter-broadened Images // ApJ. — 2015. — июнь. — т. 805, № 2. — с. 180.
110. *Lister M. L., Homan D. C., Hovatta T.* [и др.]. MOJAVE. XVII. Jet Kinematics and Parent Population Properties of Relativistically Beamed Radio-loud Blazars // ApJ. — 2019. — март. — т. 874, № 1. — с. 43.
111. *Homan D. C., Cohen M. H., Hovatta T.* [и др.]. MOJAVE. XIX. Brightness Temperatures and Intrinsic Properties of Blazar Jets // ApJ. — 2021. — дек. — т. 923, № 1. — с. 67.
112. *Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D.* [и др.]. Why Have Many of the Brightest Radio-loud Blazars Not Been Detected in Gamma-Rays by Fermi? // ApJL. — 2015. — сент. — т. 810, № 1. — с. L9.
113. *Sridharan T. K., Beuther H., Schilke P.* [и др.]. High-Mass Protostellar Candidates. I. The Sample and Initial Results // ApJ. — 2002. — февр. — т. 566, № 2. — с. 931—944.
114. *Beuther H., Schilke P., Menten K. M.* [и др.]. High-Mass Protostellar Candidates. II. Density Structure from Dust Continuum and CS Emission // ApJ. — 2002. — февр. — т. 566, № 2. — с. 945—965.
115. *Motte F., Bontemps S., Schilke P.* [и др.]. The earliest phases of high-mass star formation: a 3 square degree millimeter continuum mapping of Cygnus X // A&A. — 2007. — дек. — т. 476, № 3. — с. 1243—1260.

116. *Piddington J. H., Minnett H. C.* Radio-Frequency Radiation from the Constellation of Cygnus // Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences. — 1952. — март. — т. 5. — с. 17.
117. *Odenwald S. F., Schwartz P. R.* An IRAS Survey of Star-forming Regions toward Cygnus // ApJ. — 1993. — март. — т. 405. — с. 706.
118. *Downes D., Rinehart R.* Microwave Observations of the Cygnus X Region // ApJ. — 1966. — июнь. — т. 144. — с. 937.
119. *Wendker H. J., Higgs L. A., Landecker T. L.* The Cygnus X region. XVIII. A detailed investigation of radio-continuum structure on large and small scales. // A&A. — 1991. — янв. — т. 241. — с. 551.
120. *Cyganowski C. J., Reid M. J., Fish V. L., Ho P. T. P.* Dual Cometary H II Regions in DR 21: Bow Shocks or Champagne Flows? // ApJ. — 2003. — окт. — т. 596, № 1. — с. 344–349.
121. *Wright N. J., Drake J. J., Drew J. E., Vink J. S.* The Massive Star-Forming Region Cygnus OB2. II. Integrated Stellar Properties and the Star Formation History // ApJ. — 2010. — апр. — т. 713, № 2. — с. 871–882.
122. *Uyaniker B., Fürst E., Reich W.* [и др.]. The Cygnus superbubble revisited // A&A. — 2001. — май. — т. 371. — с. 675–697.
123. *Gabányi K. É., Krichbaum T. P., Britzen S.* [и др.]. High frequency VLBI observations of the scatter-broadened quasar B 2005+403 // A&A. — 2006. — май. — т. 451, № 1. — с. 85–98.
124. *Deller A. T., Brisken W. F., Phillips C. J.* [и др.]. DiFX-2: A More Flexible, Efficient, Robust, and Powerful Software Correlator // PASP. — 2011. — март. — т. 123, № 901. — с. 275.
125. *Jennison R. C.* A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent // MNRAS. — 1958. — янв. — т. 118. — с. 276.
126. *Twiss R. Q., Carter A. W. L., Little A. G.* Brightness distribution over some strong radio sources at 1427 Mc/s // The Observatory. — 1960. — авг. — т. 80. — с. 153–159.

127. *Lister M. L., Aller H. D., Aller M. F.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. V. Multi-Epoch VLBA Images // *AJ*. — 2009. — март. — т. 137, № 3. — с. 3718–3729.
128. *Readhead A. C. S., Lawrence C. R., Myers S. T.* [и др.]. A Limit on the Anisotropy of the Microwave Background Radiation on Arcminute Scales // *ApJ*. — 1989. — нояб. — т. 346. — с. 566.
129. *Baars J. W. M., Genzel R., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A.* The absolute spectrum of Cas A: an accurate flux density scale and a set of secondary calibrators. // *A&A*. — 1977. — окт. — т. 61. — с. 99–106.
130. *Richards J. L., Max-Moerbeck W., Pavlidou V.* [и др.]. Blazars in the Fermi Era: The OVRO 40 m Telescope Monitoring Program // *ApJS*. — 2011. — июнь. — т. 194, № 2. — с. 29.
131. *Schinzel F. K., Lobanov A. P., Taylor G. B.* [и др.]. Relativistic outflow drives γ -ray emission in 3C 345 // *A&A*. — 2012. — янв. — т. 537. — A70.
132. *Kovalev Y. Y., Kellermann K. I., Lister M. L.* [и др.]. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure // *AJ*. — 2005. — дек. — т. 130, № 6. — с. 2473–2505.
133. *Clegg A. W., Chernoff D., Cordes J.* Refraction from interstellar shocks // *Radio Wave Scattering in the Interstellar Medium*. т. 174 / под ред. J. M. Cordes, B. J. Rickett, D. C. Backer. — 11.1988. — с. 174–178. — (American Institute of Physics Conference Series).
134. *Lazio T. J. W., Fey A. L., Dennison B.* [и др.]. The Extreme Scattering Event toward PKS 1741-038: VLBI Images // *ApJ*. — 2000. — май. — т. 534, № 2. — с. 706–717.
135. *Spangler S. R., Cordes J. M.* Interstellar Scattering of the Radio Source 2013+370 // *ApJ*. — 1988. — сент. — т. 332. — с. 346.
136. *Desai K. M., Fey A. L.* Anisotropic Interstellar Scattering toward the Cygnus Region // *ApJS*. — 2001. — апр. — т. 133, № 2. — с. 395–411.
137. *Lobanov A. P.* Ph.D. Thesis. — 1996.
138. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y.* Single-epoch VLBI imaging study of bright active galactic nuclei at 2 GHz and 8 GHz // *A&A*. — 2012. — авг. — т. 544. — A34.

139. *Hovatta T., Aller M. F., Aller H. D.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XI. Spectral Distributions // *AJ*. — 2014. — июнь. — т. 147, № 6. — с. 143.
140. *Пушкарев А. Б.* Коллимированные выбросы вещества в активных ядрах галактик : дис. ... канд. / Пушкарев А. Б. — Санкт-Петербург : Российская Академия Наук Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория, 2014. — Докторская диссертация.
141. *Pacholczyk A. G.* Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources. — 1970.
142. *Marscher A. P.* Accurate formula for the self-Compton X-ray flux density from a uniform, spherical, compact radio source. // *ApJ*. — 1983. — янв. — т. 264. — с. 296—297.
143. *Pushkarev A. B., Butuzova M. S., Kovalev Y. Y., Hovatta T.* Multifrequency study of the gamma-ray flaring BL Lacertae object PKS 2233-148 in 2009-2012 // *MNRAS*. — 2019. — янв. — т. 482, № 2. — с. 2336—2353.
144. *Marscher A. P.* Synchro-Compton emission from superluminal sources. // *Superluminal Radio Sources* / под ред. J. A. Zensus, T. J. Pearson. — 01.1987. — с. 280—300.
145. *Savolainen T., Wiik K., Valtaoja E., Tornikoski M.* Multifrequency VLBA monitoring of 3C 273 during the INTEGRAL Campaign in 2003. I. Kinematics of the parsec scale jet from 43 GHz data // *A&A*. — 2006. — янв. — т. 446, № 1. — с. 71—85.
146. *Fiedler R. L., Waltman E. B., Spencer J. H.* [и др.]. Daily Observations of Compact Extragalactic Radio Sources at 2695 and 8085 MHz, 1979–1985 // *ApJS*. — 1987. — нояб. — т. 65. — с. 319.
147. *Fiedler R., Dennison B., Johnston K. J.* [и др.]. A Summary of Extreme Scattering Events and a Descriptive Model // *ApJ*. — 1994. — авг. — т. 430. — с. 581.
148. *Walker M. A.* Extreme Scattering Events: Insights into the Interstellar Medium on AU-Scales // *SINS - Small Ionized and Neutral Structures in the Diffuse Interstellar Medium*. т. 365 / под ред. M. Haverkorn, W. M. Goss. — 07.2007. — с. 299. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).

149. *Rygl K. L. J., Brunthaler A., Sanna A.* [и др.]. Parallaxes and proper motions of interstellar masers toward the Cygnus X star-forming complex. I. Membership of the Cygnus X region // *A&A.* — 2012. — март. — т. 539. — A79.
150. *Kim H. I., Lee H. M.* Multiple Extreme Scattering Events by Refractive Astrophysical Plasma Lenses // *J. Korean Phys. Soc.* — 2005. — дек. — т. 47, № 6. — с. 1064—1069.
151. *Koryukova T. A., Trushkin S. A., Pashchenko I. N., Pushkarev A. B.* Probing plasma scattering screens towards the quasar 2005+403 with long-term RATAN-600 observations // *MNRAS.* — 2025. — авг. — т. 542, № 4. — с. 2733—2751.
152. *Witzel A., Heeschen D. S., Schalinski C., Krichbaum T.* Kurzzeit-Variabilität extragalaktischer Radioquellen // *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg.* — 1986. — янв. — т. 65. — с. 239.
153. *Heeschen D. S., Rickett B. J.* The Galactic Latitude Dependence of Centimeter-Wavelength Flicker // *AJ.* — 1987. — март. — т. 93. — с. 589.
154. *Heeschen D. S., Krichbaum T., Schalinski C. J., Witzel A.* Rapid Variability of Extragalactic Radio Sources // *AJ.* — 1987. — дек. — т. 94. — с. 1493.
155. *Marchili N., Krichbaum T. P., Liu X.* [и др.]. On the influence of the Sun on the rapid variability of compact extragalactic sources // *A&A.* — 2011. — июнь. — т. 530. — A129.
156. *Ulrich M.-H., Maraschi L., Urry C. M.* Variability of Active Galactic Nuclei // *ARA&A.* — 1997. — янв. — т. 35. — с. 445—502.
157. *Dong C., Wang L., Huang Y.-M.* [и др.]. Reconnection-driven energy cascade in magnetohydrodynamic turbulence // *Science Advances.* — 2022. — дек. — т. 8, № 49. — eabn7627.
158. *Fielding D. B., Ripperda B., Philippov A. A.* Plasmoid Instability in the Multiphase Interstellar Medium // *ApJL.* — 2023. — май. — т. 949, № 1. — с. L5.
159. *Vedantham H. K., Readhead A. C. S., Hovatta T.* [и др.]. The Peculiar Light Curve of J1415+1320: A Case Study in Extreme Scattering Events // *ApJ.* — 2017. — авг. — т. 845, № 2. — с. 90.

160. *Baars J. W. M., Genzel R., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A.* The absolute spectrum of Cas A: an accurate flux density scale and a set of secondary calibrators. // *A&A.* — 1977. — окт. — т. 61. — с. 99—106.
161. *Ott M., Witzel A., Quirrenbach A.* [и др.]. An updated list of radio flux density calibrators. // *A&A.* — 1994. — апр. — т. 284. — с. 331—339.
162. *Kovalev Y. Y., Kellermann K. I., Lister M. L.* [и др.]. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure // *AJ.* — 2005. — дек. — т. 130, № 6. — с. 2473—2505.
163. *Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D.* [и др.]. MOJAVE. XV. VLBA 15 GHz Total Intensity and Polarization Maps of 437 Parsec-scale AGN Jets from 1996 to 2017 // *ApJS.* — 2018. — янв. — т. 234, № 1. — с. 12.
164. *Dong L., Petropoulou M., Giannios D.* Extreme scattering events from axisymmetric plasma lenses // *MNRAS.* — 2018. — дек. — т. 481, № 2. — с. 2685—2693.
165. *Valtaoja E., Lähteenmäki A., Teräsranta H., Lainela M.* Total Flux Density Variations in Extragalactic Radio Sources. I. Decomposition of Variations into Exponential Flares // *ApJS.* — 1999. — янв. — т. 120, № 1. — с. 95—99.
166. *Trotta R.* Bayes in the sky: Bayesian inference and model selection in cosmology // *Contemporary Physics.* — 2008. — март. — т. 49, № 2. — с. 71—104.
167. *Skilling J.* Nested sampling // *Bayesian inference and maximum entropy methods in science and engineering.* — 2004. — т. 735. — с. 395—405.
168. *Skilling J.* Nested sampling for general Bayesian computation // *Bayesian Analysis.* — 2006. — т. 1, № 4. — с. 833—859.
169. *Speagle J. S.* dynesty: a dynamic nested sampling package for estimating Bayesian posteriors and evidences // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2020. — т. 493, № 3. — с. 3132—3158.
170. *Koposov S., Speagle J., Barbary K.* [и др.]. joshspeagle/dynesty: v2.1.4. — вер. v2.1.4. — 06.2024.
171. *Feroz F., Hobson M. P., Bridges M.* MULTINEST: an efficient and robust Bayesian inference tool for cosmology and particle physics // *MNRAS.* — 2009. — окт. — т. 398, № 4. — с. 1601—1614.

172. *Lange K. L., Little R. J., Taylor J. M.* Robust statistical modeling using the t distribution // Journal of the American Statistical Association. — 1989. — т. 84, № 408. — с. 881—896.
173. *Hogg D. W., Bovy J., Lang D.* Data analysis recipes: Fitting a model to data // arXiv e-prints. — 2010. — аБГ. — arXiv:1008.4686.
174. *Kovalev Y. A., Kovalev Y. Y., Nizhelsky N. A.* Broad-Band Spectra Study of 213 VSOP 5-GHz Survey Sources // PASJ. — 2000. — дек. — т. 52. — с. 1027—L1036.
175. *Marscher A. P., Gear W. K.* Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273. // ApJ. — 1985. — нояб. — т. 298. — с. 114—127.
176. *Alexander T.* Is AGN Variability Correlated with Other AGN Properties? ZDCF Analysis of Small Samples of Sparse Light Curves // Astronomical Time Series. т. 218 / под ред. D. Maoz, A. Sternberg, E. M. Leibowitz. — 01.1997. — с. 163. — (Astrophysics and Space Science Library).
177. *Lott B., Escande L., Larsson S., Ballet J.* An adaptive-binning method for generating constant-uncertainty/constant-significance light curves with Fermi-LAT data // A&A. — 2012. — аБГ. — т. 544. — A6.
178. *Salvatier J., Wiecki T. V., Fonnesbeck C.* Probabilistic programming in Python using PyMC3 // PeerJ Computer Science. — 2016. — апр. — т. 2. — e55.
179. *Lister M. L., Homan D. C., Kellermann K. I.* [и др.]. Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies // ApJ. — 2021. — дек. — т. 923, № 1. — с. 30.
180. *Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J.* Massive black hole binaries in active galactic nuclei // Nature. — 1980. — сент. — т. 287, № 5780. — с. 307—309.
181. *Lense J., Thirring H.* Über den Einfluß der Eigenrotation der Zentralkörper auf die Bewegung der Planeten und Monde nach der Einsteinschen Gravitationstheorie // Physikalische Zeitschrift. — 1918. — янв. — т. 19. — с. 156.

182. *Thirring H.* Über die Wirkung rotierender ferner Massen in der Einsteinschen Gravitationstheorie. // *Physikalische Zeitschrift*. — 1918. — янв. — т. 19. — с. 33.
183. *Caproni A., Mosquera Cuesta H. J., Abraham Z.* Observational Evidence of Spin-induced Precession in Active Galactic Nuclei // *ApJL*. — 2004. — дек. — т. 616, № 2. — с. L99—L102.
184. *Todorov R. V., Kravchenko E. V., Pashchenko I. N., Pushkarev A. B.* Simulations of Linear Polarization of Precessing AGN Jets at Parsec Scales // *Astronomy Reports*. — 2023. — дек. — т. 67, № 12. — с. 1275—1285.
185. *Kostrichkin I. M., Plavin A. V., Pushkarev A. B., Butuzova M. S.* Evolution of parsec-scale jet directions in active galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2025. — янв.
186. *Marscher A. P., Gear W. K.* Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273. // *ApJ*. — 1985. — нояб. — т. 298. — с. 114—127.
187. *Rickett B. J.* Refractive Interstellar Scintillations of Radio Sources // *ApJ*. — 1986. — авг. — т. 307. — с. 564.
188. *Cognard I., Bourgois G., Lestrade J.-F.* [и др.]. An extreme scattering event in the direction of the millisecond pulsar 1937 + 21 // *Nature*. — 1993. — дек. — т. 366, № 6453. — с. 320—322.
189. *Hamidouche M., Lestrade J. -F.* Simulation of the interstellar scintillation and the extreme scattering events of pulsars // *A&A*. — 2007. — июнь. — т. 468, № 1. — с. 193—203.
190. *Kerr M., Coles W. A., Ward C. A.* [и др.]. Extreme scattering events towards two young pulsars // *MNRAS*. — 2018. — март. — т. 474, № 4. — с. 4637—4647.
191. *Zelensky Z., Turner J., Lebron Medina J., McLaughlin M.* An Extreme Scattering Event Toward PSR J2313+4253 // *American Astronomical Society Meeting Abstracts #245*. т. 245. — 01.2025. — с. 401.01. — (American Astronomical Society Meeting Abstracts).

192. *Churazov E., Khabibullin I., Barnouin T.* [и др.]. Pulsar-wind-nebula-powered Galactic center X-ray filament G0.13-0.11. Proof of the synchrotron nature by IXPE // A&A. — 2024. — июнь. — т. 686. — A14.
193. *Kempski P., Li D., Fielding D. B.* [и др.]. A Unified Model of Cosmic Ray Propagation and Radio Extreme Scattering Events from Intermittent Interstellar Structures // arXiv e-prints. — 2024. — дек. — arXiv:2412.03649.
194. *Jow D. L., Pen U.-L., Baker D.* On the cusp of cusps: a universal model for extreme scattering events in the ISM // MNRAS. — 2024. — март. — т. 528, № 4. — с. 6292—6301.
195. *Stanimirović S., Zweibel E. G.* Atomic and Ionized microstructures in the diffuse interstellar medium // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 2018. — т. 56, № 1. — с. 489—540.
196. *Marchili N., Witzel G., Aller M. F.* Sun-related variability in the light curves of compact radio sources. A new view on Extreme Scattering Events // arXiv e-prints. — 2024. — дек. — arXiv:2412.05373.

Список рисунков

1.1	Ошибки измерений угловых размеров РСДБ-ядер АЯГ	19
1.2	Зависимость угловых размеров РСДБ-ядер АЯГ от галактической широты	21
1.3	Карты распределения измеренных размеров РСДБ-ядер АЯГ по небу	22
1.4	Переменность свойств рассеяния	25
1.5	Карта распределения по небу источников, размер которых измерен одновременно на 2 и 8 ГГц по РСДБ-наблюдениям	27
1.6	Гистограммы распределения индекса рассеяния	28
1.7	Нормированные по амплитуде гистограммы распределения индекса рассеяния, полученного по данным одновременных наблюдений . . .	29
1.8	Карта распределения свойств рассеяния в Галактике	31
1.9	Нормированные по амплитуде гистограммы распределения индекса рассеяния, полученного по данным неодновременных наблюдений . .	33
1.10	Карта распределения интенсивности H_α	37
1.11	Частотная зависимость размера РСДБ-ядра АЯГ	39
1.12	Гистограммы оцененных истинных и рассеянных размеров АЯГ . . .	43
1.13	Зависимость истинных и рассеянных размеров АЯГ от галактической широты	44
1.14	Сравнение распределения по небу истинных размеров с картой рассеяния в Галактике	45
1.15	Карты распределения по небу истинных и рассеянных размеров АЯГ.	47
1.16	Зависимость оцененных рассеянных размеров АЯГ от предсказанных в рамках модели NE2001	48
1.17	Гистограммы распределения наблюдаемых размеров РСДБ-ядер АЯГ	50
1.18	Зависимость степени рассеяния от красного смещения	51
2.1	Карта распределения индекса рассеяния в области Лебеда	57
2.2	РАДБ распределения яркости 2005+403 на разных частотах	64
2.3	Схема формирования иерархии субизображений	69
2.4	Частотная зависимость размера РСДБ-ядра 2005+403	72
2.5	Разностные карты 2005+403	76
2.6	Карта распределения спектрального индекса 2005+403	80
2.7	Подгонка синхротронного спектра 2005+403	83
2.8	Кривая блеска 2005+403 по данным OVRO на частоте 15 ГГц	85

2.9	События экстремального рассеяния по данным OVRO на частоте 15 ГГц	88
3.1	Модели экстремального рассеяния	98
3.2	Карта распределения яркости квазара 2005+403 по данным MOJAVE на частоте 15.4 ГГц	104
3.3	Кривые блеска 2005+403 по данным РАТАН-600	106
3.4	zDCF, построенные по кривым блеска РАТАН-600	108
3.5	Эволюция спектрального индекса по данным РАТАН-600	110
3.6	Кривые блеска РАТАН-600 квазара 2005+403 по двухлетним интервалам	114
3.7	zDCF, построенные для кривых блеска РАТАН-600 в период ESE . .	116
3.8	GLS периодограммы для кривой блеска РАТАН-600 на 4.7/4.8 ГГц .	117
3.9	Результаты подгонки ESE с использованием модели F94	121
3.10	Множественные ESE на кривых блеска РАТАН-600	126
A.1	VLBA распределения яркости 2005+403 на разных частотах (продолжение)	154
B.1	Апостериорное распределение параметров F94 для ESE в 2011 г. . .	158
B.2	Апостериорное распределение параметров F94 для ESE в 2015 г. . .	159
B.3	Апостериорное распределение параметров F94 для ESE в 2020 г. . .	160
B.4	Апостериорное распределение силы линзы модели C98	161

Список таблиц

1	Центральные частоты РСДБ-наблюдений	16
2	Измеренные угловые размеры РСДБ-ядер АЯГ	17
3	Медианные наблюдаемые размеры РСДБ-ядер АЯГ	24
4	Параметры гауссиан, подогнанных под распределения индексов рассеяния	28
5	Оценки коэффициента корреляции между свойствами рассеяния и индикаторами тепловой плазмы в МЗС Галактики	36
6	Оценки индексов рассеяния, полученных по многочастотным РСДБ-данным	40
7	Оценки истинных и рассеянных размеров АЯГ по многочастотным РСДБ-данным	42
8	VLBA наблюдения квазара 2005+403	59
9	Параметры РСДБ-карт, восстановленных на разных частотах	65
10	Результаты моделирования структуры 2005+403 набором гаусс-компонент	66
11	Оценки индекса рассеяния с использованием разных частотных диапазонов РСДБ-данных 2005+403	73
12	Результаты моделирования ESE по данным OVRO 15 ГГц 2005+403	87
13	Оценки параметров линзы, полученные в результате моделирования ESE по данным OVRO 15 ГГц	89
14	Результаты моделирования структуры 2005+403 набором гаусс-компонент по данным MOJAVE	105
15	Оценки параметров моделей F94 и C98 для ESE на кривых блеска ПАТАН-600	119
16	Результаты моделирования ESE по данным ПАТАН-600	120
17	Параметры РСДБ-карт, полученных на разных частотах (продолжение)	153
18	Результаты моделирования структуры 2005+403 набором гаусс-компонент (продолжение)	156

Приложение А

В данном Приложении приведены дополнительные изображения и таблицы к Главе 2, а именно: распределения яркости квазара 2005+403 на разных частотах (Рисунок А.1), таблица с параметрами полученных карт (Таблица 17), а также таблица, содержащая результаты моделирования структуры источника на разных частотах (Таблица 18).

Таблица 17 — Параметры РСДБ-карт, приведенных на Рисунке А.1.

Эпоха	ν (ГГц)	I_{peak} (мЯн/луч)	S_{tot} (мЯн)	rms (мЯн/луч)	b_{maj} (мсек дуги)	Пиксель (мсек дуги)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
2019-10-15	23.8	572.1	1130	0.18	0.62	0.05
2019-02-20	5.0	559.7	1590	0.21	2.70	0.3
1997-01-10	2.3	322.1	2870	1.09	5.27	0.5
2019-02-20	2.3	763.4	2140	0.36	11.31	0.5
2019-02-20	1.8	267.3	2050	0.30	9.77	0.8
2019-02-20	1.5	178.7	2340	0.22	10.58	1.0
2017-07-12	1.5	258.2	2280	0.45	12.32	1.0
2010-11-05	1.4	144.8	1920	0.24	11.03	1.0
2019-03-24	1.4	756.3	2240	0.38	26.10	1.0

Описание столбцов: (1) эпоха наблюдения; (2) центральная частота наблюдения; (3) пик интенсивности карты; (4) интегральный поток с карты; (5) шум карты; (6) размер (FWHM) диаграммы направленности по уровню половинной мощности; (7) размер пикселя.

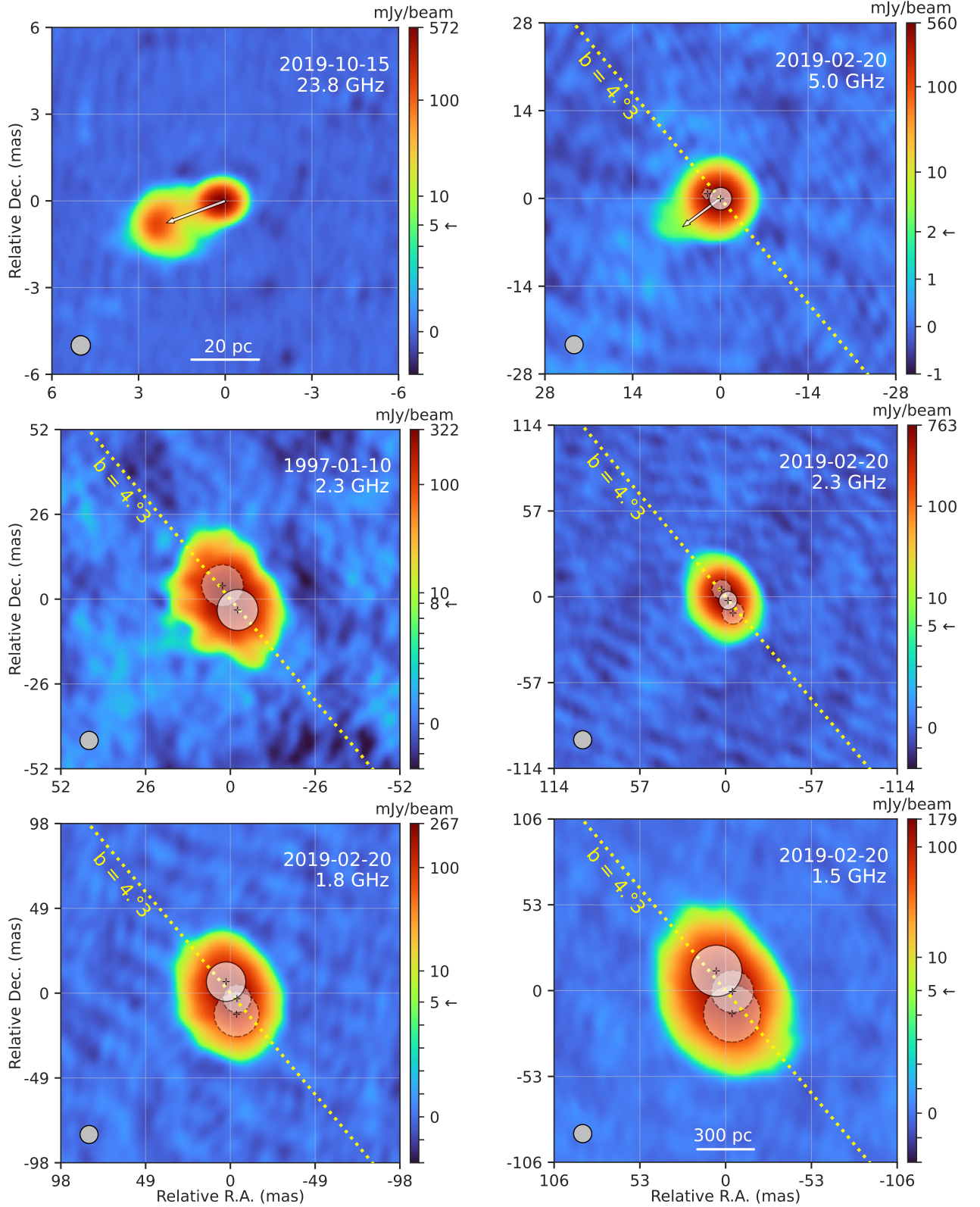


Рисунок А.1 — VLBA распределения яркости 2005+403, полученные на 23.8 ГГц (сверху слева), 5.0 ГГц (сверху справа), 2.3 ГГц (панель в середине), 1.8 и 1.5 ГГц (нижняя панель). Желтая пунктирная линия — это линия $b = \text{const}$ с $\text{PA} = 40.6^\circ$. Белые полупрозрачные круги — модельные гаусс-компоненты ядра (сплошная окружность) и его суб-изображений (пунктирная окружность). Масштабирование цветовой шкалы переходит от линейной к логарифмической на уровне 2 мЯн/луч для карт 15.4 и 5.0 ГГц и на 5 мЯн/луч для карт на других частотах. Параметры всех карт указаны в Таблице 17.

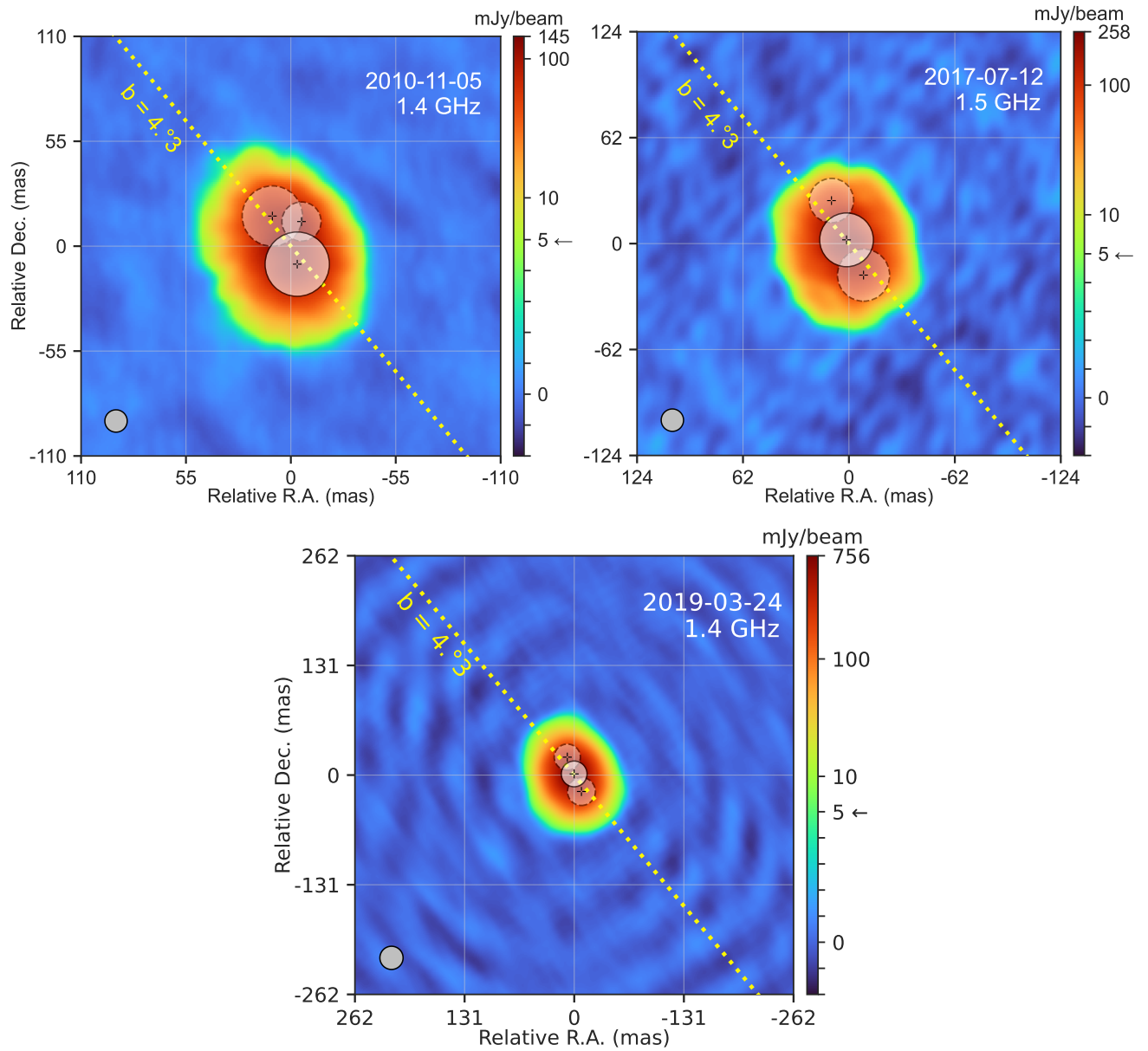


Рисунок А.1 — *(продолжение)*. Изображения VLBA квазара 2005+403, полученные на частотах 1.4 и 1.5 ГГц. Масштабирование цветовой шкалы переходит от линейной к логарифмической на уровне 5 мЯн/луч.

Таблица 18 — Результаты моделирования распределений яркости источника с использованием круговых гаусс-компонент для данных, показанных на Рисунке А.1.

Эпоха (1)	ν (ГГц) (2)	К-т (3)	S (Ян) (4)	r (мсек дуги) (5)	φ ($^\circ$) (6)	θ (мсек дуги) (7)
1997-01-10	2.3	C*	1.46 ± 0.24	0.00	...	12.57 ± 2.23
		S	1.41 ± 0.24	8.78 ± 1.2	31.8 ± 7.8	12.84 ± 2.41
2010-11-05	1.4	C*	1.20 ± 0.16	0.00	...	33.76 ± 4.86
		S	0.58 ± 0.11	28.38 ± 3.29	27.4 ± 6.6	31.68 ± 6.59
		S	0.14 ± 0.04	22.44 ± 3.20	-5.7 ± 8.1	20.58 ± 6.39
2017-07-12	1.5	C	1.62 ± 0.24	0.00	...	31.49 ± 4.91
		S	0.20 ± 0.05	24.59 ± 3.65	21.0 ± 8.4	25.98 ± 7.30
		S	0.46 ± 0.13	22.92 ± 4.78	-154.3 ± 11.8	30.58 ± 9.57
2019-02-20	5.0	C	1.53 ± 0.08	0.00	...	3.62 ± 0.22
		S	0.03 ± 0.01	2.21 ± 0.38	69.3 ± 9.7	1.74 ± 0.76
		J	0.02 ± 0.02	5.83 ± 1.72	124.9 ± 16.4	4.58 ± 3.44
	2.3	C	1.04 ± 0.06	0.00	...	12.23 ± 0.98
		S	0.91 ± 0.06	8.48 ± 0.52	30.2 ± 3.5	12.86 ± 1.04
		S	0.16 ± 0.03	8.93 ± 1.54	-158.5 ± 9.8	14.75 ± 3.08
		J	0.02 ± 0.01	18.35 ± 1.74	110.1 ± 5.4	6.51 ± 3.49
	1.8	C*	1.08 ± 0.15	0.00	...	22.80 ± 3.34
		S	0.54 ± 0.11	19.79 ± 2.76	-162.2 ± 7.9	25.95 ± 5.52
		S	0.43 ± 0.07	11.67 ± 1.47	-147.1 ± 7.2	16.30 ± 2.94
	1.5	C*	0.97 ± 0.17	0.00	...	31.75 ± 5.94
		S	0.88 ± 0.17	28.13 ± 3.65	-159.7 ± 7.4	35.28 ± 7.29
		S	0.50 ± 0.10	16.14 ± 2.77	-141.9 ± 9.7	26.23 ± 5.54
2019-03-24	1.4	C	1.41 ± 0.11	0.00	...	30.88 ± 3.06
		S	0.47 ± 0.07	22.71 ± 2.97	-157.5 ± 7.4	33.48 ± 5.94
		S	0.36 ± 0.05	21.64 ± 2.71	22.3 ± 7.1	31.36 ± 5.43
2019-10-15	23.8	C	0.34 ± 0.03	0.00	...	0.17 ± 0.05
		J	0.33 ± 0.03	0.28 ± 0.03	95.0 ± 6.4	0.20 ± 0.06
		J	0.22 ± 0.07	1.96 ± 0.22	108.2 ± 6.3	1.34 ± 0.43
		J	0.16 ± 0.02	2.48 ± 0.05	109.2 ± 1.1	0.40 ± 0.09
		J	0.07 ± 0.02	0.55 ± 0.07	102.2 ± 7.3	0.18 ± 0.14

Описание столбцов – аналогично Таблице 10.

* Положение РСДБ-ядра не определено.

Приложение Б

В этом Приложении приведены дополнительные изображения к Главе 3, а именно все апостериорные распределения оцененных параметров, полученных в результате моделирования ESE с использованием моделей F94 и C98.

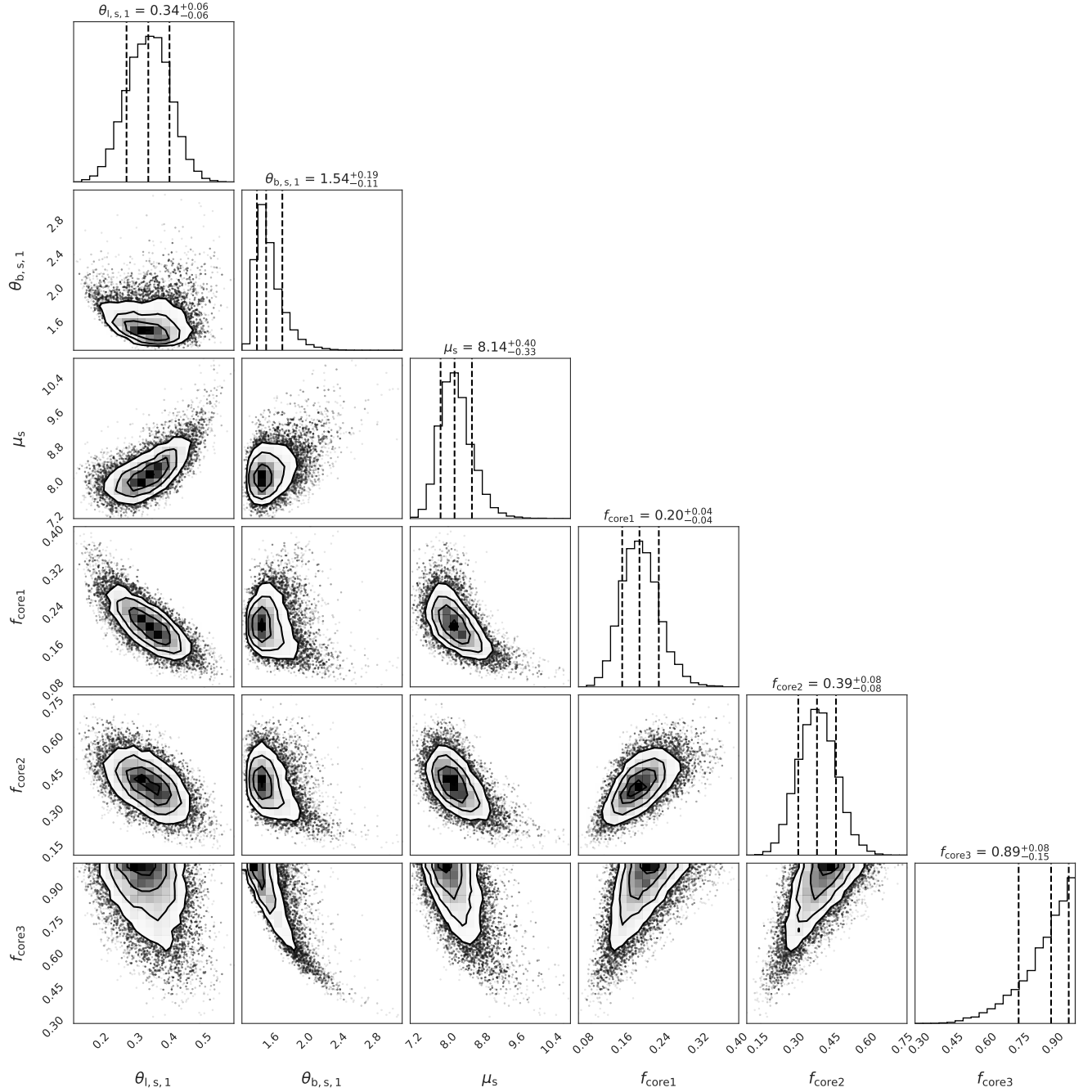


Рисунок Б.1 — Апостериорное распределение оцененных параметров модели F94 для ESE в 2011 г. Индекс “1” в названии параметра означает, что это значение оценивалось для самой низкой частоты, то есть 4.8 ГГц в данном случае. Другие индексы соответствуют более высоким частотам из набора в порядке возрастания. Пунктирные линии обозначают медиану распределения и доверительный интервал на уровне 1σ .

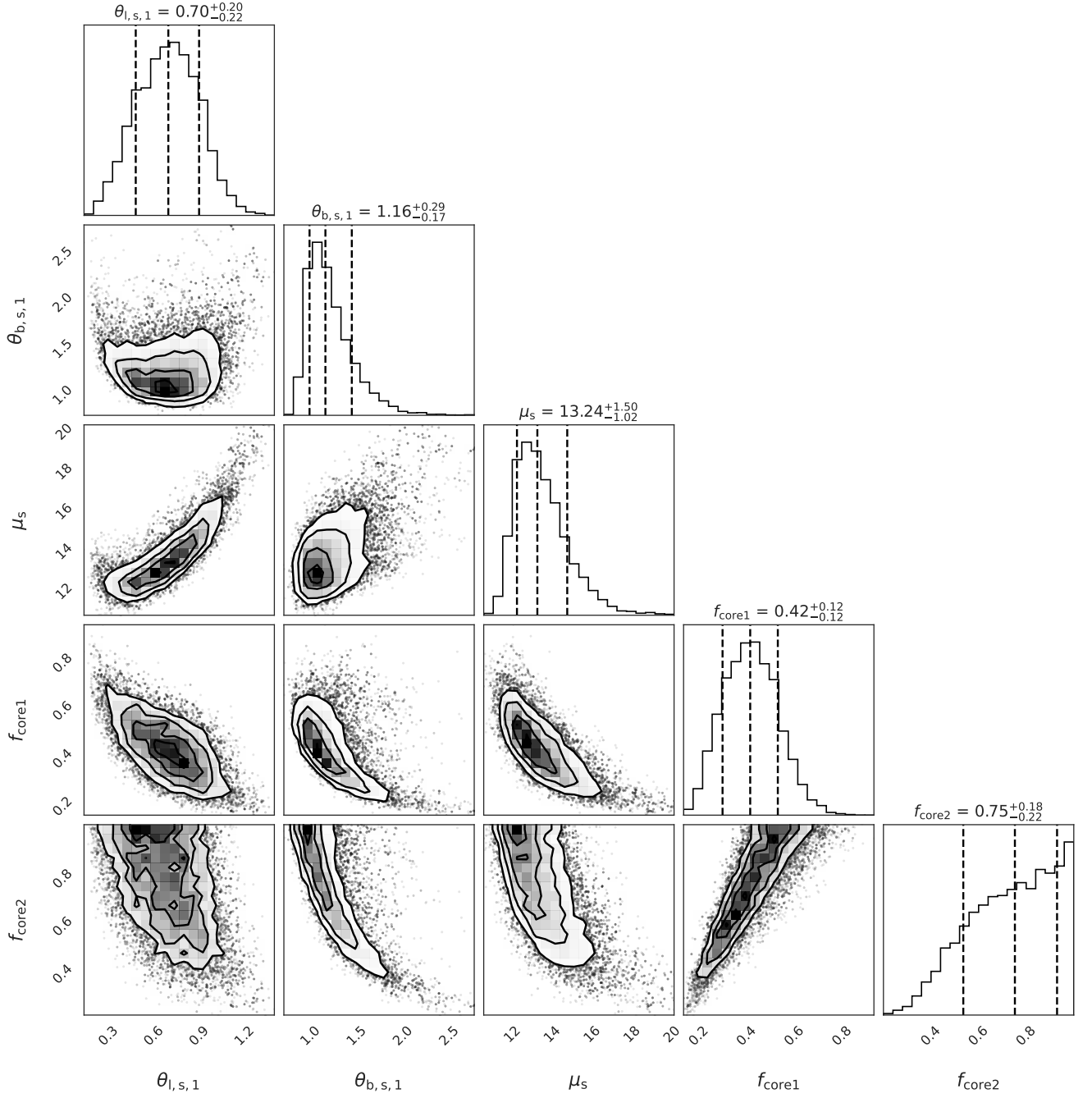


Рисунок Б.2 — Апостериорное распределение оцененных параметров модели F94 для ESE в 2015 г. Индекс “1” в названии параметра означает, что это значение оценивалось для самой низкой частоты, то есть 8.2 ГГц в данном случае. Другие индексы соответствуют более высоким частотам из набора в порядке возрастания. Пунктирные линии обозначают медиану распределения и доверительный интервал на уровне 1σ .

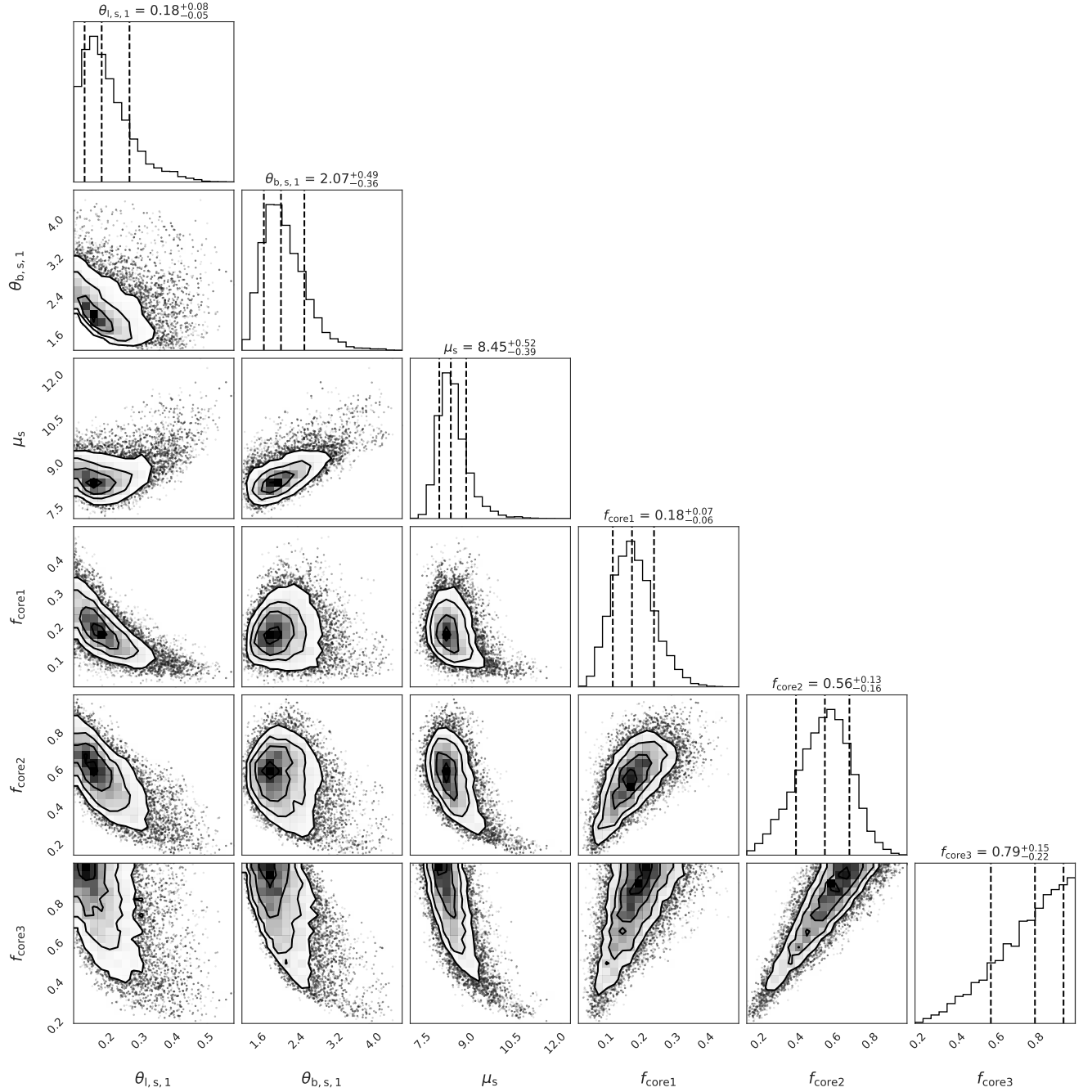


Рисунок Б.3 — Апостериорное распределение оцененных параметров модели F94 для ESE в 2020 г. Индекс “1” в названии параметра означает, что это значение оценивалось для самой низкой частоты, то есть 4.7 ГГц в данном случае. Другие индексы соответствуют более высоким частотам из набора в порядке возрастания. Пунктирные линии обозначают медиану распределения и доверительный интервал на уровне 1σ .

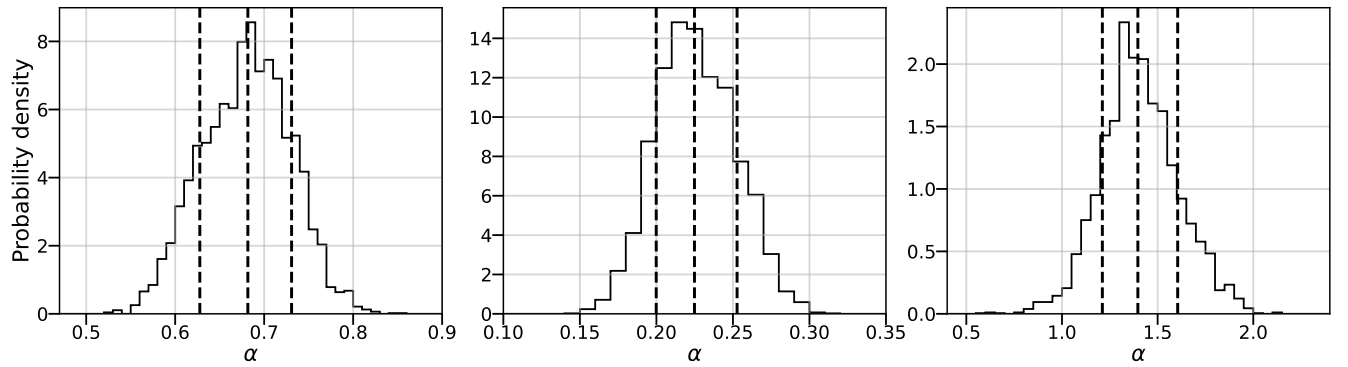


Рисунок Б.4 — Апостериорные распределения силы линзы α , оцененной с использованием модели C98 для ESE в 2011, 2015 и 2020 годах на частоте 11.2 ГГц (слева, в центре и справа, соответственно). Пунктирные линии обозначают медиану распределения и доверительный интервал на уровне $\pm 1\sigma$.