
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра космической физики

Направление подготовки / специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

(магистерская диссертация)

Студент:

Костричкин Иван Михайлович

(подпись студента)

Научный руководитель:

Плавин Александр Викторович,
канд. физ.-мат. наук

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2025

Содержание

1	Введение	4
2	Наблюдательные данные	7
3	Направление джета: детектирование и анализ	10
3.1	Обзор существующих методов	10
3.2	Описание методики обработки РСДБ-изображений	11
3.3	Сравнение с другими подходами	16
3.4	Приближение постоянной скорости поворота	18
4	Результаты	19
4.1	Скорости поворота джетов	19
4.2	Нерадиальное движение компонент и вращение джета	24
4.3	Временные масштабы переменности	25
5	Обсуждение	28
5.1	Модель спирального джета	28
5.2	Видимые углы раскрыва джетов	30
5.3	Сценарии возникновения переменности	31
5.3.1	Нестабильности в джете	32
5.3.2	Эффект Лензе-Тирринга	32
5.3.3	Двойные системы	33
6	Заключение	36
7	Благодарности	38

Аннотация

Мы провели исследование геометрических проявлений переменности в направлении парсекового джета у активных ядер галактик (АЯГ). В рамках работы мы изучили поведение 317 АЯГ, которые наблюдались с 1995 по 2024 год в радио-диапазоне от 2 до 43 ГГц. Изучение такого количества источников стало возможно благодаря разработанному нами алгоритму, позволяющему автоматизировать определение направления джета на отдельном изображении. По результатам работы, мы обнаружили сильные значимые вариации в четверти из них. Вероятно, данный эффект является повсеместным, и не был замечен в остальных случаях из-за ограниченной чувствительности и охвата наблюдениями. Измеренные нами скорости поворота джета находятся в диапазоне от 0.21 градуса в год на 2 ГГц до 1.04 градуса в год на 43 ГГц. Такая сильная зависимость от частоты свидетельствует о том, что переменность не может быть объяснена в рамках баллистического движения компонент струи – для этого требуются более сложные траектории движения. Мы показали, что видимые изменения в направлении джета, скорее всего, вызваны именно вращением сопла струи, а не отдельными компонентами, распространяющимися в поперечном направлении струи. В случае периодического или квазипериодического изменения направления джета, мы можем оценить периоды переменности сверху в 1000 лет в системе отсчёта источника для более чем 90% всех источников из выборки. Такие временные масштабы накладывают определённые ограничения на механизмы, которые могут вызывать изменения в направлении джета. Наиболее вероятными сценариями в таком случае являются плазменные неустойчивости в джете, прецессия, вызванная вращением аккреционного диска с распределением плотности по закону r^{-1} или орбитальное движение второй чёрной дыры в двойных системах.

1 Введение

Темой данной работы является изучение геометрических проявлений переменности в направлении у струйных выбросов из активных ядер галактик.

Ядрами галактик называют компактные области, находящиеся в центре галактик. Согласно современным наблюдательным данным, ядра галактик представляют из себя сверхмассивные компактные объекты, состоящие из центральной черной дыры, а также аккреционного диска вокруг неё. Существенная доля таких ядер также имеет двухстороннюю релятивистскую струю, вырывающуюся из её полюсов. В свою очередь, те ядра, в которых идет активный процесс энергосвечения называют активными.

Активные ядра галактик являются одними из самых сильных источников излучения. При этом они излучают во всём диапазоне электромагнитного спектра. По общепринятой на данный момент теории [1], первоначальной причиной такого излучения является высокий темп аккреции вещества с значительным угловым моментом из аккреционного диска на центральный объект. Такие струйные выбросы, исходящие из активного ядра галактики, называются релятивистскими джетами. Сам джет представляет из себя поток электрон-позитронной плазмы, вырывающейся из активного ядра галактики со скоростью, близкой к скорости света [2]. Радиоизлучение, генерируемое в основном за счет синхротронного механизма, может распространяться от субпарсековых до мегапарсековых масштабов [3]. Субмиллисекундное разрешение, достигаемое радиоинтерферометрами, позволяет изучать геометрию струй на масштабах парсеков, там где поток является высокорелятивистским и коллимированным.

Исследование геометрических свойств активных ядер галактик может дать информацию о многих физических параметрах самого активного ядра. Так, например, изучение кинематики движения отдельных ярких компонент внутри джета может дать информацию о пространственной ориентации струи – а именно об угле к лучу зрения [4]. По известному распределению плотности потока на отдельном РСДБ-изображении активного ядра можно определить само направление джета [5], а также, оценить угол раскрытия джета, как например это было сделано в [6]. В дополнение к этому, по распределению плотности потока можно вычислить радиальные градиенты яркостных температур вдоль джета, которые в свою очередь могут быть использованы для вывода энергетического баланса и оценки диапазона физических параметров на парсековых масштабах [7]. Исходя из эволюции направления джета во времени, можно понять общий тренд движения, а далее в рамках различных физических сценариев оценить характерные временные масштабы переменности. Уже на основе этих значений, мы можем постараться получить ограничения на такие параметры активных ядер как: масса центральной черной дыры, характерный размер

системы и т.д.

Среди активных ядер галактик существенную долю составляют блазары. Блазарами называются активные ядра галактик, релятивистская струя которых направлена в сторону наблюдателя. Для них характерный угол между направлением джета и лучом зрения наблюдателя составляет около нескольких градусов [8]. При настолько малых углах к лучу зрения, большую роль начинают играть проекционные эффекты, так как даже небольшие вариации в морфологии джета могут привести к серьезным видимым изменениям. Это может проявляться как в смене направления джета на изображении, так и в многократном увеличении интенсивности излучения. За счёт доплеровского усиления, в системе отсчёта наблюдателя интенсивность будет изменяться согласно $I(\nu_O) = D^3 I(\nu_S)$, где D – доплер-фактор, определяющийся как $D = 1/\Gamma(1 - v \cos \theta)$. Все эти особенности могут вносить вклад в видимое изменение геометрии струйного выброса на РСДБ-изображении.

Из этих исследований нам известен факт того, что видимое направление джета у активных ядер может меняться со временем. Наиболее известным блазаром с постоянно меняющимся направлением джета является ОJ 287 (J0854 + 2006). На текущий момент существует несколько возможных объяснений для такого феномена, но среди них можно выделить несколько наиболее вероятных сценариев: наличие в системе второй чёрной дыры [9], прецессия за счёт несовпадения угловых моментов центральной чёрной дыры и аккреционного диска [10] или неустойчивости в самом джете, приводящие к изменению направления [11]. Этот источник не является единственным, на данный момент существует достаточно много работ, изучающих такие наблюдательные проявления переменности в направлении джета. Причём сами исследования были посвящены как отдельным источникам [12, 13, 14], так и целым выборкам активных ядер, как, например, в [15, 4].

Масштабные и систематизированные исследования наблюдательных данных имеют решающее значение для понимания причин и механизмов, вызывающих изменения в структуре джета. Среди последних работ, покрывающих это направление, можно отметить результаты группы MOJAVE (**M**onitoring **O**f **J**ets in **A**ctive galactic nuclei with **VLBA Experiments**) [8], изучившей поведение джета во времени у 447 активных ядер на частоте 15 ГГц, а также измерения усреднённого направления джета для тысяч источников на разных частотах в работе [5].

В данной работе мы представляем результаты наших измерений переменности в направлениях релятивистских струй. Они основаны на анализе скоростей поворота джета на РСДБ-изображениях на четырех наблюдательных частотах в диапазоне от 2 до 43 ГГц. Сведения об исследуемой выборке и алгоритме обработки наблюдательных представлений в разд. 2 и разд. 3 соответственно. Вместе с этим, в разд. 4, мы проводим сравнение полученных скоростей поворота джета с характерными скоростями нерадиального движения отдельных компонент. С помощью такого сравнения

мы выяснили связь между этими явлениями. Отдельным направлением работы является проверка существующих теоретических моделей. В рамках этого, мы сравниваем характерные периоды переменности джета, полученные в предположении этих моделей, с наблюдательными результатами. Итоги такого сравнения вынесены в [разд. 5](#). Научная новизна данной работы заключается в том, что на данный момент это исследование является самым массовым многочастотным анализом переменности в направлениях джетов активных ядер галактик. А наиболее значимые результаты этого анализа, такие как — обнаружение почти повсеместной переменности направлений джетов активных ядер, в дальнейшем могут стать отправной точкой для начала новых исследований уже отдельных активных ядер, указания на которые содержатся в данной работе.

2 Наблюдательные данные

Изображения, используемые в этой работе, были получены с помощью радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). В настоящее время этот метод является единственным инструментом, который предоставляет возможность изучать струи из активных ядер галактик на парсековом масштабе. Это возможно благодаря огромным расстояниям между интерферометрами, которые могут варьироваться от нескольких тысяч до нескольких сотен тысяч километров [16]. В результате, разрешающая способность радиоинтерферометров со сверхдлинной базой значительно превышает разрешающую способность оптических телескопов и достигает микросекунд дуги.

Сама первичная обработка данных происходит путём интерполяции видностей, полученных радионтерферометрами от наблюдаемых источников, на пространственно-частотную плоскость, называемую UV-плоскостью. После этого, по точкам на UV-плоскости вычисляется Быстрое Преобразование Фурье (БПФ). В результате получается изображение источника, искаженное функцией рассеяния точки самого интерферометра. Затем формируется модель источника путём подгонки исходных видностей модельными. Далее, модель сворачивается с эллиптической гауссовой аппроксимацией функции рассеяния точки интерферометра и добавляется к остаточному шуму на изображении. В результате и получается так называемое «чистое» РСДБ-изображение источника.

В нашем исследовании используются данные РСДБ-наблюдений, в диапазоне частот от 2 до 43 ГГц из открытой базы данных *Astrogeo*¹, насчитывающей более 20 тысяч наблюдаемых источников и более 120 тысяч отдельных РСДБ-изображений. Используемые нами данные охватывают временной интервал с 1994 по 2024 год. Наблюдательная база включает в себя как восстановленные изображения, так и измерения функции видности, которые являются изначальными интерферометрическими наблюдениями. Говоря о наполнении данными, наблюдательная база состоит из геодезических РСДБ-наблюдений [17, 18, 19], каталога, содержащего точные позиции внегалактических радиоисточников в рамках исследования калибраторов для VLBA [20, 21, 22, 23, 24, 25], и других РСДБ-наблюдений, включающих в себя результаты следующих работ [26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38]. Размер и распределение исследуемой выборки по наблюдательным частотам проиллюстрировано на [рис. 1](#) и [рис. 2](#).

¹http://astrogeo.smce.nasa.gov/vlbi_images/

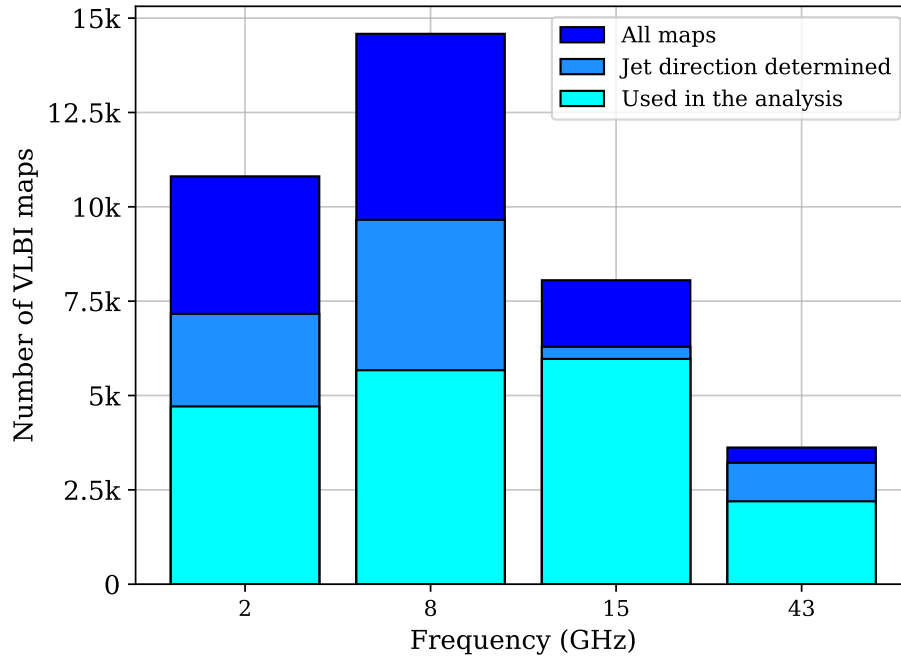


Рис. 1: Распределение РСДБ-изображений по частотам наблюдений. Темно-синий — все имеющиеся в базе данных Astrogео РСДБ-изображения активных ядер, наблюдавшихся ≥ 10 лет; голубой — изображения, на которых определено направление струи; светло-голубой — изображения, исследуемые в работе.

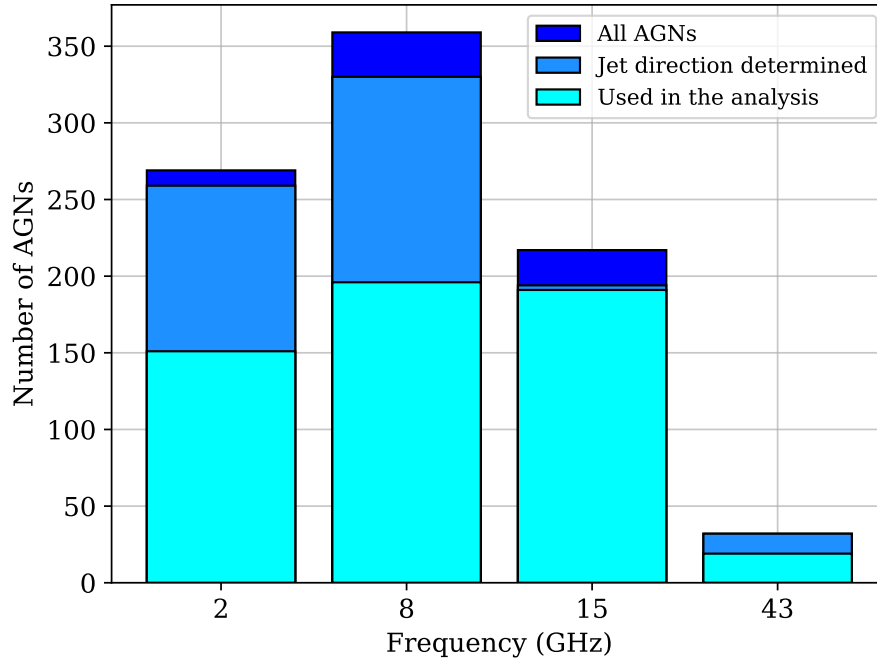


Рис. 2: Распределение активных ядер по частотам наблюдений. Темно-синий — все имеющиеся в базе данных Astrogео источники, наблюдавшиеся ≥ 10 лет; голубой — источники, на хотя бы одном изображении которых определено направление струи; светло-голубой — источники, исследуемые в работе.

Поскольку главным направлением нашей работы было исследование переменности в направлении парсекового джета активных ядер галактик, для дальнейшего изучения мы отобрали только те источники, которые имеют более чем 10 отдельных эпох РСДБ-наблюдений, покрывающих период в более чем 10 лет хотя бы на одной из представленных частот. Всего после отбора осталось 440 АЯГ, удовлетворяющих такому условию.

Основными источниками исследования являются активные ядра галактик, излучающие в радиодиапазоне. Плотность потока на этих частотах в данной выборке варьируется в диапазоне от миллианских до десятков янских. Выборка в основном состоит из квазаров, блазаров и сейфертовских галактик. Более подробное описание выборки с ограничением по плотности потока было дано в [8] для наблюдений на 15 ГГц.

3 Направление джета: детектирование и анализ

3.1 Обзор существующих методов

На текущий момент, существует достаточно много различных способов и процедур для определения направления парсекового джета у активных ядер. Наиболее массовым по числу исследуемых источников является работа [5], в которой изучаются усреднённые за время наблюдений направления струй 9220 отдельных квазаров. В данной работе метод определения направления струи был основан на модельном подходе. Такой алгоритм моделирует структуру джета с помощью подгонки откалиброванных видностей отдельными гауссовыми компонентами. Согласно авторам, достичь наиболее высокого разрешения можно при использовании именно двухкомпонентной модели. Тогда наиболее яркая компонента отождествляется с РСДБ-ядром, а оставшаяся - с видимым джетом. В таком случае, позиционный угол струи рассчитывается как угол между направлением на север и линией, соединяющей компонент ядра с компонентом джета. Авторы также отмечают, что этот подход приводит к надёжным измерениям среднего направления струи, но при этом не позволяет надёжно отслеживать изменчивость в струи.

В [39, 6, 40], направление джета определяется по «хребтовой линии» внутреннего джета, непосредственно на РСДБ-изображении. Надёжное определение хребтовой линии, требует шага сглаживания, обычно выполняемого путем подгонки сплайна под исходный профиль распределения интенсивности. Такой подход может создать проблемы для измерения направления струи на постоянном расстоянии с течением времени, особенно при условии, что отдельные яркие компоненты могут быть пространственно разделены между собой.

В исследованиях коллаборации MOJAVE [4] направление струи определялось по положению самой внутренней гауссовой компоненты относительно ядра. Такой подход позволяет изучать детали, наиболее близкие к видимому ядру. Другой подход был использован в [41], там направление струи определялось как пик углового распределения интенсивности на изображении, с последующей ручной обработкой. Эти два метода являются принципиально разными: в первом случае, при анализе наблюдательных данных используются видности, во втором — распределение интенсивности на самом РСДБ-изображении. Тем не менее оба они включают в себя ручные операции, что значительно затрудняет обработку большого объема наблюдений. Поэтому, нашей целью для дальнейшего изучения изменений в направлении у струйных выбросов являлась разработка полностью автоматизированного подхода, легко и единообразно применимого к тысячам наблюдений на разных частотах.

3.2 Описание методики обработки РСДБ-изображений

В этой работе нами был создан полностью автоматический метод определения направления у струйных выбросов активных ядер галактик на парсековом масштабе, основанный на анализе их РСДБ-изображений. Поскольку в нашем анализе исследовались десятки тысяч отдельных РСДБ-изображений активных ядер, наблюдавшихся в широком диапазоне частот и эпох ([рис. 1](#)), то любые ручные подходы к решению такой задачи были вряд ли бы осуществимы на таком масштабе наблюдательных данных. При создании этого алгоритма мы стремились измерять направления релятивистских джетов как можно ближе к видимому РСДБ-ядру, чтобы отследить и задетектировать наиболее сильные вариации. При исследовании эволюции направления джета у выбранного источника, все вышеуказанные методы имеют одну, весьма значимую, особенность. В этих исследованиях, перечисленных в [разд. 3.1](#), не учитывается необходимость измерения направления струи на идентичном расстоянии при совместном рассмотрении различных наблюдений для более чистого изучения переменности во времени. Поэтому мы построили данный метод с учётом этой особенности.

Следующим шагом для определения направления джета на конкретном наблюдении является обработка его РСДБ-изображения. Здесь и далее, под РСДБ-изображением мы будем понимать результат, описанной выше предобработки файла формата FITS - (англ. **F**lexible **I**mage **T**ransport **S**ystem), в котором находится информация об отдельном акте наблюдения выбранного источника.

Перейдём теперь к описанию нашей процедуры обработки изображения. По предобработанным данным, восстанавливается профиль распределения плотности потока излучения, соответствующий наблюдаемому источнику. Характерный пример такого изображения показан на [рис. 3](#)

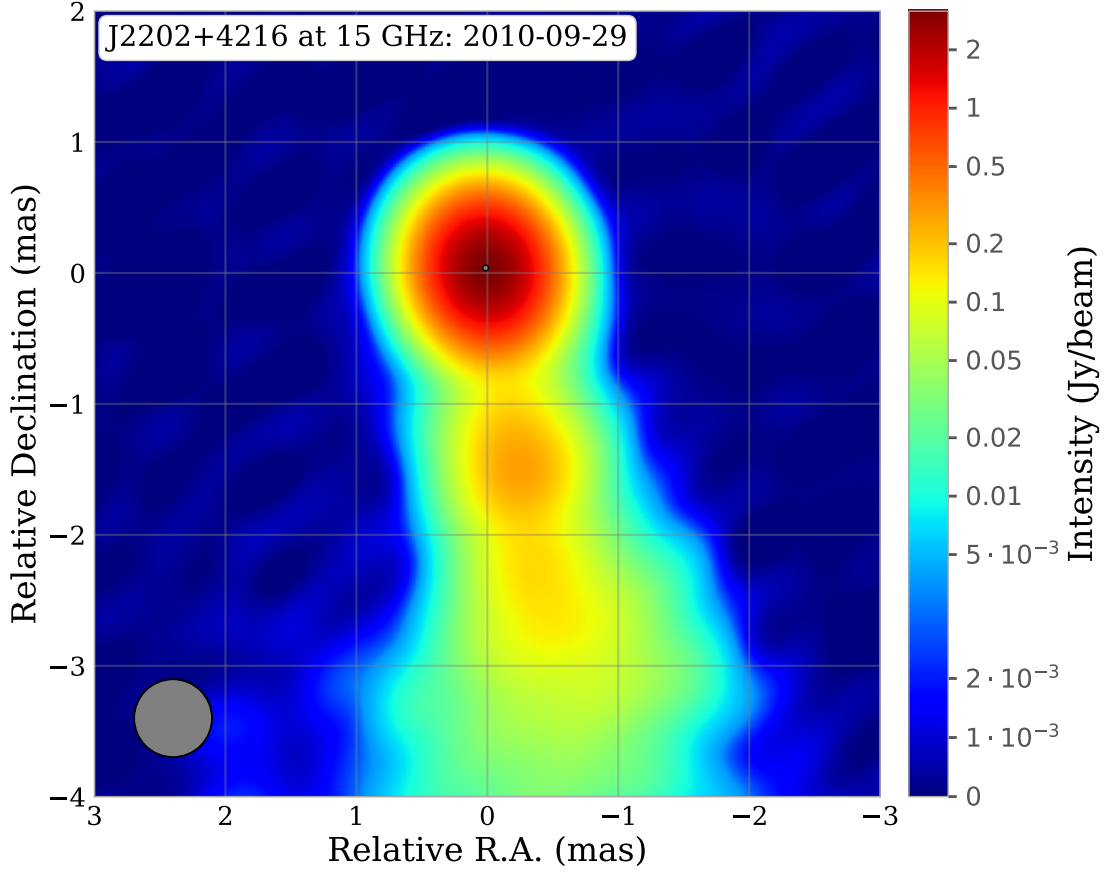


Рис. 3: РСДБ-изображение объекта J2202+4216 (BL Lac) за 29 сентября 2010 года, построенное на основе данных группы MOJAVE на частоте 15 ГГц. Цветом указана интенсивность излучения на изображении, красному соответствует наибольшая, а тёмно-синему — наименьшая. Серой точкой рядом с началом координат, указан центр РСДБ-ядра, а серым кругом в левом нижнем углу — диаграмма направленности РСДБ-ядра

Первым этапом в работе алгоритма является определение положения видимого начала джета или РСДБ-ядра на изображении. Области, находящиеся ближе к началу джета, обычно обладают большей интенсивностью или эффективной температурой (например [42, 43]). Этот эффект обоснован теоретически (например [3]). Поэтому в качестве видимого начала джета мы будем выбирать наиболее яркую точку на РСДБ-изображении. Подавляющее большинство наблюдений обработаны таким образом, чтобы эта точка находилась в самом центре изображения. Однако для корректной обработки тех редких случаев, когда это условие не выполняется мы и используем такое правило.

Как было описано ранее, процедура первичной обработки наблюдений включает в себя аппроксимацию излучения от источника двумерной эллиптической гауссовой функцией. В рамках нашей работы, мы свертываем все изображения с круговой гауссианой вместо эллиптической, присущей алгоритму CLEAN. Основная цель этой замены — избавиться от потенциальных трудностей, связанных с определением направления струи на изображениях с существенно эллиптической диаграммой направленности [6]. В дополнение к этому, такой подход позволяет сделать оси симметричными

относительно распределения плотности потока от источника. Благодаря этому мы можем использовать единый подход для работы с разными РСДБ-изображениями. Размер круговой диаграммы направленности r выбирается таким образом, чтобы он находился между малой a и большой b полуосями исходного эллипса, причём чуть ближе к малой: $r = 3/4 \cdot a + 1/4 \cdot b$. Такое решение было принято на основе эмпирических выводов — мы видим, что размеры, немного меньшие, чем среднее значение $(a + b)/2$, сохраняют качество изображения в областях с высоким уровнем сигнала к шуму вблизи РСДБ-ядра.

Затем мы строим набор концентрических окружностей с центром в ядре. Размер этих окружностей варьируется от 1.6 до 4.4 относительно величины FWHM (Full Width at Half Maximum) исходной круговой диаграммы направленности. Этот диапазон покрывается за 15 итераций, каждый последующий круг имеет радиус на $0.2 \cdot \text{FWHM}$ больше, чем предыдущий. В итоге, после построения таких окружностей, РСДБ-изображение выглядит как на [рис. 4](#).

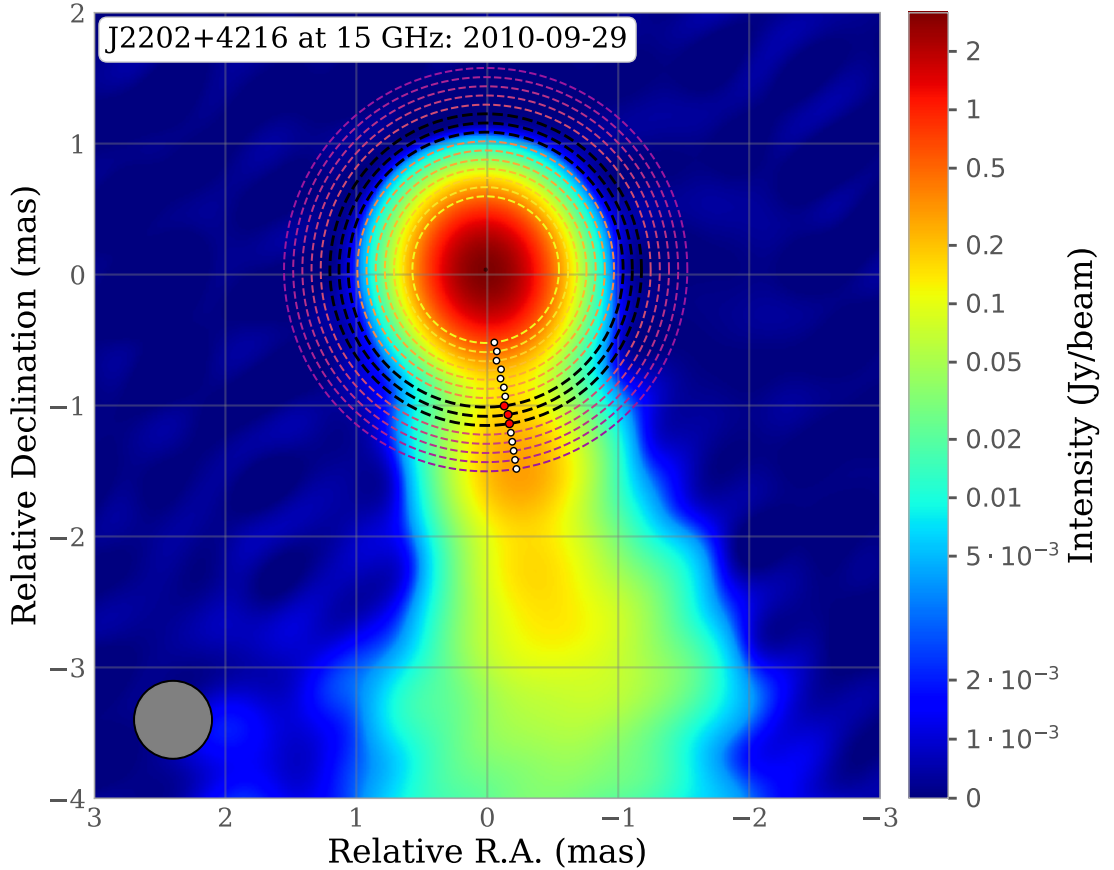


Рис. 4: РСДБ-изображение объекта J2202+4216 (BL Лас) за 29 сентября 2010 года, построенная на основе данных группы MOJAVE на частоте 15 ГГц. Пунктиром показаны концентрические окружности — чем ярче, тем ближе к ядру. Направление джета определяется по красным точкам, на чёрных кругах.

На последнем шаге, определяется наиболее яркая точка на каждой окружности. Для этого мы рассматриваем профили углового распределения интенсивности на

каждой из них, наиболее подробно это представлено на [рис. 5](#). Для удобства сравнения, все кривые были отнормированы к единице.

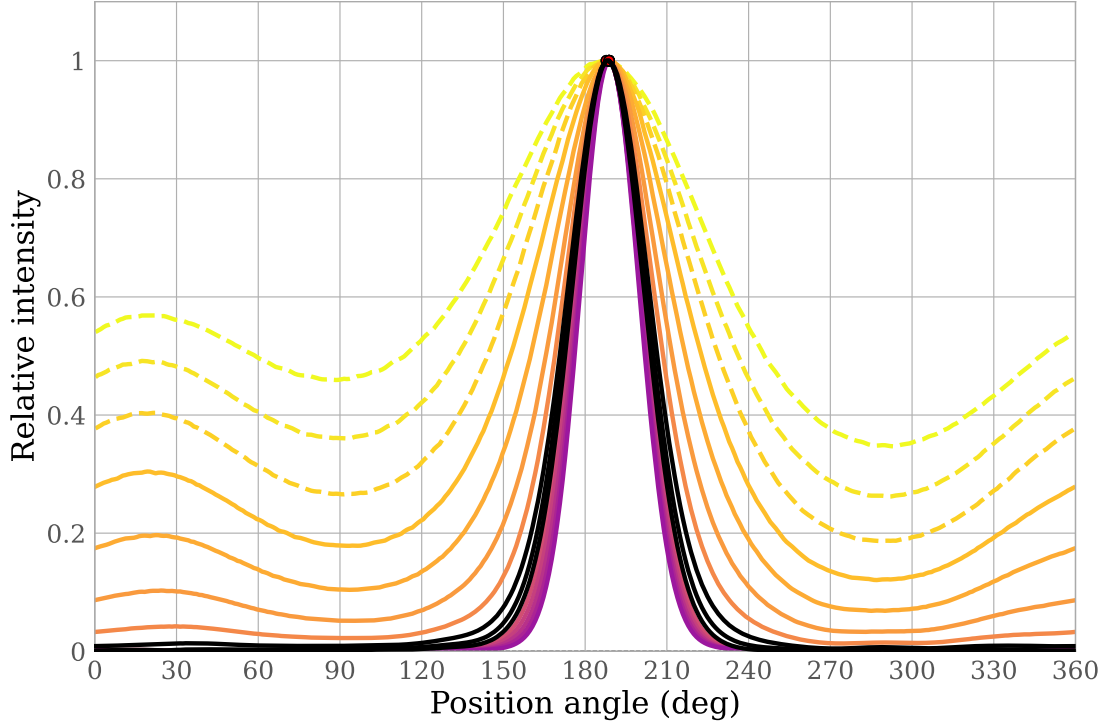


Рис. 5: Угловое распределение профиля относительной интенсивности ($I/I_{\max}$) на выбранном расстоянии от центра видимого начала джета на РСДБ-изображении. Позиционный угол джета на изображении определяется по пику чёрной кривой, отмеченному красной точкой ([разд. 3.2](#)). На пунктирных кривых, соответствующих самым близким к центру РСДБ-ядра окружностям, направление джета не может быть достоверно определено, согласно критерию 1. Позиционный угол на изображении отсчитывается от севера на восток.

Цветовая схема на [рис. 5](#) аналогична [рис. 4](#), распределение относительной интенсивности на более светлых кривых соответствует наиболее близким к видимому началу джета регионам. На каждой из этих кривых мы определяем положение максимума. В дальнейшем, именно с ним мы и будем отождествлять направление джета на РСДБ-изображении. Как можно видеть, профили распределения интенсивности различаются для разных расстояний от ядра. Для более удалённых от ядра областей, распределение всё ближе к гауссовому. Этот факт стал основой нашего критерия достоверности определения направления джета на РСДБ-изображении. Для этого, в рамках каждой отдельной итерации, сравнивается максимальная интенсивность на окружности $I_{\max}$ с её медианным значением I_{median} . Выбор медианы обусловлен тем, что данная метрика является более устойчивой к выбросам, в отличие от среднего. Мы считаем, что направление струи значимо определено на фиксированном расстоянии от РСДБ-ядра, если отношение максимальной $I_{\max}$ и медианной интенсивности I_{median} на соответствующей кривой:

$$K = I_{\max}/I_{\text{median}} \geq 3.25 \quad (1)$$

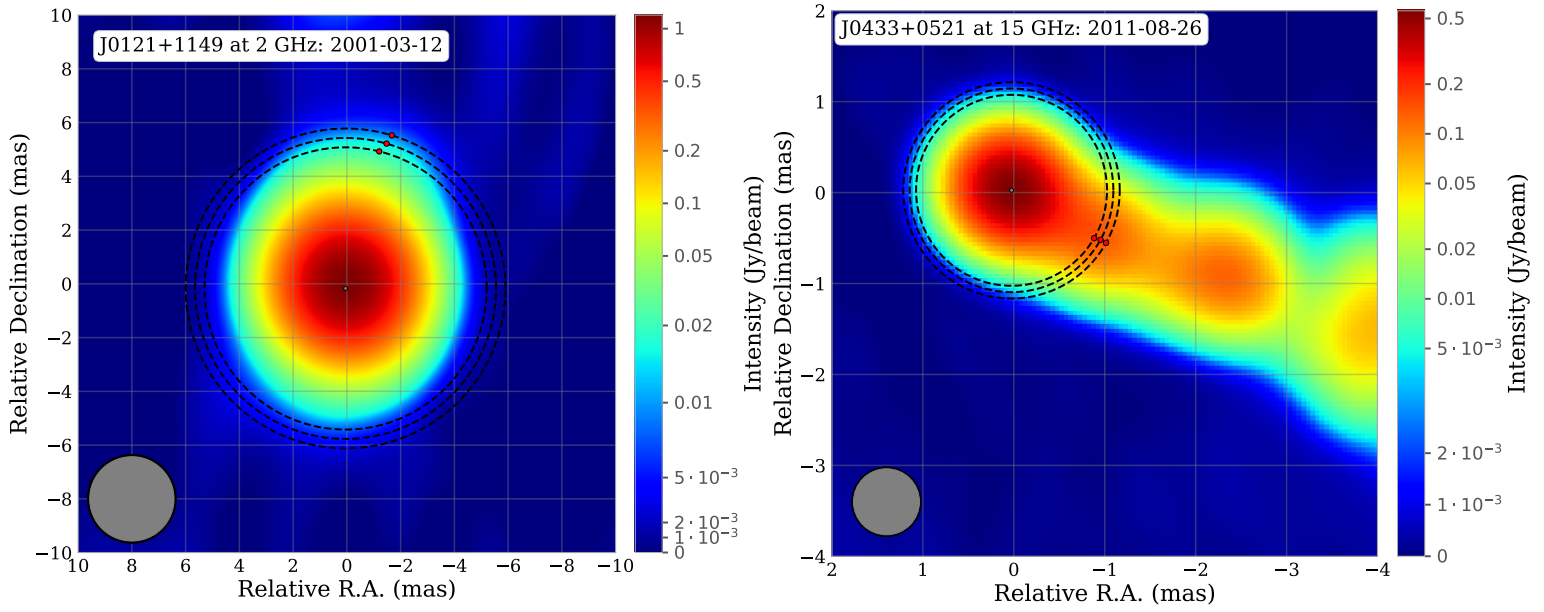


Рис. 6: Два, качественно разных варианта распределения интенсивности на РСДБ-изображении. Слева: ($K \leq 3.25$) интенсивность почти равномерно распределена на расстоянии от видимого начала джета, при этом протяженной структуры струи не видно. Справа: ($K \gg 3.25$) пик излучения сильно выделяется в направлении струи.

Этот уровень отсечки выбран эмпирически и разделяет два предельных случая, представленных на [рис. 6](#).

Для последовательного исследования переменности в этой работе мы измеряем направление струи на фиксированном расстоянии от ядра для каждой наблюдательной частоты. А именно, мы выбираем наименьшее расстояние, на котором направление струи значимо определено для 90% РСДБ-изображений на данной частоте. Такой подход обусловлен тем, чтобы достоверно отделить излучение видимого джета от излучения РСДБ-ядра, но при этом рассматривать эволюцию направления на, как можно, более компактных масштабах. Для каждой из частот эти расстояния приведены в [табл. 1](#)

Точки на таком расстоянии показаны на [рис. 4](#) чёрным цветом. В итоге, направление джета определяется как вектор, соединяющий центр РСДБ-ядра и центральной красной точки из трёх. По направлению таких векторов и вычисляется позиционный угол видимого джета. Чтобы оценить ошибку σ_{PA} , с которой было установлено направление джета, мы повторяем ту же процедуру на двух соседних радиусах в пределах $\pm 0.2 \cdot \text{FWHM}$ от базового значения. После этого считаем разброс между максимальным PA_{max} и минимальным значением угла PA_{min} :

$$\sigma_{\text{PA}} = \frac{|\text{PA}_{\text{max}} - \text{PA}_{\text{min}}|}{2} \quad (2)$$

Этот интервал соответствует трем выделенным красным кружкам на [рис. 4](#). Ниже мы используем только эпохи с $\sigma_{\text{PA}} < 45^\circ$; статистика по количеству изображений и источников показана [рис. 1](#).

Таблица 1: Общая информация о выборке наблюдательных данных и измерениях скорости поворота джета на каждой наблюдательной частоте. По столбцам расположены: (1) Частота, на которой проводились наблюдения; (2) Число источников, использующихся в анализе на этой частоте, см [рис. 1](#); (3) Число АЯГ, демонстрирующих существенно переменное поведение джета на этой частоте ($a \geq 3\sigma_a$); (4) Расстояние на котором определялось направление джета, см [разд. 3.2](#); (5) Медианная скорость поворота джета, см [разд. 4](#).

Частота (ГГц)	N_{AGN}	N_{variable}	Расстояние (mas)	Медианная скорость поворота джета ($^\circ/\text{год}$)
2	143	15	6.60 ± 0.35	0.21 ± 0.02
8	193	44	1.85 ± 0.1	0.27 ± 0.02
15	180	79	1.05 ± 0.07	0.33 ± 0.03
43	19	12	0.40 ± 0.02	1.06 ± 0.15

3.3 Сравнение с другими подходами

По сравнению с предыдущими схожими исследованиями, наш подход полностью автоматизирован. Это ускоряет скорость обработки и делает возможным систематическое изучение тысяч изображений. Кроме того, благодаря разработанному методу, измерения направления струи проводятся на постоянном расстоянии от ядра, что важно для последовательного наблюдения за эволюцией струи. В результате, после обработки отдельных изображений и определения проекции направления струи, из первоначальной выборки в 440 AGN осталось 417 ([рис. 2](#)). Отметим, что рассмотрение отдельных компонент джета, представленное в [\[4\]](#), может работать лучше, если структура струй на РСДБ-изображении сильно искривлена вблизи начала координат; однако доля сильно искривленных струй мала, $< 10\%$ [\[44\]](#).

Мы также провели сравнение нашего метода измерения направления струй с методом, использованным в [\[4\]](#). Результаты этого сравнения показаны в [рис. 7](#), где цветом обозначена абсолютная разница между расстояниями, на которых было определено направление струи. Почти для 80% РСДБ-изображений на частоте 15 ГГц разница в измеренном положении струи составляет менее 20° . Отдельный набор светло-зелёных точек, расположенных в вертикальной полосе от 20° до 80° при -80° горизонтали, соответствует квазару J0555+3948 (DA 193). Согласно результатам MOJAVE, джет этого источника испытывает значительные вариации на малых пространственных масштабах. В то время, как на анализируемых нами масштабах направление струи не меняется, что и приводит к разнице в определяемых РА между нами и MOJAVE. Возможное объяснение такого различия заключается в определении направления струи на разных масштабах. В работах MOJAVE оно определяется по ближайшей к ядру компоненте.

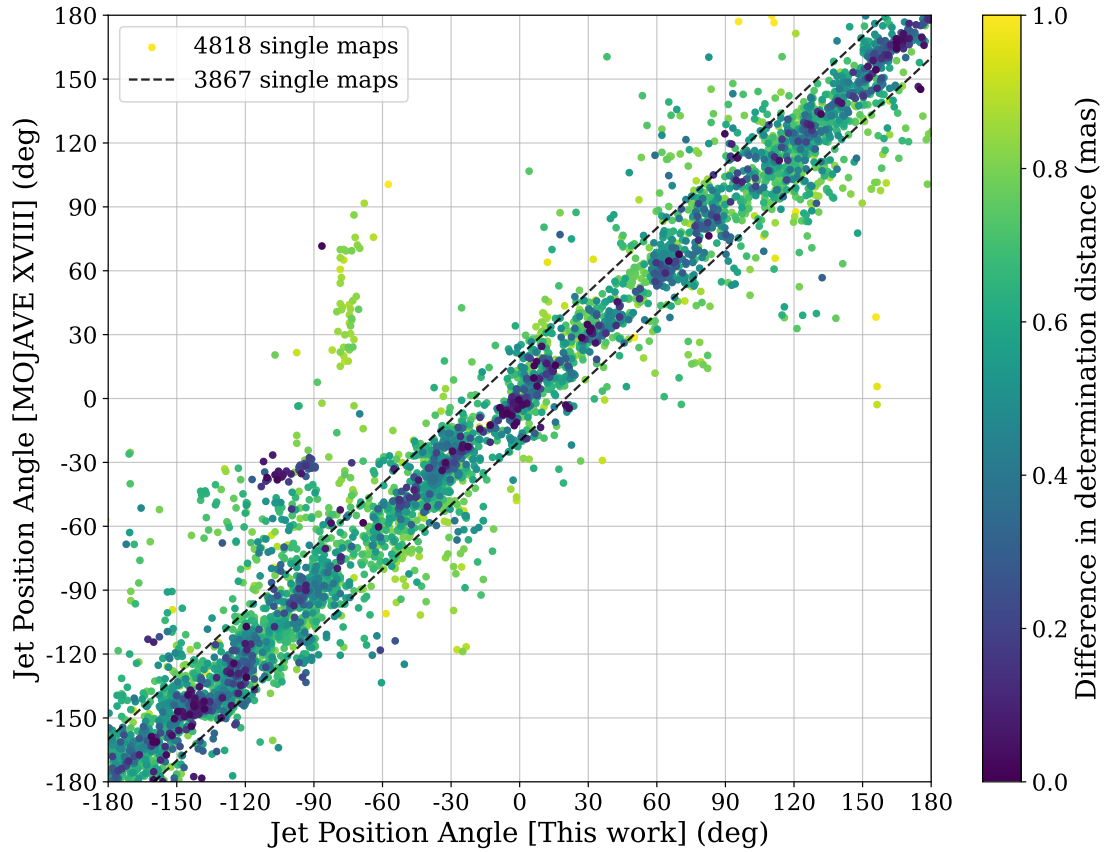


Рис. 7: Сравнительное распределение позиционных углов джета, определённых нашим методом (ось X), и позиционных углов, измеренных коллаборацией MOJAVE (ось Y). Цветовая шкала демонстрирует абсолютную разницу в расстоянии, на котором определялось направление джета между нашим методом и MOJAVE. Чем темнее точки, тем меньше эта разница. Рассматриваются только данные на 15 ГГц, всего представлено 4818 РСДБ-изображения. 3867 (более 80%) из них отстоят от линии равенства не более чем на 20° (чёрные пунктирные линии).

3.4 Приближение постоянной скорости поворота

После получения набора позиционных углов джета для источников из нашей выборки мы перешли к работе с ними. Объединяя между собой все данные из отдельных РСДБ-изображений конкретного источника на выбранной частоте, мы получили зависимости позиционного угла джета $PA(t)$ от времени. Примеры таких зависимостей изображены на [рис. 8](#).

На этих графиках, по горизонтали расположены эпохи наблюдений, а значения позиционного угла джета $PA(t)$ отложены вдоль вертикальной оси. Поскольку одной из основных целей нашей работы является выявление глобальных трендов изменения направления джета, мы сосредоточились на исследовании поведения струй на временных масштабах, сравнимых со всем сроком наблюдения, который для отдельных активных ядер составляет до 30 лет.

Поэтому для анализа изменений направления джета активных ядер временные вариации моделировались следующей зависимостью:

$$PA(t) = a \cdot (t - \langle t \rangle) + PA_0 \quad (3)$$

Здесь a — скорость поворота джета в плоскости изображения, выраженная в градусах в год, $\langle t \rangle$ — средняя дата всех наблюдательных эпох для источника на выбранной частоте наблюдений, PA_0 — значение позиционного угла джета на момент средней эпохи $\langle t \rangle$.

Другие, более сложные модели поведения джета, например [\[45, 14\]](#), включающие в себя специальные предположения о геометрическом строении джета, и использующие большое количество свободных параметров, могут точно описывать поведение отдельного источника. Однако, преимущество нашего подхода состоит в том, что линейное приближение позволяет весьма точно описать поведение большинства активных ядер из исследуемой выборки, не вводя при этом дополнительных предположений и ограничений, касающихся структуры и морфологии джета. Это позволяет нам охватить в своём анализе как можно большее количество наблюдаемых источников.

Мы предполагаем, что линейная зависимость позиционного угла от времени корректно описывает поведение джета, если ошибка в определении скорости поворота составляет менее $\sigma_a \leq 0.5^\circ/\text{год}$. Суммарно, среди 417 активных ядер, рассматриваемых в анализе — 317 уникальных источников удовлетворяют такому условию хотя бы на одной наблюдательной частоте, см [рис. 2](#) (светло-голубой) и [табл. 1](#) (N_{AGN})

4 Результаты

4.1 Скорости поворота джетов

Основная информация о геометрических параметрах джетов активных ядер из нашей выборки представлена в [табл. 2](#). Примеры графиков зависимости позиционного угла джета от времени и их линейного фитирования показаны на [рис. 8](#).

В ходе анализа, мы обнаружили, что $\approx 27\%$ всех исследуемых активных ядер показывает значимую переменность в направлении джета. ($|a| \geq 3\sigma_a$). Для остальных 70%, наблюдаемые нами вариации находятся в пределах ошибок, из-за которых нельзя говорить о значимо переменном поведении источника. Тем не менее в дальнейшем анализе и оценке статистических параметров выборки, мы используем все активные ядра для расчета медианных скоростей поворота джета. Такой подход обусловлен тем, что мы хотим избежать смещения значений в сторону больших скоростей вращения из-за значимо переменных источников.

Таблица 2: Измеренные скорости поворота джета для различных активных ядер на разных наблюдательных частотах: (1) Название источника в кодировке J2000; (2) Количество эпох РСДБ-наблюдений; (3) Наблюдательная частота; (4) Суммарное покрытие эпох наблюдательными данными (от первого до последнего); (5) Скорость поворота джета в рамках линейного приближения; (6) Среднее значение позиционного угла за всё время наблюдений.

Источник (J2000) (1)	$N_{\text{эпох}}$ (2)	Частота (ГГц) (3)	Длительность (лет) (4)	$a \pm \sigma_a$ ($^\circ/\text{год}$) (5)	$\text{PA}_0 \pm \sigma_{\text{PA}_0}$ ($^\circ$) (6)
J0006−0623	57	2	24.3	-0.16 ± 0.05	-78 ± 1
J0006−0623	53	8	21.7	-1.78 ± 0.33	-75 ± 2
J0013+4051	22	8	25.4	-0.01 ± 0.10	-30 ± 1
J0017+8135	81	2	24.0	-0.03 ± 0.03	-168 ± 1
J0017+8135	10	15	23.2	0.21 ± 0.03	-2 ± 1
J0019+7327	19	2	24.6	-0.36 ± 0.41	170 ± 4
J0019+7327	11	15	26.3	-0.13 ± 0.17	129 ± 2
J0038+4137	11	8	22.1	-0.40 ± 0.32	97 ± 3
J0057+3021	15	15	24.4	0.15 ± 0.06	-51 ± 1
J0102+5824	74	2	23.0	0.15 ± 0.23	-106 ± 2
J0102+5824	109	8	24.4	0.73 ± 0.15	-123 ± 2

Не все джеты активных ядер из нашей выборки могут быть описаны в рамках линейной модели. Часть объектов, как, например, J1549+0237 или J2202+4216 (BL Lac) демонстрируют поведение своего джета во времени, близкое к линейному, причём на всём масштабе наблюдений и на различных частотах (см. [рис. 8](#)). Более

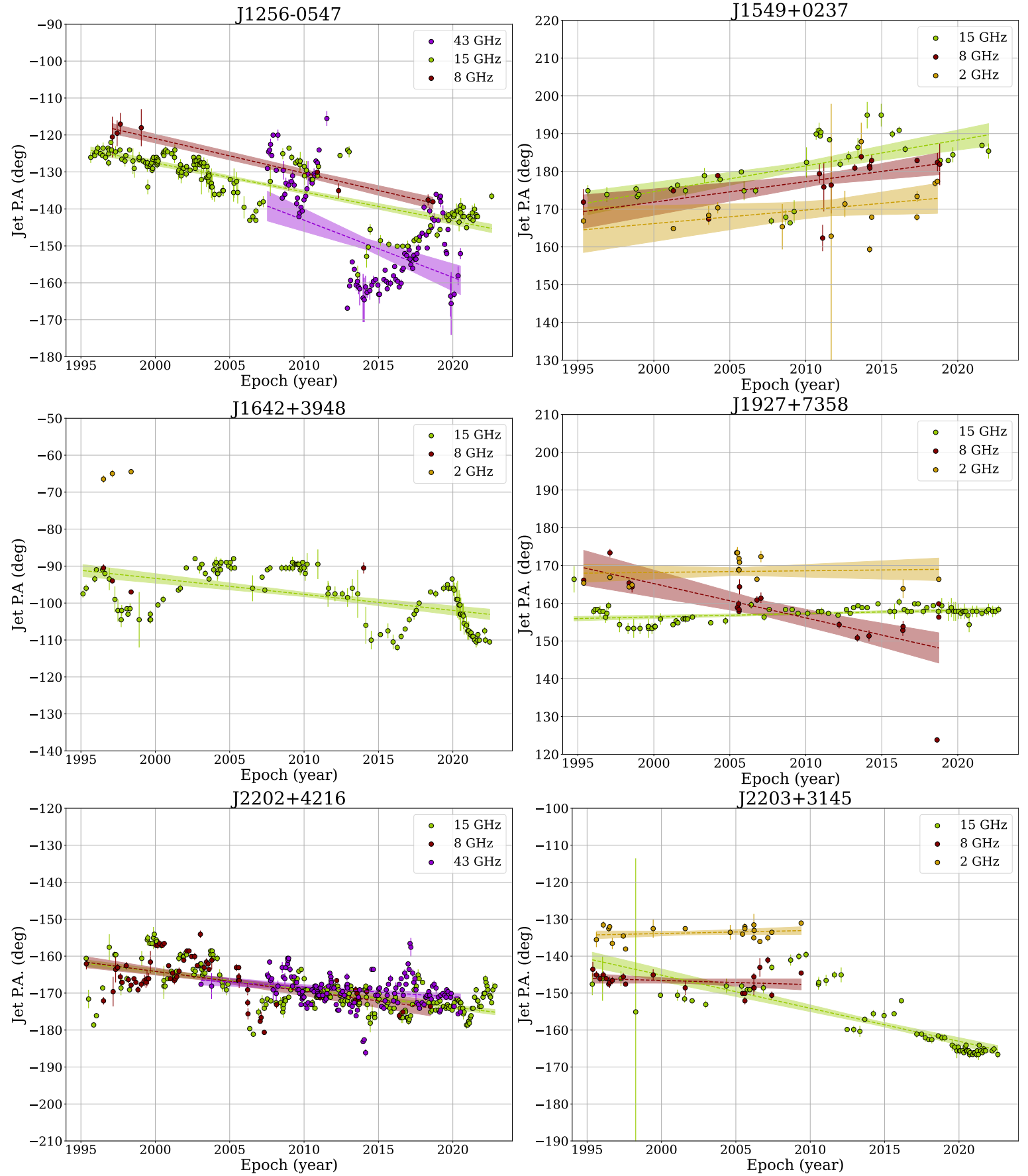


Рис. 8: Графики зависимости позиционного угла джета $PA(t)$ для шести активных ядер. Они демонстрируют существенно различное поведение джета на масштабе их наблюдений: начиная от слабоперемежных и почти постоянных во времени джетов, заканчивая джетами с постоянной скоростью вращения или вовсе, демонстрирующими куда более сложное изменение направления во времени. Пунктирные линии соответствуют приближению постоянной скорости поворота (разд. 3.4), вместе с полосами погрешностей на уровне 1σ .

подробно, поведение внутреннего джета BL Lac описано в [46]. У J2203+3145, значительная переменность в направлении джета становится заметной лишь на 15 ГГц, в то время, как на 2 и 8 ГГц направление почти не зависит от времени. Существуют и источники подобные J1927+7358, который является одним из самых наглядных примеров джета со значимо постоянным ($|a| < 3\sigma_a$) направлением. Другие объекты, такие как J1256-0547 (3C 279) и J1642+3948 (3C 345), показывают существенно нелинейное и даже квазипериодическое поведение джета на всё протяжённости наблюдений. У 3C 279 с 2012 по 2016 год наблюдается довольно сильное изменение позиционного угла. 3C 345, в свою очередь, демонстрирует квазипериодические колебания позиционного угла. Однако, согласно нашим данным, лишь около 10% всех источников из нашей выборки демонстрируют резкие и скачкообразные изменения в направлении их джета. Отсюда мы делаем вывод, что большинство источников демонстрирует поведение, поддающееся описанию в рамках приближения постоянной скорости на масштабах всего периода наблюдений.

Распределение исследуемых активных ядер по скоростям поворота их джета для каждой из наблюдательных частот, показано на рис. 9. Распределение скоростей на всех частотах имеет примерно схожее по виду распределение, за исключением 43 ГГц, где имеется лишь 19 отдельных источников. Однако общая тенденция такова, что с увеличением наблюдательной частоты растёт и характерная скорость поворота джета. Медианы этих распределений отмечены чёрной пунктирной линией. Они варьируются от $0.21^\circ/\text{год}$ для 2 ГГц, до $1.04^\circ/\text{год}$ на 43 ГГц. Возможным объяснением такого феномена, является тот факт, что наблюдения на более высоких частотах, показывают области, находящиеся ближе к началу джета, нежели чем на низких частотах. Мы интерпретируем этот тренд, как уменьшение переменности во вращении в направлении вниз по джету (рис. 10).

При изучении достаточно большой однородной выборки можно было бы ожидать различий в скоростях поворота джета как между различными классами активных ядер, наблюдаемыми под разными углами, так и между источниками, находящимися на различных расстояниях от наблюдателя. Однако на практике такое сравнение оказывается куда более сложной задачей, из-за фундаментальных погрешностей наблюдений: в основном, более удаленные активные ядра должны быть более яркими и куда более сильно сколлимированными. Ранее [4] было показано, что вариации позиционного угла джета для квазаров, наблюдавшихся на 15 ГГц, несколько больше, чем у лацертид. В нашей работе мы также сравнили скорости поворота джета, приведённые в табл. 2, между различными классами источников. По результатам этого сравнения, мы обнаружили аналогичную тенденцию на частоте 15 ГГц, показанную на рис. 11. Однако на других наблюдательных частотах (2, 8, 43 ГГц) подобных значимых различий обнаружено не было. На данный момент мы избегаем интерпретации различий между классами активных ядер, но в дальнейшем это могло бы быть

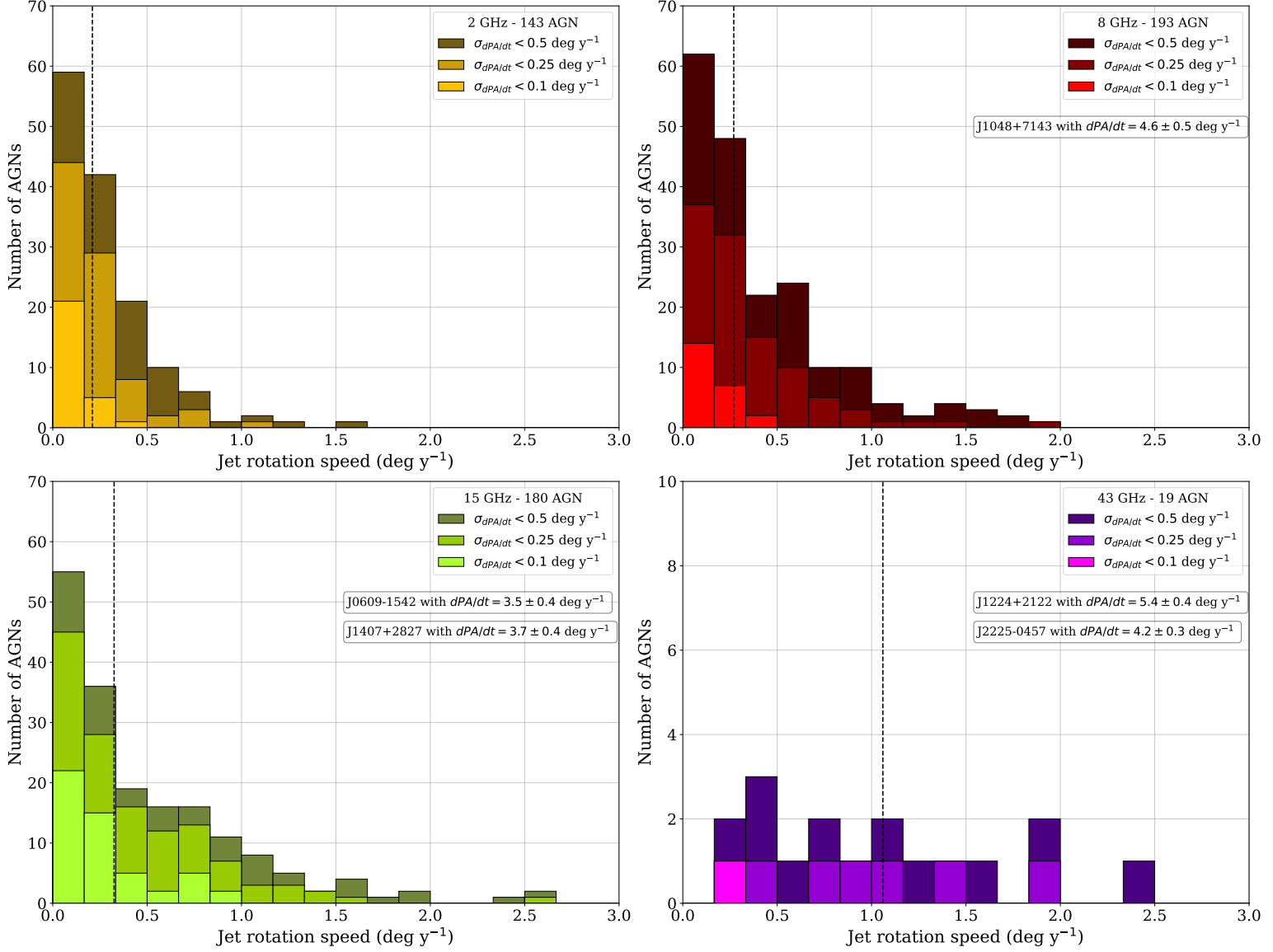


Рис. 9: Распределение активных ядер по скоростям поворота джета в зависимости от наблюдательной частоты. Песчаной цветовой схемой показаны данные на 2 ГГц, красной — 8 ГГц, зелёной — 15 ГГц, фиолетовой — 43 ГГц. Чёрной вертикальной пунктирной линией показано медианное значение скорости поворота джета в выборке на заданной частоте. Замечен тот факт, что с ростом наблюдательной частоты растёт и характерная скорость поворота джета

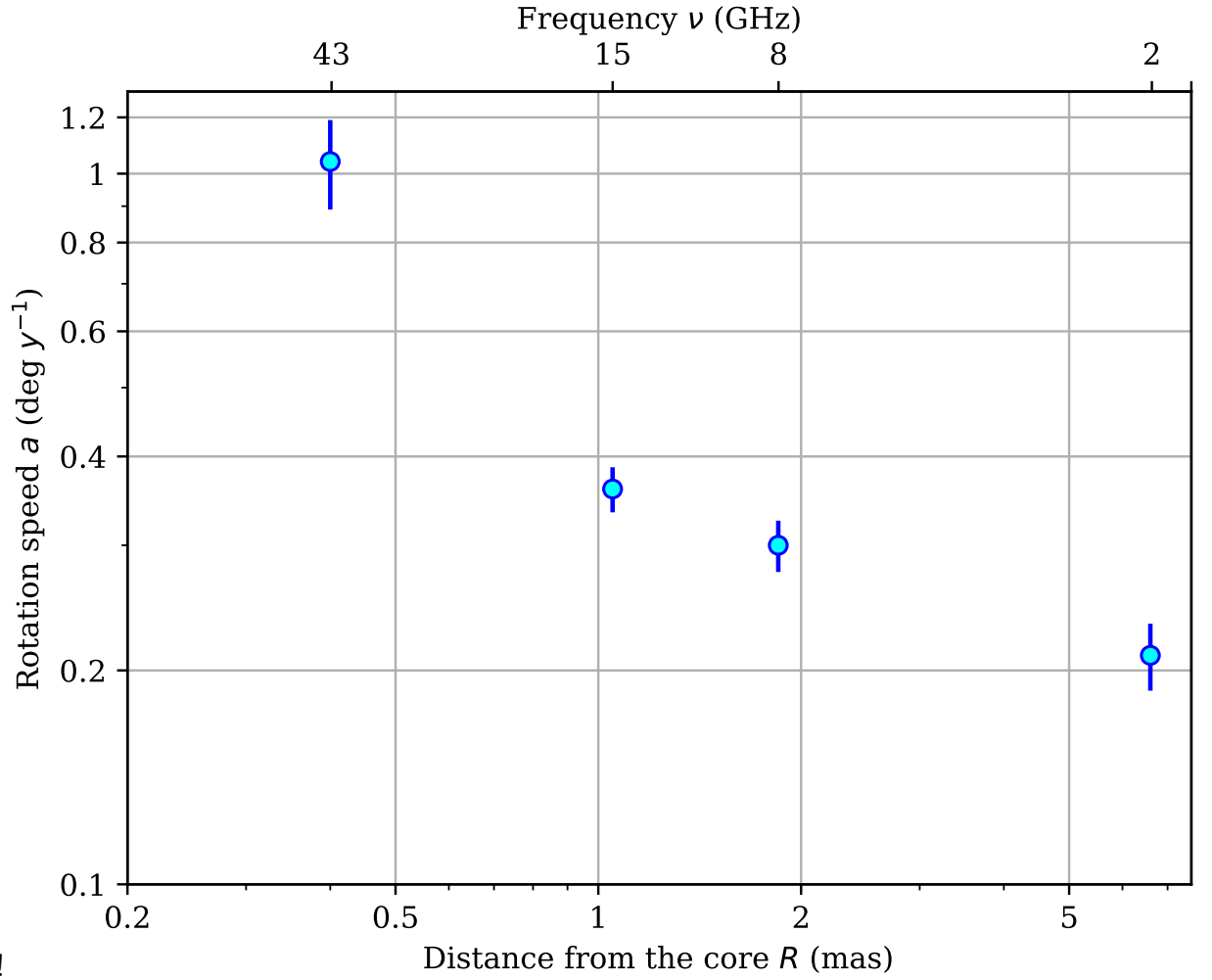


Рис. 10: Медианы скоростей поворота джета в зависимости от наблюдательной частоты и расстояния от ядра. Полное распределение представлено в [рис. 9](#). Здесь наиболее явно заметна тенденция к уменьшению скорости поворота при спуске вниз вдоль струи ([разд. 4.1](#)).

осуществимо с помощью более обширной и тщательно отобранной выборки источников.

Опираясь на тот факт, что имеет место менее выраженная переменность вниз по струе, мы можем сделать определённые выводы о кинематике компонент самого джета. Указанный выше сценарий не может быть реализован в рамках баллистического движения компонент по поверхности конуса. Причиной этого является тот факт, что, при равномерном вращении самой струи и баллистическом движении отдельных компонент, наблюдаемая скорость поворота джета была бы одинаковой на разных пространственных масштабах, а значит и на разных частотах. Также известным фактом является переход от параболической геометрии джета к конической [\[47, 48\]](#). Однако этот переход происходит значительно раньше и ближе к ядру, нежели чем на масштабах, рассматриваемых в данной работе. Возможным объяснением такого феномена является более сложная кинематика движения у отдельных компонент. Ранее уже рассматривались сценарии, включающие в себя предположения об ускоренном движении отдельных ярких компонент джета [\[8\]](#), нерадиальных дви-

AGN distribution by class on 15 GHz

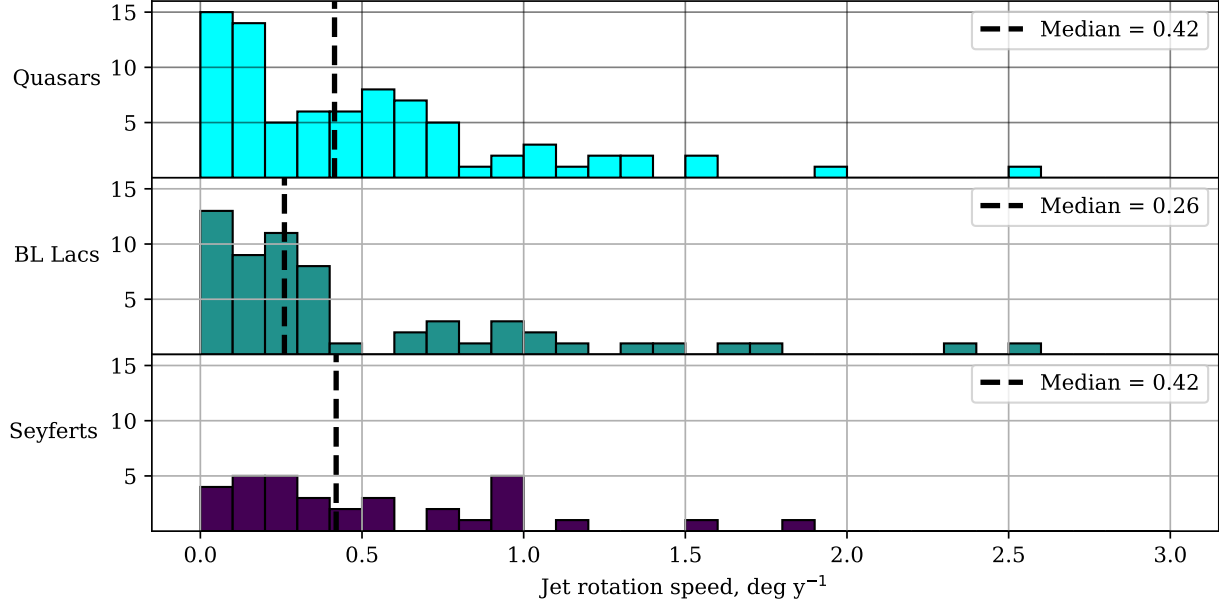


Рис. 11: Распределение различных классов активных ядер галактик по видимой скорости поворота их джета на 15 ГГц. Голубым цветом отмечены квазары, тёмно-бирюзовым — лацертиды, фиолетовым — сейфертовские галактики. Медианная скорость поворота джета у квазаров примерно в полтора раза выше чем у лацертид.

жениях, связанных с ударными волнами в плазме джета [49, 50] или плазменных неустойчивостях [51, 52]. Поэтому определение и классификация точной структуры джета и распределения профиля скоростей в нём остаётся предметом для дальнейших изысканий.

4.2 Нерадиальное движение компонент и вращение джета

Для выяснения причин, которые могут приводить к изменению направления джета, мы рассмотрели сценарий, в рамках которого, видимый поворот струи происходил из-за нерадиального движения отдельных его компонент. При выполнении расчётов мы использовали данные о кинематике отдельных компонент джета, приведённые в работе [4]. Они включают в себя характерные скорости и направления движения компонент джетов для исследуемых в той работе активных ядер на 15 ГГц. Поэтому в рамках этой секции мы приводим результаты сравнения лишь для тех источников, у которых есть наблюдательные данные на 15 ГГц.

Каждая отдельная компонента джета на РСДБ-изображении может быть полностью охарактеризована тремя параметрами: её расстоянием от видимого начала джета $\langle R \rangle$, выраженным в миллисекундах дуги; скоростью собственного движения в плоскости изображения μ , и направлением её движения, которое задаётся в виде разности между средним позиционным углом этой компоненты и углом, задающим вектор скорости компоненты $\langle \nu \rangle - \phi$. В таком случае, за нерадиальное движение бу-

дет отвечать лишь поперечная компонента скорости $\mu_{\parallel} = \mu \cdot \sin(\langle \nu \rangle - \phi)$. Однако, для проверки гипотезы о том, что наблюдаемые нами повороты джета связаны с нерадиальным движением его компонент, мы сравнивали скорость поворота a из 4.1 именно с угловыми скоростями вращения ω , рассчитанными по классической формуле:

$$\omega = \frac{\mu_{\parallel}}{\langle R \rangle} = \frac{\mu \sin[\langle \nu \rangle - \phi]}{\langle R \rangle} \quad (4)$$

Для расчёта угловой скорости вращения джета на 15 ГГц мы использовали лишь одну компоненту, расстояние которой от видимого начала джета как можно ближе к 1.05 mas. Это сделано для того, чтобы согласовать наши измерения скоростей поворота джета с наблюдательными данными группы MOJAVE. Исследуемая в [4] выборка активных ядер состоит из 419 источников, имеющих как минимум одну, отличную от ядра, компоненту джета. Для 191 из них нами были так же определены скорости поворота джета на 15 ГГц. Однако в дальнейшем анализе мы рассматриваем только те активные ядра, для которых угловая скорость вращения компонент ω определена с погрешностью не превышающей $\sigma_{\omega} \leq 0.5^{\circ}/\text{год}$. Аналогично предыдущему критерию, это было сделано для повышения значимости результатов сравнения.

В итоге, после отбора всех источников, представленных в обеих выборках и удовлетворяющих критерию отбора, в рассмотрении осталось 79 активных ядер. Согласно данным MOJAVE, компоненты выбранных источников обладают медианной угловой скоростью вращения $\omega_{\text{median}} = 0.45 \pm 0.05^{\circ}/\text{год}$. Полное сравнение угловых скоростей вращения компонент со скоростью поворота джета показано на рис. 12. Видимой корреляции между двумя этими величинами на данном совместном распределении обнаружено не было. Исходя из этого, мы делаем вывод о том, что существенной связи между видимым поворотом джета и нерадиальным движением отдельных его компонент нет. Отсутствие такой связи указывает на то, что переменность в направлении струи, скорее всего, вызвана вращением основания релятивистской струи во времени, а не поперечным движением её компонент. В таком случае, новые яркие компоненты рождаются в струе и имеют направление отличное от предыдущего. В связи с этим, видимый поворот происходит за счёт смены главной излучающей компоненты с одной на другую, которая, в свою очередь, пространственно отделена от начальной.

4.3 Временные масштабы переменности

Чтобы оценить характерные масштабы времени, на которых джет значительно изменяет своё направление, мы воспользовались следующими рассуждениями. Прежде всего, основываясь на имеющихся у нас наблюдательных данных, лишь несколько активных ядер галактик демонстрируют быстрые или скачкообразные изменения в направлении джета на масштабе всех наблюдений. Таким образом, для большинства

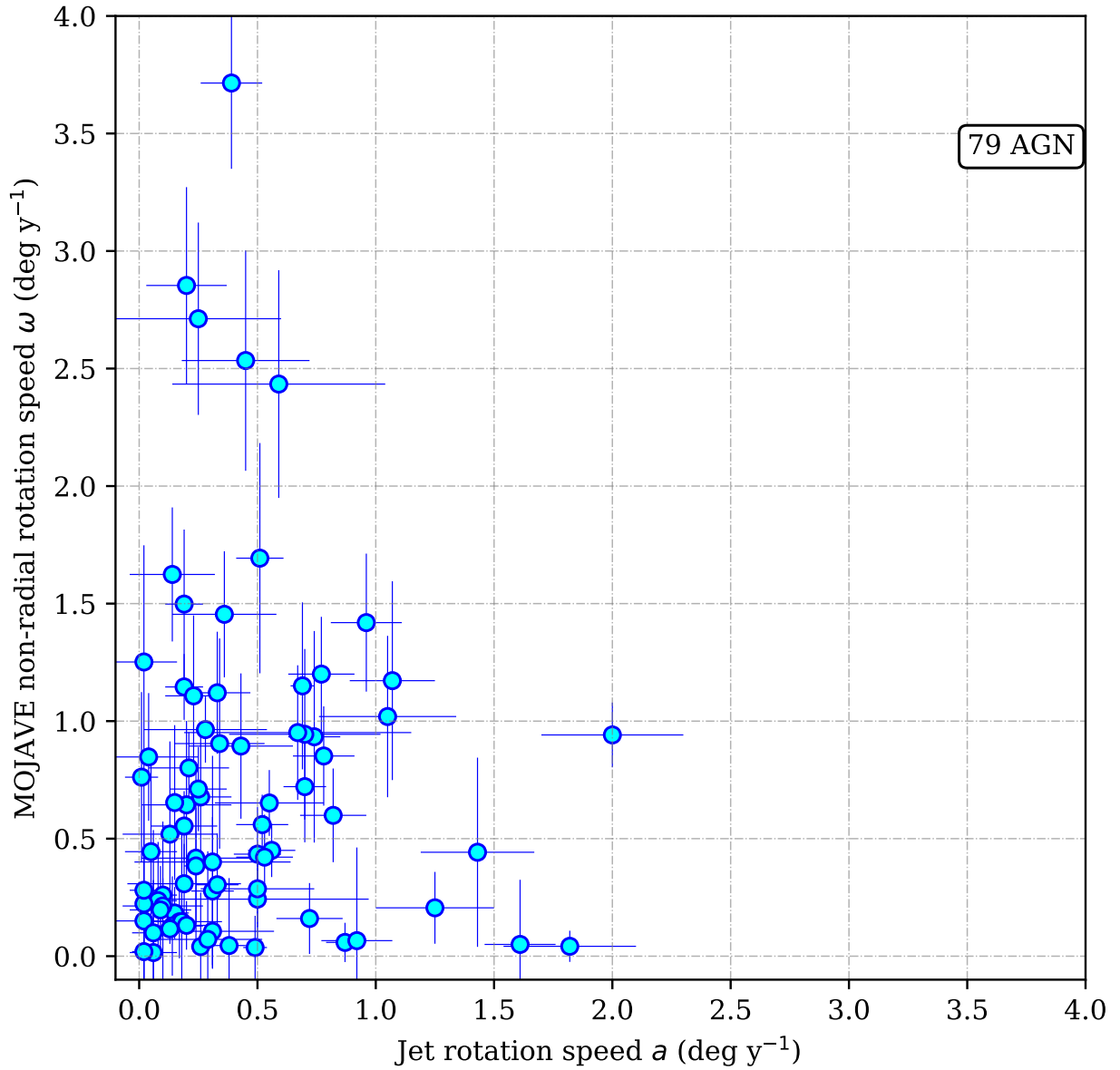


Рис. 12: График совместного распределения угловой скорости нерадиального движения компонент джета на основе 15 ГГц данных MOJAVE (разд. 4.2) и скорости поворота джета из линейного приближения. На графике представлены только те активные ядра, которые присутствуют в обеих выборках, и имеют как минимум одну компоненту джета, кроме ядра. Точки соответствуют конкретному источнику, причём погрешности измерения угловых скоростей вращения и скоростей поворота показаны вертикальными и горизонтальными синими линиями соответственно. Как видно из совместного распределения, характерные угловые скорости нерадиального движения могут сильно превосходить видимую скорость поворота джета как целого.

активных ядер из нашей выборки мы можем оценить их характерные временные масштабы переменности более чем $T \geq T_{\text{obs}} \simeq 30$ лет.

Чтобы понять каким будет ограничение с другой стороны, обратим внимание на тот факт, что видимое вращение на РСДБ-изображение не может покрывать более чем половину круга. Это связано с проявлением проекционных эффектов относительно джета для наблюдателя. Среди значимо переменных джетов в нашем исследовании, 90% из них демонстрируют скорости поворота выше чем $a \geq 0.1^\circ/\text{год}$. Совмещая

эти скорости поворота с их максимальной амплитудой, мы напрямую получаем верхнюю границу для характерного времени переменности или потенциальных периодов таких источников: $T \leq \pi/a \approx 2000$ лет.

Более точную оценку можно получить на основе детального рассмотрения модели спирального джета, описанной выше в [разд. 5.1](#). В результате линеаризации такой модели, ранее нами было получено основное выражение, связывающее между собой скорость поворота джета, характерный период переменности T_{obs} и геометрические параметры самой струи [выр. 13](#). Переобозначая производную позиционного угла по времени через a и выражая из неё период, мы приходим к следующему уравнению.

$$T_{obs} = \frac{2\pi}{a(1 + \theta_0/\xi)} \quad (5)$$

Таким образом, мы получили выражение для периода переменности направления струи, в приближении постоянной скорости вращения. Согласно [\[6\]](#), медианное значение величины θ_0/ξ для активных ядер, наблюдавшихся на частоте 15 ГГц, составляет $\theta_0/\xi \approx 2.5$. Выразив период из этой формулы, мы можем получить оценку сверху на потенциальный период переменности. Как было отмечено ранее, измеренные нами скорости вращения составляют порядка $a \geq 0.1^\circ/\text{год}$. Это, в свою очередь, соответствуют потенциальным периодам $T_{obs} \leq 1000$ лет.

Как мы видим, обе оценки верхней границы возможных периодов дают сравнимые результаты. В дальнейшем, мы будем использовать слегка более консервативную оценку для периодов $T_{obs} \leq 2000$ лет. Важно отметить, что эти периоды были рассчитаны в системе отсчёта, связанной с наблюдателем. В то время как периоды, полученные из рассмотрения физических причин возникновения прецессии будут соответствовать системе отсчёта, связанной с источником. Поэтому мы корректируем их на величину красного смещения z , по известной формуле:

$$T_{obs} = (1 + z) \cdot T_{intrinsic} \quad (6)$$

В итоге, получаем $T_{intrinsic} \leq 1000$ лет для типичного квазара при красном смещении $z \sim 1$. Такие характерные масштабы времени применимы лишь для тех активных ядер, у которых была замечена существенная переменность в направлении джета. Как мы говорили ранее, доля таких источников составляет около трети от всей выборки. В то же самое время, некоторые отдельные активные ядра могут демонстрировать куда более сложное поведение своей струи, нежели рассматриваемое нами линейное приближение (см [рис. 8](#)). Однако большинство из оставшихся источников не показывают значительной переменности направления в пределах своих погрешностей.

Подытоживая, мы можем представить следующую оценку для характерных времён и периодов переменности у струй исследуемых нами активных ядер, в собственной системе отсчёта:

$$10^1 \leq T_{intrinsic} \leq 10^3 \text{ лет} \quad (7)$$

5 Обсуждение

5.1 Модель спирального джета

Введённая нами ранее линейная модель зависимости позиционного угла джета от времени, имеет под собой серьёзные теоретические предпосылки. Для того, чтобы убедиться в этом, рассмотрим модель спирального джета, предложенную и проверенную в работах [13, 45].

В данной модели предполагается, что джет представляет собой непрерывный поток, имеющий спиралевидную форму. Причины, по которым струя может принимать такую форму, могут быть самыми разными. Среди возможных сценариев, можно выделить прецессию центральной чёрной дыры из-за взаимодействия с аккреционным диском, наличие второй чёрной дыры в системе, или же развитие магнитогидродинамической неустойчивости в самой струе. Одним из основных преимуществ этой модели является тот факт, что предсказания, полученные с её помощью, не зависят от факторов, вызывающих формирование такой спиральной структуры. Это открывает нам возможность сосредоточиться исключительно на изучении геометрических свойств джетов, не останавливаясь на причинах, которые привели к такому поведению струи. Наиболее подробно такая модель была описана в [13], однако для дальнейшего её рассмотрения, представим здесь основные её предположения и результаты.

Пусть, компонент джета расположен на поверхности конуса и движется по спирали, лежащей на этом конусе с началом в вершине конуса. Как было показано в [13], вершина этого конуса может не совпадать с центральной черной дырой. Для наглядной демонстрации геометрического строения джета, автор приводит схему, показанную на [рис. 13](#).

В таком случае, выражение для позиционного угла джета можно будет переписать через исходные параметры самой струи, такие как: угол полураскрыва струи ξ и угол к лучу зрения θ_0 и внутренний угол φ , соответствующий положению отдельной компоненты на спирали.

$$\tan PA = \frac{\sin \xi \sin \varphi}{\cos \xi \sin \theta_0 + \sin \xi \cos \theta_0 \cos \varphi} \quad (8)$$

Поскольку существенную долю всех активных ядер из выборки составляют блазары, то мы можем воспользоваться предположением о малых углах к лучу зрения и углах полураскрыва самого джета: $\xi, \theta_0 \ll 1$. В таком предположении, формула 8 упрощается:

$$\tan PA \approx \frac{\sin \varphi}{\theta_0/\xi + \cos \varphi} \quad (9)$$

Выражая из уравнения 9 позиционный угол джета $PA(\varphi)$, как функцию внутреннего угла, с учётом направления вращения струи в виде знака перед выражением,

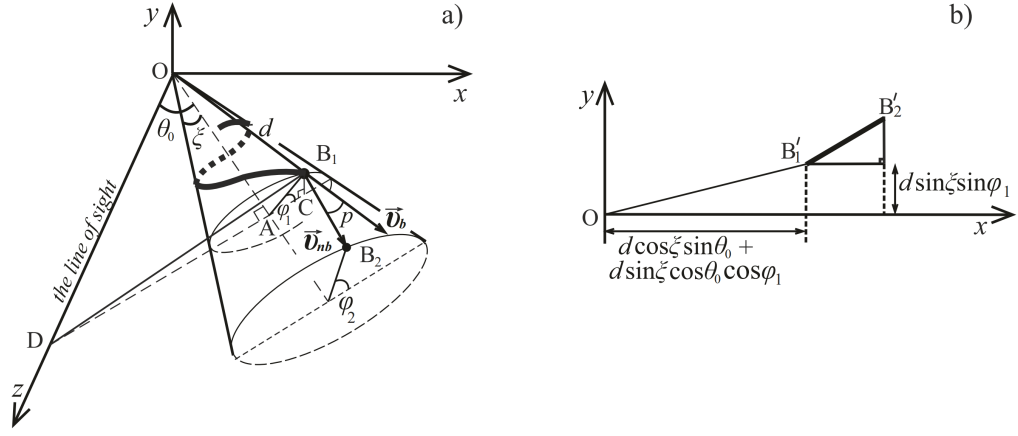


Рис. 13: (а) Визуализация геометрического строения спирального джета, представленная в [13]. Винтовой джет показан жирной кривой. Ось Oz показывает направление на наблюдателя, B_1 и B_2 — две компоненты джета, движущиеся по спирали, θ_0 — угол к лучу зрения, ξ — угол полураскрыва джета, d — расстояние от вершины конуса до компоненты B_1 . (б) Проекция компонент джета B'_1 и B'_2 на плоскость изображения. Позиционным углом джета, в данном случае, является угол между отрезком OB'_1 и осью Ox

получим:

$$PA(\varphi) = \pm \arctan \frac{\sin \varphi}{\theta_0/\xi + \cos \varphi} + PA_0 \quad (10)$$

Последнее слагаемое PA_0 отвечает за среднее значение позиционного угла джета, относительно которого изменяется абсолютное значение $PA(\varphi)$. В предположении, что внутренний угол φ меняется по линейному закону от времени:

$$\varphi(t) = \omega_{obs} \cdot t + \varphi_0; \quad \omega_{obs} = \frac{2\pi t}{T_{obs}} \quad (11)$$

Поскольку в данной работе мы рассматриваем поведение джетов на временных масштабах переменности, равных или сильно превышающих длительность наблюдений, то зависимость $PA(t)$ можно с достаточной точностью аппроксимировать прямой, отражающей постоянную скорость вращения. По своему геометрическому смыслу, скорость вращения является коэффициентом наклона на графике зависимости $PA(t)$, то есть его производной.

$$\frac{dPA(t)}{dt} = \frac{\dot{\varphi}(t) \left[1 + \frac{\theta_0}{\xi} \cos \varphi(t) \right]}{1 + 2 \frac{\theta_0}{\xi} \cos \varphi(t) + \left(\frac{\theta_0}{\xi} \right)^2} \quad (12)$$

Подставляя зависимость 11 в 12 и пользуясь тем фактом, что наиболее вероятная скорость вращения джета за весь период, оказывается соответствующей $\varphi_0 = 0$, получаем:

$$\frac{dPA(t)}{dt} = \frac{2\pi}{T_{obs}(1 + \theta_0/\xi)} \quad (13)$$

Таким образом, мы получили выражение, связывающее период переменности направления джета со скоростью его поворота в плоскости изображения.

5.2 Видимые углы раскрыва джетов

Чтобы более подробно изучить видимые изменения в геометрии струи, мы также провели сравнение видимых углов раскрыва джета и амплитуды колебаний его позиционного угла. Поскольку каждая из этих величин измерялась с использованием изначально различных допущений, такое сравнение может потенциально продемонстрировать границы этих допущений. В данной работе мы определяем амплитуду колебаний позиционного угла джета, как ширину центрального интервала, содержащего 68% отдельных измерений (по 34% в каждую сторону относительно среднего значения) направления струи для выбранного источника на одной наблюдательной частоте. Данный диапазон был выбран таким образом, чтобы минимизировать влияние выбросов, имеющих место при обработке достаточно зашумлённых данных. Поскольку в противном случае, даже единичное наблюдение, на котором направление джета сильно отличается от характерных значений, приводило к скачкообразному изменению амплитуды. Видимые углы раскрыва джетов были измерены на основе стековых (усреднённых) РСДБ-изображений в рамках программы MOJAVE [6]. В дальнейшем анализе мы используем те же наблюдательные данные, что были использованы коллаборацией MOJAVE в их работе, для этого мы ограничиваемся эпохами до 2015 года. И, для обеспечения наибольшей согласованности мы берем углы раскрыва джета, измеренные на расстоянии 1.05 mas от ядра, поскольку наши измерения направления струи на частоте 15 ГГц проводились на этом расстоянии (табл. 1).

Из-за использования процедуры стекинга, при измерении углов раскрыва, мы предполагаем, что видимые углы раскрыва джета будут, по своему абсолютному значению, больше или равны амплитудам изменений позиционного угла. Такое сравнение может стать проверкой нашего метода на согласованность с результатами других групп, а так же выявить краевые случаи, по-разному влияющие на эти способы измерения. Сами результаты сравнения представлены на рис. 14.

Наиболее примечательными результатами такого сравнения являются те активные ядра, которые находятся выше диагонали или, что, то же самое: $\Delta PA \gg \alpha_{app}$. Такое соотношение возможно только в тех случаях, когда направление джета меняется очень резко. В таком случае, при выполнении процедуры усреднения эти изменения могут оказаться незамеченными из-за низкого накопительного эффекта. Самой левой точкой сверху отмечен квазар J1224+2122 (4C 21.35): позиционный угол его джета изменяет своё значение более чем на 70° за промежуток времени около 10 лет, в то время как его видимый угол раскрыва имеет значение чуть меньше чем 20° . Другие два источника, для которых ΔPA почти в два раза больше чем α_{app} :

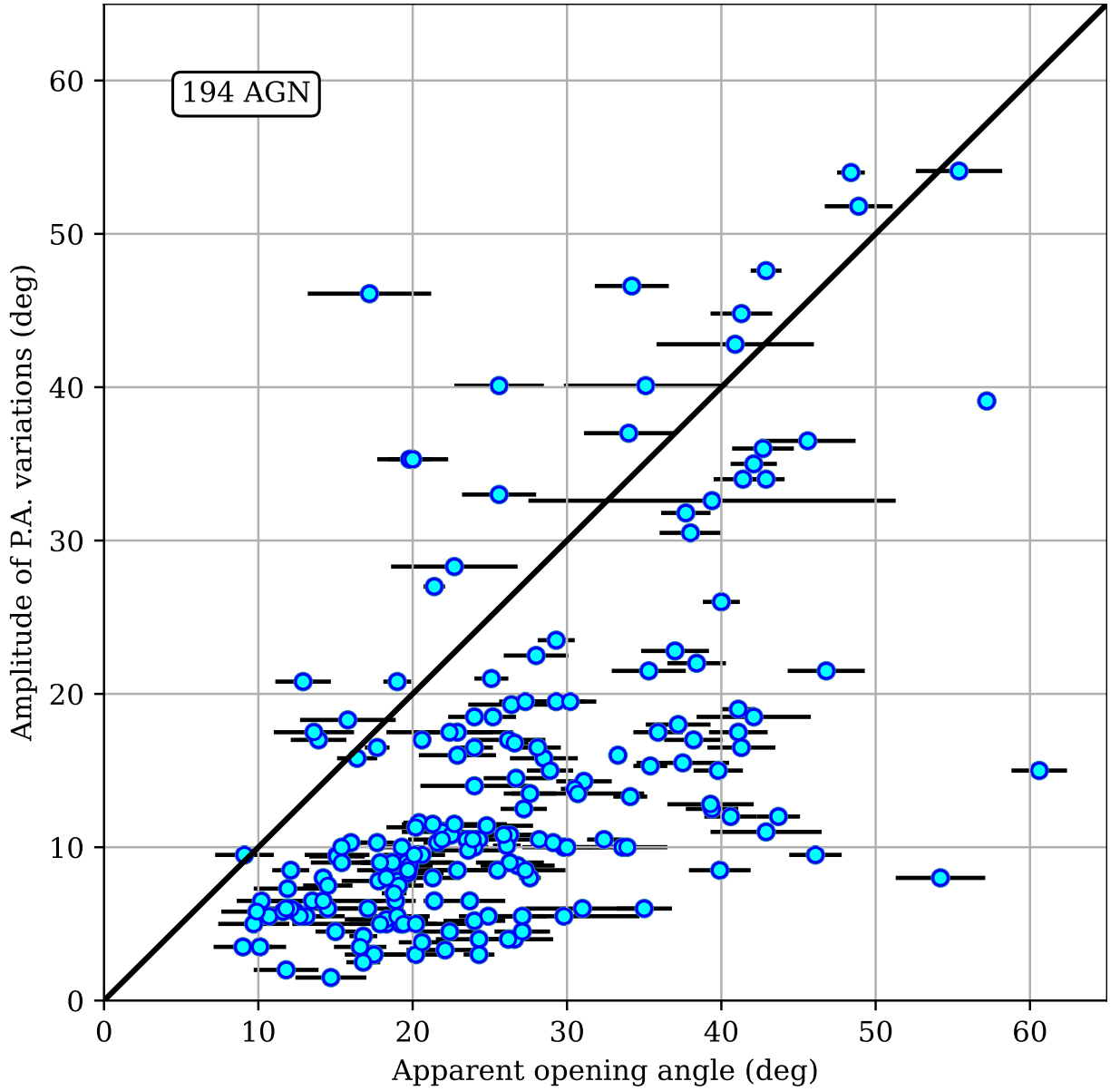


Рис. 14: График совместного распределения видимых углов раскрыва джета на 15 ГГц согласно [6] и амплитуд изменений их позиционного угла согласно нашему алгоритму. Для расчёта амплитуд используются наблюдательные данные, полученные не позднее 2015 года, для более достоверного сравнения с приведённой выше работой. Черным цветом показана линия равенства. Подробное описание и обсуждение приведено в [разд. 5.2](#)

J0152+2207 и J0217+7349. Первый из них имеет две серии наблюдений, в 1990-ых и в 2010-ых, между которыми направление джета меняется примерно на 50° . Второй из них, демонстрирует скачкообразное изменение позиционного угла по величине порядка 40° в 2021. Тем не менее большинство источников имеют $\Delta PA < \alpha_{app}$, как и ожидалось для плавных и последовательных изменений направления струи.

5.3 Сценарии возникновения переменности

Данная часть посвящена обсуждению возможных сценариев возникновения переменности в направлении струи, включая в себя периодическую и квази-периодическую

переменность. В данной работе мы сосредотачиваемся на изучении и описании физических механизмов и сценариев, которые могут вызывать переменность на временных масштабах, сравнимых или превышающих продолжительность наблюдений конкретного источника. Таким образом, несомненно переменное и потенциально периодическое, поведение джета отдельных источников на временных масштабах менее 10 лет, как например у квазара J1642+3948 на 15 ГГц (см [рис. 8](#)), остаётся за рамками нашего исследования.

5.3.1 Нестабильности в джете

Плазменные неустойчивости внутри релятивистской струи или на границе с внешней средой могут вызывать колебания струи и видимые изменения в её направлении [53]. Известно, что взаимодействие различных неустойчивостей в струе и соответствующих стабилизирующих процессов может приводить к разнообразным эффектам в джетах активных ядер [54, 55, 52]. В случае, если эти эффекты действительно являются причиной изменения видимого направления джетов, то уменьшение амплитуд и скоростей вариаций вдоль струи ([рис. 10](#)) находится в согласии со сценарием развития неустойчивостей на границе самого джета.

5.3.2 Эффект Лензе-Тирринга

Одним из возможных сценариев, приводящих к возникновению прецессии струи является механизм Лензе-Тирринга [56, 57]. В таком случае будет иметь место прецессия, вызываемая наклонённым аккреционным диском, при которой изменение направления релятивистской струи связано с прецессией центральной чёрной дыры. В свою очередь, прецессия центрального объекта возникает из-за разнонаправленности угловых моментов импульса чёрной дыры и окружающего её, аккреционного диска. Достаточно подробное описание такого механизма возникновения прецессии описано в [56]. В данной работе рассматривается связь периода прецессии и таких параметров аккреционного диска, как поверхностная плотность и граничный радиус. Среди вероятных сценариев распределения плотности в диске, авторы выделяют модель со степенным распределением $\propto r^{-1}$. При таких предположениях, полученные ими периоды находятся в полном соответствии с нашими оценками для характерных временных масштабов переменности джета и лежат в диапазоне от десятков лет до нескольких тысяч лет. Такое совпадение временных масштабов делает прецессию, вызванную наклонённым аккреционным диском, одним из наиболее вероятных объяснений наблюдаемой переменности в направлении джетов активных ядер.

5.3.3 Двойные системы

В предположении, что изменение направления релятивистского джета активного ядра может происходить из-за наличия в системе второй чёрной дыры, мы можем получить отношение масс этих двух объектов и расстояние между ними. Как известно, характерный размер такой двойной системы может меняться в очень широком диапазоне значений. Например, согласно [58] или [59], расстояние между двумя сверхмассивными чёрными дырами может находиться в интервале от нескольких сотых долей парсек и вплоть до десятков парсек.

Пусть масса центральной чёрной дыры будет равна M , а масса второй чёрной дыры — m , расстояние между ними обозначим r . Стоит отметить, что, при такой конфигурации системы, к изменению направления джета могут приводить два механизма. Первый из них связан с орбитальным движением второй чёрной дыры и её гравитационном воздействии на сам джет. В таком случае мы ожидаем возникновение периодической переменности, период которой будет напрямую связан с орбитальным периодом вращения чёрной дыры-компаньона. Второй механизм связан с индуцированной прецессией самой центральной чёрной дыры из-за несовпадения её плоскости вращения и орбиты второй чёрной дыры. Более подробно такие механизмы были представлены в [60, 61], а также [62].

Для оценки периода орбитального движения второй чёрной дыры мы можем воспользоваться уравнениями классической механики, поскольку эффекты общей теории относительности сильно ослабевают на расстоянии нескольких гравитационных радиусов от центра. В то же время, характерное расстояние в таких двойных системах, приведённое к гравитационным радиусам центральной чёрной дыры сильно превосходит $r \gg 10R_g$. Поэтому выражение для орбитального периода в случае $M \gg m$ будет иметь вид:

$$T_{orbit} = \sqrt{\frac{4\pi^2 r^3}{GM(1 + m/M)}} \approx \sqrt{\frac{4\pi^2 r^3}{GM}} \sim r^{3/2} \quad (14)$$

Так, например, для центральной сверхмассивной чёрной дыры массой $M = 10^9 M_\odot$ и обладающей периодом $T_{orbit} \approx 300$ лет, расстояние между объектами будет составлять $r \approx 0.2$ пк. Точное соотношение расстояние-период указано на рис. 15 пунктирными линиями. Различные цвета соответствуют разным отношениям масс между чёрными дырами. Стоит отметить, что расстояния, большие чем десятые доли парсек или $\sim 10^3 R_g$, соответствуют² угловым размерам порядка 0.01 – 0.1 миллизекунд дуги, которые находятся в пределах разрешимости для существующих РСДБ-инструментов.

На данный момент мы считаем такой сценарий, вызывающий наблюдаемую пе-

²Для красных смещений $z \sim 1$

ременность в видимом направлении джета, правдоподобным. Тем не менее, для однозначного ответа на вопрос о существовании таких систем необходимы будущие наблюдения, включая РСДБ-наблюдения с наиболее высоким разрешением.

Другим чётким указанием на наличие в системе второй чёрной дыры, могут стать гравитационные волны от такой системы. Однако, характерные частоты такого процесса будут иметь порядок наногерц, что делает их регистрацию затруднительной на данный момент. Чувствительность современных инструментов показана на [рис. 15](#) красной областью.

Теперь рассмотрим сценарий индуцированной прецессии центрального объекта за счёт чёрной дыры-компаньона, подробно описанный в [61]. В случае развития прецессии, период изменения направления джета будет описываться уже другой зависимостью:

$$T_{prec} \approx 600 \left(\frac{r}{10^{16} \cdot \text{см}} \right)^{5/2} \frac{M}{m} \left(\frac{M}{10^8 \cdot M_{\odot}} \right)^{-3/2} \text{лет} \sim r^{5/2} \quad (15)$$

Для тех же значений периода и массы центральной чёрной дыры как в прошлом примере, дополнительно предполагая, что вторая чёрная дыра в 10 раз легче основной $m = 10^8 M_{\odot}$ получим $r \sim 0.004$ пк или десяткам гравитационных радиусов центральной чёрной дыры. Связь между периодом прецессии T_{prec} и расстоянием между чёрными дырами r отмечена на [рис. 15](#) сплошными линиями.

Подытоживая результаты сравнения двух сценариев развития переменности при наличии в системе второй чёрной дыры, мы предполагаем орбитальный механизм значительно более вероятным, нежели чем прецессионный. Это связано с тем, что для достижения периодов переменности, подобных тем, что были получены в [разд. 4.3](#), характерное расстояние между черными дырами должно быть крайне мало, и составлять порядка $10 R_g$. Однако стабильное и долговременное вращение черных дыр в таких двойных системах невозможно, более того, потребует более точного учета эффектов общей относительности.

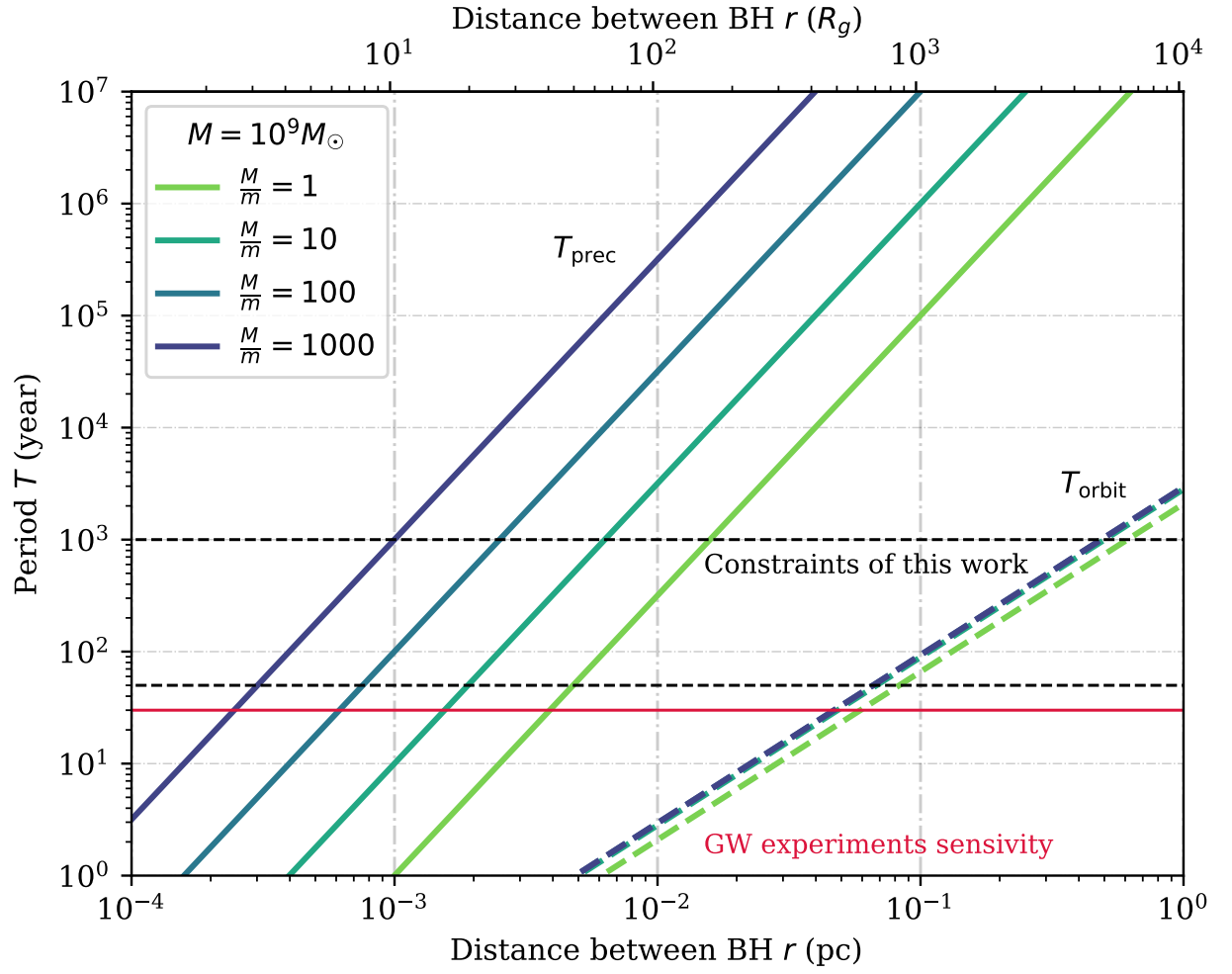


Рис. 15: График зависимости периода переменности направления джета в зависимости от расстояния между чёрными дырами и отношения их масс. Сплошной линией показаны периоды в сценарии возникновения прецессии, а пунктирной — для орбитального движения второй чёрной дыры. Разные цвета соответствуют различным отношениям масс для чёрных дыр. Верхняя ось показывает расстояние между объектами, выраженное в радиусах Шварцшильда центральной чёрной дыры при условии $M = 10^9 M_\odot$.

6 Заключение

Подведём основные результаты нашей работы, а также укажем направления для её дальнейшего развития.

В ходе работы мы разработали полностью автоматизированный алгоритм, позволяющий определить направление видимого джета активной галактики на её РСДБ-изображении, и применили его для обработки более архивных данных из открытой базы Astrogéo, покрывающей более 21 тысячи активных ядер, наблюдавшихся с 1995 по 2024 год. Мы измерили и исследовали временные зависимости позиционного угла джета у 317 активных ядер, используя 18545 отдельных РСДБ-изображений в диапазоне частот от 2 до 43 ГГц. Значительные ($> 3\sigma$) вариации в направлении струй были обнаружены у 27% активных ядер из этой выборки. Однако мы убеждены, что переменность в направлении джета — это повсеместный эффект, который потенциально может иметь место в большинстве активных ядер с яркими радиоджетами.

В рамках исследования мы сосредоточились на изучении переменности направления струи на временных масштабах, превышающих характерное время наблюдений в 20-30 лет. Такие изменения выглядят как вращение с постоянной скоростью. Медианная видимая скорость поворота джета для часто наблюдаемых активных ядер колеблется от $0.21^\circ/\text{год}$ на частоте 2 ГГц (7 миллисекунд от ядра) до $1.04^\circ/\text{год}$ на частоте 43 ГГц (0.4 миллисекунды от ядра). Наблюдается четкая тенденция к росту характерной скорости поворота джета с увеличением наблюдательной частоты, когда наблюдения охватывают области, расположенные ближе к началу джета.

Сильное изменение скорости поворота вдоль струи свидетельствует о нетривиальной структуре самого джета. Действительно, в сценарии баллистического движения отдельной компоненты джета с прецессирующим основанием, скорость вращения останется постоянной вдоль струи. Тем не менее изменения направления струи вызваны поведением джета вблизи самого ядра, а не поперечным ускорением потока вниз по струе.

Колебания сопла струи с необходимыми свойствами и временными масштабами от нескольких десятков до тысяч лет могут быть вызваны несколькими возможными сценариями. Среди них можно выделить плазменные неустойчивости внутри струи, прецессию из-за наклонённого аккреционного диска или орбитального движения в двойной системе. Когда это возможно, мы стараемся ограничить возможные параметры в таких моделях, основываясь на наблюдательных фактах. В частности, прецессия двойной системы маловероятна из-за необходимости очень малого расстояния между чёрными дырами в такой системе. В свою очередь, орбитальное движение второй чёрной дыры, прецессия Лензе-Тирринга с поверхностной плотностью аккреционного диска $\sim r^{-1}$ и плазменные неустойчивости внутри струи остаются возможными и реалистичными причинами изменения направлений релятивистских

джетов.

Отметим, что изменения направления джета на разных временных масштабах лучше всего изучать с помощью разных подходов. В данной работе мы сосредоточились на масштабах значительно больших чем наблюдательный период и в таком случае имел место подход с рассмотрением поведения джета в приближении постоянной скорости вращения. Более быстрые изменения на куда меньших масштабах времени, можно изучать путем описания их сложными или квазипериодическими функциями, а также с помощью непосредственного рассмотрения кинематики отдельных РСДБ-компонент джета. Напротив, чрезвычайно длительные масштабы, превышающие десятки тысяч лет, могут быть исследованы с помощью косвенных методов, таких как анализ спиральной структуры струи на масштабах вплоть до килопарсек.

Дальнейшим развитием этой работы может стать исследование отдельных источников и выделение их шаблонов поведения на конкретных примерах. Существенное внимание будет возможно уделить изучению связи между вспышечной активностью источника и поведением его джета.

7 Благодарности

Выражаю искреннюю благодарность своему научному руководителю Александру Викторовичу Плавину за внимательное научное руководство, переданные мне навыки и умения, и драгоценный опыт в проведении своего первого самостоятельного исследования.

Хочу отметить вклад сотрудников лаборатории МФТИ фундаментальных и прикладных исследований релятивистских объектов Вселенной и группы внегалактической радиоастрономии АКЦ ФИАН за содержательные и конструктивные обсуждения, которые во многом позволили уточнить результаты этой работы и скорректировать её выводы.

Я признателен преподавателям МФТИ и кафедры космической физики ИКИ за переданные знания и способы, столь ценные в научной работе

Исследование выполнено при поддержке Российского Научного Фонда: проект 20-72-10078, <https://rscf.ru/project/20-72-10078/>.

Список литературы

- [1] R. D. Blandford and R. L. Znajek. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179:433–456, May 1977.
- [2] A. R. Beresnyak, Ya. N. Istomin, and V. I. Pariev. Synchrotron emission from relativistic parsec-scale jets. *arXiv e-prints*, pages astro-ph/9704046, April 1997.
- [3] R. D. Blandford and A. Königl. Relativistic jets as compact radio sources. *The Astrophysical Journal*, 232:34–48, August 1979.
- [4] M. L. Lister, D. C. Homan, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, E. Ros, and T. Savolainen. Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 923(1):30, December 2021.
- [5] A. V. Plavin, Y. Y. Kovalev, and A. B. Pushkarev. Direction of Parsec-scale Jets for 9220 Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal Supplement*, 260(1):4, May 2022.
- [6] A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, and T. Savolainen. MOJAVE - XIV. Shapes and opening angles of AGN jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 468(4):4992–5003, July 2017.
- [7] E. V. Kravchenko, I. N. Pashchenko, D. C. Homan, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, A. B. Pushkarev, E. Ros, and T. Savolainen. MOJAVE – XXII. Brightness temperature distributions and geometric profiles along parsec-scale AGN jets. *arXiv e-prints*, page arXiv:2502.14516, February 2025.
- [8] M. L. Lister, D. C. Homan, T. Hovatta, K. I. Kellermann, S. Kiehlmann, Y. Y. Kovalev, W. Max-Moerbeck, A. B. Pushkarev, A. C. S. Readhead, E. Ros, and T. Savolainen. MOJAVE. XVII. Jet Kinematics and Parent Population Properties of Relativistically Beamed Radio-loud Blazars. *The Astrophysical Journal*, 874(1):43, March 2019.
- [9] Mauri J. Valtonen, Staszek Zola, A. Gopakumar, Anne Lähteenmäki, Merja Tornikoski, Lankeswar Dey, Alok C. Gupta, Tapio Pursimo, Emil Knudstrup, Jose L. Gomez, Rene Hudec, Martin Jelínek, Jan Štrobl, Andrei V. Berdyugin, Stefano Ciprini, Daniel E. Reichart, Vladimir V. Kouprianov, Katsura Matsumoto, Marek Drozd, Markus Mugrauer, Alberto Sadun, Michal Zejmo, Aimo Sillanpää, Harry J. Lehto, Kari Nilsson, Ryo Imazawa, Makoto Uemura, and James W. Davidson. On the need of an ultramassive black hole in OJ 287. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 525(1):1153–1157, October 2023.

- [10] M. Liska, A. Tchekhovskoy, A. Ingram, and M. van der Klis. Bardeen-Petterson alignment, jets, and magnetic truncation in GRMHD simulations of tilted thin accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487(1):550–561, July 2019.
- [11] C. M. Raiteri, M. Villata, J. A. Acosta-Pulido, I. Agudo, A. A. Arkharov, R. Bachev, G. V. Baida, E. Benítez, G. A. Borman, W. Boschin, V. Bozhilov, M. S. Butuzova, P. Calcidese, M. I. Carnerero, D. Carosati, C. Casadio, N. Castro-Segura, W. P. Chen, G. Damljanić, F. D’Ammando, A. di Paola, J. Echevarría, N. V. Efimova, Sh. A. Ehgamberdiev, C. Espinosa, A. Fuentes, A. Giunta, J. L. Gómez, T. S. Grishina, M. A. Gurwell, D. Hiriart, H. Jermak, B. Jordan, S. G. Jorstad, M. Joshi, E. N. Kopatskaya, K. Kuratov, O. M. Kurtanidze, S. O. Kurtanidze, A. Lähteenmäki, V. M. Larionov, E. G. Larionova, L. V. Larionova, C. Lázaro, C. S. Lin, M. P. Malmrose, A. P. Marscher, K. Matsumoto, B. McBreen, R. Michel, B. Mihov, M. Mineev, D. O. Mirzaqulov, A. A. Mokrushina, S. N. Molina, J. W. Moody, D. A. Morozova, S. V. Nazarov, M. G. Nikolashvili, J. M. Ohlert, D. N. Okhmat, E. Ovcharov, F. Pinna, T. A. Polakis, C. Protasio, T. Pursimo, F. J. Redondo-Lorenzo, N. Rizzi, G. Rodriguez-Coira, K. Sadakane, A. C. Sadun, M. R. Samal, S. S. Savchenko, E. Semkov, B. A. Skiff, L. Slavcheva-Mihova, P. S. Smith, I. A. Steele, A. Strigachev, J. Tammi, C. Thum, M. Tornikoski, Yu. V. Troitskaya, I. S. Troitsky, A. A. Vasilyev, and O. Vince. Blazar spectral variability as explained by a twisted inhomogeneous jet. *Nature*, 552(7685):374–377, December 2017.
- [12] Iván Agudo, Alan P. Marscher, Svetlana G. Jorstad, José L. Gómez, Manel Perucho, B. Glenn Piner, María Rioja, and Richard Dodson. Erratic Jet Wobbling in the BL Lacertae Object OJ287 Revealed by Sixteen Years of 7 mm VLBA Observations. *The Astrophysical Journal*, 747(1):63, March 2012.
- [13] M. S. Butuzova. Geometrical and Kinematic Parameters of the Jet of the Blazar S5 0716+71 in a Helical-Jet Model. *Astronomy Reports*, 62(2):116–122, February 2018.
- [14] Yuzhu Cui, Kazuhiro Hada, Tomohisa Kawashima, Motoki Kino, Weikang Lin, Yosuke Mizuno, Hyunwook Ro, Mareki Honma, Kunwoo Yi, Jintao Yu, Jongho Park, Wu Jiang, Zhiqiang Shen, Evgeniya Kravchenko, Juan-Carlos Algaba, Xiaopeng Cheng, Ilje Cho, Gabriele Giovannini, Marcello Giroletti, Taehyun Jung, Ru-Sen Lu, Kotaro Niinuma, Junghwan Oh, Ken Ohsuga, Satoko Sawada-Satoh, Bong Won Sohn, Hiroyuki R. Takahashi, Mieko Takamura, Fumie Tazaki, Sascha Trippe, Kiyooki Wajima, Kazunori Akiyama, Tao An, Keiichi Asada, Salvatore Buttaccio, Do-Young Byun, Lang Cui, Yoshiaki Hagiwara, Tomoya Hirota, Jeffrey Hodgson, Noriyuki Kawaguchi, Jae-Young Kim, Sang-Sung Lee, Jee Won Lee, Jeong Ae Lee, Giuseppe Maccaferri, Andrea Melis, Alexey Melnikov, Carlo Migoni, Se-Jin

- Oh, Koichiro Sugiyama, Xuezheng Wang, Yingkang Zhang, Zhong Chen, Ju-Yeon Hwang, Dong-Kyu Jung, Hyo-Ryoung Kim, Jeong-Sook Kim, Hideyuki Kobayashi, Bin Li, Guanghui Li, Xiaofei Li, Zhiyong Liu, Qinghui Liu, Xiang Liu, Chung-Sik Oh, Tomoaki Oyama, Duk-Gyoo Roh, Jinqing Wang, Na Wang, Shiqiang Wang, Bo Xia, Hao Yan, Jae-Hwan Yeom, Yoshinori Yonekura, Jianping Yuan, Hua Zhang, Rongbing Zhao, and Weiye Zhong. Precessing jet nozzle connecting to a spinning black hole in M87. *Nature*, 621(7980):711–715, September 2023.
- [15] M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, J. L. Richards, E. Ros, and T. Savolainen. MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei. *The Astronomical Journal*, 146(5):120, November 2013.
- [16] N. S. Kardashev, Y. Y. Kovalev, and K. I. Kellermann. RadioAstron: An Earth-Space Radio Interferometer with a 350,000 km Baseline. *The Radio Science Bulletin No 343*, 343:22–29, December 2012.
- [17] A. B. Pushkarev and Y. Y. Kovalev. Single-epoch VLBI imaging study of bright active galactic nuclei at 2 GHz and 8 GHz. *Astronomy and Astrophysics*, 544:A34, August 2012.
- [18] Leonid Petrov, David Gordon, John Gipson, Dan MacMillan, Chopo Ma, Ed Fomalont, R. Craig Walker, and Claudia Carabajal. Precise geodesy with the Very Long Baseline Array. *Journal of Geodesy*, 83(9):859–876, September 2009.
- [19] B. G. Piner, A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, C. J. Marvin, J. G. Arenson, P. Charlot, A. L. Fey, A. Collioud, and P. A. Voitsik. Relativistic Jets in the Radio Reference Frame Image Database. II. Blazar Jet Accelerations from the First 10 Years of Data (1994-2003). *The Astrophysical Journal*, 758(2):84, October 2012.
- [20] A. J. Beasley, D. Gordon, A. B. Peck, L. Petrov, D. S. MacMillan, E. B. Fomalont, and C. Ma. The VLBA Calibrator Survey-VCS1. *The Astrophysical Journal Supplement*, 141(1):13–21, July 2002.
- [21] E. B. Fomalont, L. Petrov, D. S. MacMillan, D. Gordon, and C. Ma. The Second VLBA Calibrator Survey: VCS2. *The Astronomical Journal*, 126(5):2562–2566, November 2003.
- [22] L. Petrov, Y. Y. Kovalev, E. Fomalont, and D. Gordon. The Third VLBA Calibrator Survey: VCS3. *The Astronomical Journal*, 129(2):1163–1170, February 2005.
- [23] L. Petrov, Y. Y. Kovalev, E. B. Fomalont, and D. Gordon. The Fourth VLBA Calibrator Survey: VCS4. *The Astronomical Journal*, 131(3):1872–1879, March 2006.

- [24] Y. Y. Kovalev, L. Petrov, E. B. Fomalont, and D. Gordon. The Fifth VLBA Calibrator Survey: VCS5. *The Astronomical Journal*, 133(4):1236–1242, April 2007.
- [25] L. Petrov, Y. Y. Kovalev, E. B. Fomalont, and D. Gordon. The Sixth VLBA Calibrator Survey: VCS6. *The Astronomical Journal*, 136(2):580–585, August 2008.
- [26] J. F. Helmboldt, G. B. Taylor, S. Tremblay, C. D. Fassnacht, R. C. Walker, S. T. Myers, L. O. Sjouwerman, T. J. Pearson, A. C. S. Readhead, L. Weintraub, N. Gehrels, R. W. Romani, S. Healey, P. F. Michelson, R. D. Blandford, and G. Cotter. The VLBA Imaging and Polarimetry Survey at 5 GHz. *The Astrophysical Journal*, 658(1):203–216, March 2007.
- [27] L. Petrov, Y. Y. Kovalev, E. B. Fomalont, and D. Gordon. The Very Long Baseline Array Galactic Plane Survey—VGaPS. *The Astronomical Journal*, 142(2):35, August 2011.
- [28] Leonid Petrov, Chris Phillips, Alessandra Bertarini, Tara Murphy, and Elaine M. Sadler. The LBA Calibrator Survey of southern compact extragalactic radio sources - LCS1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 414(3):2528–2539, July 2011.
- [29] L. Petrov. The Catalog of Positions of Optically Bright Extragalactic Radio Sources OBRS-1. *The Astronomical Journal*, 142(4):105, October 2011.
- [30] Leonid Petrov. The EVN Galactic Plane Survey - EGaPS. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419(2):1097–1106, January 2012.
- [31] L. Petrov. The Catalog of Positions of Optically Bright Extragalactic Radio Sources OBRS-2. *The Astronomical Journal*, 146(1):5, July 2013.
- [32] Frank K. Schinzel, Leonid Petrov, Gregory B. Taylor, Elizabeth K. Mahony, Philip G. Edwards, and Yuri Y. Kovalev. New Associations of Gamma-Ray Sources from the Fermi Second Source Catalog. *The Astrophysical Journal Supplement*, 217(1):4, March 2015.
- [33] Fengchun Shu, Leonid Petrov, Wu Jiang, Bo Xia, Tianyu Jiang, Yuzhu Cui, Kazuhiro Takefuji, Jamie McCallum, Jim Lovell, Sang-oh Yi, Longfei Hao, Wenjun Yang, Hua Zhang, Zhong Chen, and Jinling Li. VLBI Ecliptic Plane Survey: VEPS-1. *The Astrophysical Journal Supplement*, 230(2):13, June 2017.
- [34] Svetlana G. Jorstad, Alan P. Marscher, Daria A. Morozova, Ivan S. Troitsky, Iván Agudo, Carolina Casadio, Adi Foord, José L. Gómez, Nicholas R. MacDonald, Sol N. Molina, Anne Lähteenmäki, Joni Tammi, and Merja Tornikoski. Kinematics of

Parsec-scale Jets of Gamma-Ray Blazars at 43 GHz within the VLBA-BU-BLAZAR Program. *The Astrophysical Journal*, 846(2):98, September 2017.

- [35] M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, M. A. Hodge, D. C. Homan, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and T. Savolainen. MOJAVE. XV. VLBA 15 GHz Total Intensity and Polarization Maps of 437 Parsec-scale AGN Jets from 1996 to 2017. *The Astrophysical Journal Supplement*, 234(1):12, January 2018.
- [36] Leonid Petrov, Alet de Witt, Elaine M. Sadler, Chris Phillips, and Shinji Horiuchi. The Second LBA Calibrator Survey of southern compact extragalactic radio sources - LCS2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485(1):88–101, May 2019.
- [37] Leonid Petrov. The Wide-field VLBA Calibrator Survey: WFCS. *The Astronomical Journal*, 161(1):14, January 2021.
- [38] A. V. Popkov, Y. Y. Kovalev, L. Y. Petrov, and Yu. A. Kovalev. Parsec-scale Properties of Steep- and Flat-spectrum Extragalactic Radio Sources from a VLBA Survey of a Complete North Polar Cap Sample. *The Astronomical Journal*, 161(2):88, February 2021.
- [39] Y. Y. Kovalev, L. Petrov, and A. V. Plavin. VLBI-Gaia offsets favor parsec-scale jet direction in active galactic nuclei. *Astronomy and Astrophysics*, 598:L1, February 2017.
- [40] A. V. Plavin, Y. Y. Kovalev, and L. Y. Petrov. Dissecting the AGN Disk-Jet System with Joint VLBI-Gaia Analysis. *The Astrophysical Journal*, 871(2):143, February 2019.
- [41] D. Blinov, C. Casadio, N. Mandarakas, and E. Angelakis. Global alignments of parsec-scale AGN radio jets and their polarization planes. *Astronomy and Astrophysics*, 635:A102, March 2020.
- [42] Y. Y. Kovalev, K. I. Kellermann, M. L. Lister, D. C. Homan, R. C. Vermeulen, M. H. Cohen, E. Ros, M. Kadler, A. P. Lobanov, J. A. Zensus, N. S. Kardashev, L. I. Gurvits, M. F. Aller, and H. D. Aller. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure. *The Astronomical Journal*, 130(6):2473–2505, December 2005.
- [43] D. C. Homan, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, E. Ros, K. I. Kellermann, M. H. Cohen, R. C. Vermeulen, J. A. Zensus, and M. Kadler. Intrinsic Brightness Temperatures of AGN Jets. *The Astrophysical Journal Letters*, 642(2):L115–L118, May 2006.
- [44] V. A. Makeev, Y. Y. Kovalev, and A. B. Pushkarev. A study of bent jets in active galactic nuclei at parsec scales. *arXiv e-prints*, page arXiv:2301.07751, January 2023.

- [45] Marina S. Butuzova and Alexander B. Pushkarev. Is OJ 287 a Single Supermassive Black Hole? *Universe*, 6(11):191, October 2020.
- [46] T. G. Arshakian, L. A. Hambardzumyan, A. B. Pushkarev, and D. C. Homan. Studies of stationary features in jets: BL Lacertae: II. Trajectory reversals and superluminal speeds on sub-parsec scales. *Astronomy and Astrophysics*, 692:A127, December 2024.
- [47] Keiichi Asada and Masanori Nakamura. The Structure of the M87 Jet: A Transition from Parabolic to Conical Streamlines. *the Astrophysical Journal Letters*, 745(2):L28, February 2012.
- [48] Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, E. E. Nokhrina, A. V. Plavin, V. S. Beskin, A. V. Chernoglazov, M. L. Lister, and T. Savolainen. A transition from parabolic to conical shape as a common effect in nearby AGN jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 495(4):3576–3591, July 2020.
- [49] M. H. Cohen, D. L. Meier, T. G. Arshakian, E. Clausen-Brown, D. C. Homan, T. Hovatta, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, A. B. Pushkarev, J. L. Richards, and T. Savolainen. Studies of the Jet in Bl Lacertae. II. Superluminal Alfvén Waves. *The Astrophysical Journal*, 803(1):3, April 2015.
- [50] Marshall H. Cohen and David L. Meier. Relativistic Alfvén Waves on the jet of BL Lacertae. In F. Massaro, C. C. Cheung, E. Lopez, and A. Siemiginowska, editors, *Extragalactic Jets from Every Angle*, volume 313 of *IAU Symposium*, pages 147–152, March 2015.
- [51] Philip E. Hardee. Modeling Helical Structures in Relativistic Jets. *The Astrophysical Journal*, 597(2):798–808, November 2003.
- [52] A. S. Nikonov, Y. Y. Kovalev, E. V. Kravchenko, I. N. Pashchenko, and A. P. Lobanov. Properties of the jet in M87 revealed by its helical structure imaged with the VLBA at 8 and 15 GHz. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 526(4):5949–5963, December 2023.
- [53] Jean Eilek, Philip Hardee, and Andrei Lobanov. Particle acceleration in the M87 jet. , 47(6-7):505–507, October 2003.
- [54] M. Perucho. Jet dynamics and stability. Recollimation shocks and helical patterns. In *European Physical Journal Web of Conferences*, volume 61 of *European Physical Journal Web of Conferences*, page 02002, December 2013.
- [55] M. Perucho. Propagation and stability of relativistic jets. In *High Energy Phenomena in Relativistic Outflows VII*, page 99, July 2019.

- [56] Anderson Caproni, Herman J. Mosquera Cuesta, and Zulema Abraham. Observational Evidence of Spin-induced Precession in Active Galactic Nuclei. *the Astrophysical Journal Letters*, 616(2):L99–L102, December 2004.
- [57] Siming Liu and Fulvio Melia. Spin-induced Disk Precession in the Supermassive Black Hole at the Galactic Center. *the Astrophysical Journal Letters*, 573(1):L23–L26, July 2002.
- [58] T. An, P. Mohan, and S. Frey. VLBI Studies of DAGN and SMBHB Hosting Galaxies. *Radio Science*, 53(10):1211–1217, October 2018.
- [59] P. Severgnini, R. Serafinelli, V. Braito, C. Vignali, C. Cicone, R. Della Ceca, L. Ballo, F. Ambrosino, M. Bonetti, A. Caccianiga, F. Cusano, M. Dotti, V. E. Gianolli, M. Landoni, V. La Parola, G. A. Matzeu, A. Moretti, D. Paris, G. Pruto, P. Saracco, A. Sesana, and A. Zaino. Supermassive Black Hole Binaries and dual AGN. In *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, volume 93, page 74, November 2022.
- [60] Mauri J. Valtonen and Kaj Wiik. Optical polarization angle and VLBI jet direction in the binary black hole model of OJ287. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 421(3):1861–1867, April 2012.
- [61] M. C. Begelman, R. D. Blandford, and M. J. Rees. Massive black hole binaries in active galactic nuclei. *Nature*, 287(5780):307–309, September 1980.
- [62] Lankeswar Dey, Mauri J. Valtonen, A. Gopakumar, Rocco Lico, José L. Gómez, Abhimanyu Susobhanan, S. Komossa, and Pauli Pihajoki. Explaining temporal variations in the jet PA of the blazar OJ 287 using its BBH central engine model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 503(3):4400–4412, May 2021.