

Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)»

На правах рукописи

Попков Александр Викторович

**Свойства активных ядер галактик, полученные из анализа  
радионаблюдений их полных выборок**

Специальность 01.03.02 —  
«Астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физ.-мат. наук, член-корр. РАН  
Ковалев Юрий Юрьевич

Москва — 2022

## Оглавление

	Стр.
Список рисунков . . . . .	4
Список таблиц . . . . .	6
Введение . . . . .	7
<b>Глава 1. Свойства на парсековых масштабах внегалактических источников с крутым и плоским широкополосными радиоспектрами . . . . .</b>	<b>17</b>
1.1 Постановка задачи и выборка источников . . . . .	17
1.2 Наблюдения на VLBA и обработка данных . . . . .	22
1.2.1 Априорная калибровка и фильтр детектирований в PIMA . . . . .	24
1.2.2 Априорная калибровка в AIPS и сравнение результатов с PIMA . . . . .	26
1.2.3 Гибридное картографирование и решение проблем с самокалибровкой слабых и разрешённых источников . . . . .	27
1.2.4 Параметры источников, определённые по функции видности . . . . .	32
1.3 Результаты обзора на VLBA . . . . .	36
1.4 Полные широкополосные радиоспектры . . . . .	43
1.5 Анализ результатов . . . . .	46
1.5.1 Связь между вероятностью РСДБ-детектирования и спектральным индексом . . . . .	46
1.5.2 Типы объектов и их доли в полной выборке . . . . .	48
1.5.3 Связь между параметрами парсековой структуры и спектральным индексом . . . . .	51
1.5.4 Соотношение между переменностью и парсековой структурой . . . . .	59
1.6 Обсуждение результатов . . . . .	63
1.7 Выводы . . . . .	66
<b>Глава 2. Исследование нейтрино-ассоциированного блазара TXS 0506+056 в рамках мониторинга выборки блазаров на РАТАН-600 . . . . .</b>	<b>69</b>

2.1	Регистрация детектором IceCube нейтрино в направлении TXS 0506+056 и постановка задачи . . . . .	69
2.2	РАТАН-600 и наблюдения на нём . . . . .	72
2.2.1	Программа мониторинга РСДБ-ярких АЯГ на РАТАН-600 . . . . .	75
2.2.2	Автоматизация составления расписаний наблюдений . . . . .	76
2.3	Широкополосные спектры и кривые блеска TXS 0506+056, полученные на РАТАН-600 . . . . .	79
2.4	Обсуждение результатов . . . . .	81
2.5	Выводы . . . . .	85
<b>Глава 3. Оценка Доплер-фактора джетов по РСДБ-измерениям яркостной температуры для полной по плотности потока выборки АЯГ . . . . .</b>		
3.1	Релятивистский Доплер-фактор и методы его оценки для АЯГ . . . . .	86
3.2	Программа РСДБ-мониторинга MOJAVE . . . . .	89
3.3	Измерение яркостных температур радиоядер релятивистских джетов . . . . .	91
3.4	Оценка собственной яркостной температуры и фактора Доплера . . . . .	95
3.5	Сравнение с результатами других методов . . . . .	103
3.6	Обсуждение результатов . . . . .	106
3.7	Выводы . . . . .	108
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>109</b>
 <b>Список литературы . . . . .</b>		 <b>111</b>

## Список рисунков

1.1	Примеры комплексных источников в выборке. . . . .	22
1.2	Примеры зависимости интенсивности в центральном пикселе карты от шага фазовой самокалибровки . . . . .	29
1.3	Примеры зависимостей усреднённой коррелированной плотности потока от проекции базы. . . . .	38
1.4	Примеры карт источников, построенных по данным VLBA методом CLEAN. . . . .	39
1.5	Гистограмма распределения интегрального спектрального индекса в диапазоне 2-8 ГГц для всех источников выборки. . . . .	45
1.6	Количество источников, протектированных и непротектированных VLBA, в зависимости от интегрального спектрального индекса . . . . .	47
1.7	Примеры широкополосных спектров, полученных на одиночных антеннах и на VLBA . . . . .	48
1.8	Гистограмма распределения спектрального индекса в диапазоне 2-8 ГГц, полученного VLBA . . . . .	50
1.9	Зависимость параметра килопарсековой компактности от интегрального спектрального индекса. . . . .	53
1.10	Зависимость параметра парсековой компактности от спектрального индекса VLBA-спектра . . . . .	55
1.11	Зависимость углового размера от спектрального индекса. . . . .	57
1.12	Зависимость яркостной температуры от спектрального индекса. . . . .	58
1.13	Индекс переменности в зависимости от мгновенного спектрального индекса для источников, протектированных и не протектированных VLBA . . . . .	60
1.14	Сравнение амплитуды переменности интегральной плотности потока на 8 ГГц и плотности VLBA-потока на 8.6 ГГц . . . . .	61
1.15	Зависимость параметра килопарсековой компактности $C_{sd}^{vlba}$ на 8.6 ГГц от индекса переменности интегральной плотности потока $V_8$ на 8 ГГц. . . . .	62
1.16	Зависимость индекса переменности интегральной плотности потока $V_8$ на 8 ГГц от спектрального индекса VLBA-спектра $\alpha_{vlba}$ на 2-8 ГГц. . . . .	63

2.1	Мгновенные широкополосные спектры блазара TXS 0506+056 в диапазоне 1-22 ГГц, полученные на РАТАН-600. . . . .	80
2.2	Примеры полученных на РАТАН-600 мгновенных широкополосных радиоспектров АЯГ, относящихся к пяти типам спектров . . . . .	82
2.3	Примеры долговременной переменности широкополосных радиоспектров АЯГ из нашей выборки. . . . .	83
2.4	Кривая блеска TXS 0506+056 на длинах волн от 1.38 до 31 см по данным РАТАН-600. . . . .	84
3.1	Карты, иллюстрирующие моделирование области ядра источника 0003+380. . . . .	93
3.2	Примеры зависимостей яркостной температуры радиоядра АЯГ от времени для разных источников. . . . .	96
3.3	Максимальная, медианная и измеренная наиболее близко к ядру видимые скорости компонент джета в зависимости от медианной яркостной температуры ядра . . . . .	98
3.4	Зависимость максимальной видимой скорости джета от медианной яркостной температуры радиоядра для источников выборки . . . . .	101
3.5	Гистограммы распределений полученных Доплер-фактора, Лоренц-фактора и угла джета к лучу зрения. . . . .	102
3.6	Сравнение оценок Доплер-фактора из настоящей работы и ранее опубликованных оценок по данным различных наблюдательных программ. . . . .	104

## Список таблиц

1.1	Наблюдавшаяся выборка источников и результаты по детектированиям VLBA. . . . .	20
1.2	Плотности потока источников, продетектированных VLBA, и их параметры компактности. . . . .	40
1.3	Результаты моделирования видностей источников круглыми гауссианами. . . . .	41
1.4	Параметры интегральных (полученных на одиночных антеннах) спектров и килопарсековой компактности всех источников выборки. . . . .	42
1.5	Статистика детектирований VLBA для источников выборки, полной по плотности потока из NVSS. . . . .	46
1.6	Коэффициенты корреляции Кендалла для различных пар параметров, характеризующих структуру источников на 2.3 ГГц и спектр в диапазоне 2-8 ГГц. . . . .	52
1.7	Коэффициенты корреляции Кендалла для различных пар параметров, характеризующих структуру источников на 8.6 ГГц и спектр в диапазоне 2-8 ГГц. . . . .	52
3.1	Связь значений Доплер-фактора из настоящей работы и значений, ранее опубликованных по результатам различных наблюдательных программ . . . . .	105

## Введение

Активные ядра галактик (АЯГ) — одни из самых мощных источников излучения во Вселенной. Их болометрическая светимость достигает  $10^{47}$  эрг/с [1]. Согласно современным представлениям, в центре АЯГ находится сверхмассивная чёрная дыра [2—4]; аккреция вещества на неё является источником энергии АЯГ. При определённых условиях в результате аккреции формируются релятивистские струи, или джеты, в двух противоположных направлениях [например, 5; 6]. В данной работе будут рассматриваться только АЯГ с джетами, которые также называют радиогромкими из-за их большой светимости в радиодиапазоне [7]. Джеты распространяются, оставаясь коллимированными, на расстояния до нескольких мегапарсек [8]. Состав джетов, механизм ускорения частиц в них и их излучения до сих пор являются предметами дискуссий [6], хотя с их открытия прошло более 100 лет.

Активные ядра галактик наблюдаются с очень высоким угловым разрешением с помощью радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ) [9; 10]. Это позволяет исследовать компактные (парсековых масштабов) центральные области джета, близкие к сверхмассивной чёрной дыре, в которых джет формируется, ускоряется и коллимируется. К примеру, Телескопом Горизонта Событий (ЕНТ) было получено первое изображение тени сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики М87 на длине волны 1.3 мм с разрешением 20 угловых микросекунд [4]. С помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» построены карты джетов ряда квазаров на сантиметровых волнах с угловым разрешением до 15 микросекунд дуги и с линейным разрешением до сотых долей парсека [например, 11—13], а также проведён обзор около 250 АЯГ [14]. Массовые наземные РСДБ-обзоры тысяч АЯГ, проведённые в последние десятилетия [15, также ссылки там], позволили как создать высокоточную квазиинерциальную систему небесных координат [16], так и исследовать свойства компактных АЯГ на больших выборках.

Синхротронное излучение было предложено как механизм излучения АЯГ около полувека назад и позволило объяснить множество наблюдаемых в них феноменов [17—19]. Оптически тонкие синхротронные источники имеют круто падающий континуумный спектр, хорошо описываемый степенным законом  $S \propto \nu^\alpha$ , где  $S$  — плотность потока,  $\nu$  — частота,  $\alpha$  — спектральный индекс. Здесь и

далее крутым будем называть спектр с  $\alpha < -0.5$ . У источников, в которых синхротронное самопоглощение играет существенную роль,  $\alpha \geq -0.5$ ; будем называть такие спектры плоскими. В АЯГ протяжённые структуры, такие как джеты и радиоизлучающие области, их окружающие (т. н. «радиоуши»), являются оптически тонкими. Компактное же видимое начало джета непрозрачно из-за синхротронного самопоглощения и, как показывают и наблюдения [например, 20], и теория [например, 21], имеет плоский спектр. Таким образом, радиоспектр источника косвенно характеризует его структуру. Однако наблюдения также показывают, что эта связь не является прямой и однозначной. С одной стороны, опыт РСДБ-обзоров подтверждает, что АЯГ с плоским радиоспектром более компактны и, как следствие, дают больший процент РСДБ-детектирований [например, 22]. Здесь и далее РСДБ-компактными, или просто компактными, будем называть источники, имеющие достаточно яркие структуры с достаточно малыми характерными угловыми размерами  $\theta \lesssim 0.1''$  для детектирования в РСДБ-наблюдениях. С другой стороны, было найдено и исследовано с помощью РСДБ определённое количество компактных источников с крутым спектром [например, 23; 24], в которых на парсековых масштабах доминируют оптически тонкие джеты или «мини-радиоуши». Эти и другие работы показали, что многие из таких источников выглядят как «уменьшенные» аналоги классических радиогалактик [например, 25]. Следовательно, они либо являются ранними стадиями эволюции радиогалактик, либо находятся в повышенной плотной межгалактической среде, препятствующей распространению джетов на большие расстояния [26; 27, также ссылки там]. Это вызывает повышенный интерес к компактным источникам с крутым спектром [27].

Чтобы разобраться в обсуждавшейся выше связи спектров и структуры АЯГ, необходимы РСДБ-наблюдения достаточно большой несмещённой выборки, включающей источники независимо от типа их спектра. Это также важно для оценки степени полноты каталогов компактных источников, полученных по РСДБ-обзорам источников только с плоским спектром [например, 28; 29]. К настоящему времени опубликовано только несколько работ по статистически полным РСДБ-обзорам без отбора источников по спектральному индексу. Пирсон и Ридхэд [22; 30] наблюдали с помощью РСДБ на частоте 5 ГГц полную выборку 65 источников с интегральной плотностью потока на 5 ГГц более 1.3 Ян. Среди них авторы нашли 10 компактных источников с крутым спектром. Впоследствии в работах [31—33] эта выборка была расширена до 200 объектов снижением предела



по плотности потока до  $0.7 \text{ Ян}$ , однако анализ связи структуры с радиоспектрами для расширенной выборки не был представлен. Также не анализировалась эта связь в других РСДБ-обзорах полных по плотности потока выборок: Болонской полной выборки [34; 35] и недавних глубоких обзорах mJIVE-20 [36], COSMOS [37] и GOODS-N [38]. Кроме того, в трёх последних наблюдались малые области неба, вследствие чего недостаточно полно охвачены яркие источники. Таким образом, задача проведения и анализа большого РСДБ-обзора статистически полной выборки по-прежнему актуальна. Этой задаче посвящена первая часть диссертации.

Значение широкополосных радиоспектров для исследований АЯГ не исчерпывается возможностью предсказывать по ним структуру источников. Регулярные наблюдения радиоспектров позволяют наиболее надёжно отслеживать переменность АЯГ, которая, за очень редкими исключениями, непериодична и имеет вспышечный характер. Поиск связи между вспышками в разных диапазонах излучения — важный метод многоволновой астрономии. В последние годы стали доступны новые каналы информации об астрофизических объектах, помимо электромагнитного излучения. В частности, активно развивается нейтринная астрофизика. В 2018 году было объявлено об отождествлении источника высокоэнергетичных нейтрино с блазаром TXS 0506+056 [39; 40]. Так как в данном отождествлении большую роль сыграло наличие вспышки в гамма-диапазоне, одновременной с IceCube-170922A, последовали работы, имевшие целью выяснить, может ли популяция гамма-ярких блазаров обеспечить наблюдаемый поток нейтрино высоких энергий. В результате было показано, что вклад этой популяции может объяснить только малую часть регистрируемого потока этих частиц [41; 42]. Этот факт в сочетании с трудностями в объяснении совокупности данных по нейтрино и по электромагнитному излучению от TXS 0506+056 с помощью имеющихся теоретических моделей [43, также ссылки там] привёл многих исследователей к выводу об уникальности данного источника [например, 44]. В связи с этим, актуальной является задача дальнейшего наблюдательного исследования TXS 0506+056 и сравнения его характеристик с типичными характеристиками блазаров. Для этого хорошо подходит радиодиапазон электромагнитного излучения, в котором блазары являются яркими за счёт синхротронного излучения релятивистских джетов, усиленного эффектом Доплера, подробнее о котором говорится ниже. При этом, выборки по радиопотоку являются более предста-

вительными для класса блазаров как целого, так как только часть блазаров детектируются в гамма-диапазоне [например, 45].

Так как частицы в джетах АЯГ движутся с ультрарелятивистскими скоростями, на их наблюдаемое излучение значительно влияет релятивистский эффект Доплера. Величина, его характеризующая — Доплер-фактор  $\delta$ . Знание этой величины необходимо, во-первых, для оценки истинной скорости течения вещества в джете. Она, в свою очередь, является важным параметром теоретических моделей АЯГ, таких как обсуждавшиеся выше в связи с TXS 0506+056. Во-вторых, информация о Доплер-факторе необходима для сравнения наблюдаемых характеристик джетов с теоретическими оценками. К примеру, «Радиоастрон» обнаружил у ряда АЯГ экстремальные яркостные температуры более  $10^{13}$  К [например, 11; 46; 47]. Они на два-три порядка превышают значение  $10^{11.5}$  К, при котором наступает так называемая «комптоновская катастрофа» [48; 49] — быстрое высвечивание энергии релятивистских частиц вследствие эффекта обратного комптоновского рассеяния. Чтобы объяснить наличие столь высоких яркостных температур у значительного количества источников, было выдвинуто несколько предположений [например, 46]. Одно из них заключается в том, что характерное значение Доплер-фактора джетов АЯГ  $\delta \sim 100$  и более. В то же время, различные методы определения Доплер-фактора из наблюдений дают на порядок меньшие характерные значения [45; 50—53]. При этом их результаты значительно расходятся друг с другом. В связи с этим, важно понять, какие методы дают самые достоверные результаты. Среди наиболее массово используемых в настоящее время методов следует отметить, во-первых, основанный на наблюдении обсуждавшейся выше переменности радиоизлучения и анализе вспышек [50—52]. Во-вторых, существует метод оценки Доплер-фактора по времени затухания ярких деталей джета с кажущимся сверхсветовым движением [53]. Третий метод использует РСДБ-измерения яркостной температуры [54] и предположения о величине яркостной температуры в собственной системе отсчёта излучающей области. В работе [55] был предложен способ определения собственной яркостной температуры непосредственно из измерений видимой яркостной температуры и скорости джета для достаточно большой и статистически полной по плотности потока выборки АЯГ. В сочетании с третьим методом это даёт возможность оценить по РСДБ-наблюдениям полной выборки источников их Доплер-факторы без априорных предположений о величине собственной яркостной температуры, что является важным достоинством данного подхода.

**Целями** данной работы являются исследование свойств компактных джетов АЯГ и физики происходящих в них процессов, а также уточнение долей различных классов объектов в популяции АЯГ с помощью анализа РСДБ-наблюдений с высоким угловым разрешением и широкополосных радиоспектров для статистически полных выборок АЯГ.

Для достижения поставленных целей были решены следующие **задачи**:

- На основе совместного анализа наблюдений на РСДБ-сети Very Long Baseline Array (VLBA) статистически полной по интегральной плотности радиопотока выборки 482 активных ядер галактик и широкополосных радиоспектров этих источников определить количество и исследовать свойства РСДБ-компактных объектов с крутым и плоским радиоспектром.
- Изучить особенности активности блазара TXS 0506+056 — кандидата в источники нейтрино высоких энергий — и сравнить его характеристики в радиодиапазоне с характеристиками других источников полной выборки блазаров.
- Получить несмещённые оценки Доплер-факторов джетов АЯГ путём сравнения значений, определённых по РСДБ-наблюдениям яркостной температуры радиоядра для полной по плотности РСДБ-потока выборки, со значениями, даваемыми другими методами.

### **Научная новизна**

Научная новизна первой части работы состоит в том, что впервые с помощью РСДБ была исследована статистически полная, отобранная исключительно по интегральной плотности радиопотока выборка активных ядер галактик столь большого объёма (482 объекта), охватывающая большую область неба (примерно 700 квадратных градусов). Это позволило получить несмещённые оценки долей компактных объектов с крутым и плоским спектрами в популяции радиогромких АЯГ. В результате было подтверждено, что практически 100% источников с плоским радиоспектром компактны — их характерный угловой размер, согласно проведённым измерениям, менее  $0.01''$ . Также в результате было открыто несколько десятков новых компактных объектов с крутым спектром. Было показано, что около половины компактных источников, протектированных РСДБ на 2 ГГц, имеют крутой радиоспектр, что говорит о доминировании в их радиоизлучении оптически тонких структур, таких как внешние части джета или радиоизлучающие облака плазмы. Это меняет ранее распространённое представление о

популяции РСДБ-компактных АЯГ как состоящей практически исключительно из блазаров.

В работе представлены результаты многолетних наблюдений широкополосного радиоспектра источника TXS 0506+056 — первого блазара, отождествлённого с высокой достоверностью с источником нейтрино высоких энергий [39; 40]. Впервые было показано, что в радиодиапазоне данный источник является типичным переменным блазаром, что ставит под сомнение выдвигавшиеся ранее [44] утверждения о его уникальности.

Впервые получены выводы о том, какие оценки Доплер-фактора джетов АЯГ надёжны, обоснованные согласием в пределах погрешностей результатов принципиально различных, независимых методов для большой выборки объектов. Это решило проблему расхождения оценок данной величины различными методами, существовавшую много лет.

### **Теоретическая и практическая значимость**

Определение доли компактных источников с крутым спектром в полной выборке позволяет оценить степень неполноты РСДБ-каталогов, составленных по наблюдениям только источников с плоским спектром. Так, на частоте 8.6 ГГц каталог РСДБ-компактных источников, не включающий источники с крутым спектром, будет полон для потоков выше 200 мЯн примерно на 80%, а среди более слабых источников уровень полноты будет значительно меньше. Полученные в данной работе корреляции между свойствами радиоспектра и параметрами парсековой структуры АЯГ позволят оценивать вероятность РСДБ-детектирования источника по его спектру и оптимально планировать новые РСДБ-обзоры. В частности, включение в РСДБ-обзоры источников с крутым радиоспектром позволит и уже позволило значительно улучшить полноту РСДБ-каталогов внегалактических радиоисточников [например, 15]. С теоретической точки зрения, полнота РСДБ-каталогов важна для различных статистических исследований, в том числе в области многоканальной астрономии — см., например, недавние работы, показавшие статистически значимую корреляцию между направлениями прихода космических нейтрино и направлениями на компактные АЯГ [56; 57]. С практической точки зрения, увеличение количества известных компактных внегалактических радиоисточников означает уплотнение сетки опорных источников квазиинерциальной системы небесных координат.

Подтверждение радиовспышки блазара TXS 0506+056, начало которой совпало с моментом регистрации нейтрино в направлении от этого источника, а

также сделанный вывод о распространённости подобных источников в популяции блазаров дали толчок работам по отождествлению источников космических нейтрино с радиояркими блазарами, в том числе упомянутым выше [56—58], и поставили ограничения на модели генерации нейтрино, т. к. требуют связи процессов, отвечающих за генерацию нейтрино и синхротронного радиоизлучения джета.

Полученные в результате проведённого анализа несмещённые оценки Доплер-фактора могут быть использованы в широком круге исследований джетов АЯГ для перевода наблюдаемых параметров джета в параметры в собственной системе отсчёта движущейся плазмы. В частности, эти оценки показывают, что доплеровское усиление само по себе не может объяснить экстремально высокие яркостные температуры, открытые «Радиоастроном», что сужает круг их возможных объяснений.

### **Методология и методы исследования**

В работе применялся метод радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ) [9; 10]. Для обработки РСДБ-наблюдений применялись общепринятые методы: априорная калибровка в программных пакетах AIPS [59] и PIMA [60], а также гибридное картографирование с использованием метода CLEAN [61] в пакете DIFMAP [62]. Характерные размеры и яркостные температуры источников определялись путём подгонки под интерферометрические данные моделей распределения яркости источника методом максимального правдоподобия. Для определения яркостной температуры радиоядер джетов АЯГ в системе покоя излучающей области применялось сравнение результатов популяционного моделирования с наблюдаемой зависимостью между яркостной температурой и видимой скоростью джета. Широкополосные радиоспектры наблюдались с помощью радиотелескопа РАТАН-600 [63; 64], а также были взяты из литературы. Диссертантом была разработана программа автоматической генерации расписаний наблюдений на РАТАН-600, минимизирующая время на переустановку антенны и облучателя путём распределения источников по суточным спискам с учётом их склонения. В работе использовались различные статистические методы: бутстрэппинг, корреляционный тест Кендалла и др.

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

1. В статистически полной выборке 482 активных ядер галактик с интегральной плотностью потока на частоте 1.4 ГГц более 200 мЯн и склонением  $\geq +75^\circ$  исследована связь между структурой и широ-

кополосным радиоспектром. Компактные структуры масштабов сотен парсек и менее были обнаружены в 100% источников с пиковой формой спектра, 98% источников с плоским спектром и 27% источников с круто падающим спектром. Продемонстрировано, что РСДБ-компактные внегалактические радиоисточники состоят из двух классов объектов примерно равной численности: блазаров, у которых в радиоизлучении доминирует оптически непрозрачное радиоядро джета, и компактных источников с круто падающим РСДБ-спектром, у которых доминируют оптически прозрачные джеты или облака плазмы парсековых масштабов. Это подтверждается обнаруженными статистически значимыми отрицательной корреляцией углового размера компактных компонент со спектральным индексом и положительной корреляцией яркостной температуры со спектральным индексом.

2. На основании многолетних многочастотных наблюдений на РАТАН-600 блазара TXS 0506+056, ассоциированного ранее с источником нейтрино высоких энергий, найдено, что его широкополосный радиоспектр относится к классу плоских и является типичным для переменных АЯГ. Нейтринные события в 2014-2015 и в 2017 годах, отождествлённые с этим блазаром, пришлись на период начала и развития в нём сильной вспышки на сантиметровых длинах волн. Это независимо подтверждает, что данный блазар является вероятным источником высокоэнергичных нейтрино, и указывает на связь процессов генерации нейтрино и вспышек синхротронного радиоизлучения в ядрах блазаров.
3. Определено, что значения Доплер-фактора джетов АЯГ, полученные для большой статистически полной выборки по РСДБ-измерениям яркостной температуры их ядер, согласуются со значениями, независимо определёнными ранее из анализа вспышек радиоизлучения, в пределах погрешностей методов. Типичное значение Доплер-фактора составляет около 10. Это соответствует независимым оценкам, полученным из анализа РСДБ-кинематики джетов. Делается вывод о достоверности полученных оценок Доплер-фактора.

**Достоверность** результатов обеспечивается использованием наблюдений ведущих современных отечественных и зарубежных радиотелескопов и радиоинтерферометров, выверенных и хорошо себя зарекомендовавших методов обработки и анализа данных, оценки достоверности статистических гипотез, а также

проведением анализа по статистически полным выборкам. РСДБ-данные по первой части работы (обзор несмещённой выборки) были обработаны независимо в двух программных пакетах, AIPS и PIMA; результаты обработки согласуются в пределах погрешностей. Был проведён глубокий анализ с целью поиска оптимальных параметров самокалибровки РСДБ-данных для избежания внесения ошибок в коррелированную плотность потока на этапе обработки. Точность амплитудной калибровки наблюдений на РАТАН-600 контролировалась путём сравнения независимых измерений на двух секторах антенны [65; 66].

### **Апробация работы**

Результаты были опубликованы в ведущих международных научных журналах, а также доложены на семинарах Астрокосмического центра и Отдела теоретической физики ФИАН им. П. Н. Лебедева, на 8 российских и 4 международных научных конференциях, включая:

- 48th Young European Radio Astronomers Conference (48-я европейская конференция молодых радиоастрономов), 4–6 сентября 2018 г., Двингелоо, Нидерланды.
- 14th European VLBI Network Symposium (14-й симпозиум Европейской РСДБ-сети), 8–11 октября 2018 г., Гранада, Испания.
- Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра — 2018». 18–21 декабря 2018 г., Москва.
- «Актуальные проблемы внегалактической астрономии», 24–26 апреля 2019 г., Пущино, Московская обл.
- «A Centenary of Astrophysical Jets: Observation, Theory, and Future Prospects» («Сто лет с открытия астрофизических джетов: наблюдения, теория и перспективы на будущее»), 23–26 июля 2019 г., Обсерватория Джодрелл-Бэнк, Великобритания.
- Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра — 2019», 17–20 декабря 2019 г., Москва.
- 6th Workshop on Compact Steep Spectrum and GHz-Peaked Spectrum Sources (6-й семинар по компактным радиоисточникам с крутым спектром и радиоисточникам с гигагерцовым пиком спектра), 10–14 мая 2021 г., Торунь, Польша (дистанционно).

### **Публикации автора по теме диссертации**

Основные результаты диссертационной работы изложены в 3 научных статьях [A1—A3], опубликованных в рецензируемых журналах и изданиях, рекомендованных ВАК.

- A1. *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 // *The Astronomical Journal*. — 2021. — Feb. — Vol. 161, no. 2. — P. 88.
- A2. *Kovalev Y. A., Kardashev N. S., Kovalev Y. Y., Sokolovsky K. V., Voitsik P. A., Edwards P. G., Popkov A. V., Zhekanis G. V., Sotnikova Y. V., Nizhelsky N. A., Tsybulev P. G., Erkenov A. K., Bursov N. N.* RATAN-600 and RadioAstron reveal the neutrino-associated blazar TXS 0506+056 as a typical variable AGN // *Advances in Space Research*. — 2020. — Jan. — Vol. 65, no. 2. — P. 745—755.
- A3. *Homan D. C., Cohen M. H., Hovatta T., Kellermann K. I., Kovalev Y. Y., Lister M. L., Popkov A. V., Pushkarev A. B., Ros E., Savolainen T.* MOJAVE. XIX. Brightness Temperatures and Intrinsic Properties of Blazar Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2021. — Dec. — Vol. 923, no. 1. — P. 67.

### **Личный вклад**

В работе [A1] вклад диссертанта основной и включает обработку РСДБ-данных в пакетах AIPS и Difmap, астрофизический анализ результатов, обсуждение и подготовку публикации.

В работе [A2] вклад диссертанта заключается в участии в подготовке расписаний и сопровождении наблюдений на РАТАН-600 и в участии, наравне с другими соавторами, в проведении анализа, обсуждении результатов и подготовке публикации.

В работе [A3] вклад диссертанта заключается в анализе полученных оценок Доплер-фактора для выборки АЯГ, определении величины и значимости систематических сдвигов результатов, а также в участии, наравне с другими соавторами, в обсуждении результатов и подготовке публикации.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 126 страниц, включая 26 рисунков и 8 таблиц. Список литературы содержит 167 наименований.



## **Глава 1. Свойства на парсековых масштабах внегалактических источников с крутым и плоским широкополосными радиоспектрами**

В данной главе представлены результаты обзорных наблюдений на РСДБ-сети Very Long Baseline Array (VLBA) большой статистически полной выборки АЯГ, а также совместный анализ этих результатов и параметров широкополосных радиоспектров источников. Выборка источников, её наблюдения, а также обработка полученных VLBA данных и картографирование источников описаны с акцентом на их специфику для данного проекта. Особенностью проекта является большое количество протяжённых и/или слабых источников в выборке, в связи с чем необходимы тщательный анализ надёжности детектирований и аккуратное проведение картографирования и самокалибровки данных. Приведены параметры, определённые из РСДБ-данных, а также из интегральных широкополосных спектров, взятых из литературы. Проведённый анализ, результаты которого изложены далее, включает в себя классификацию источников выборки по типам спектра и структуры, поиск корреляций между параметрами структуры и спектра и обсуждение физической природы наблюдаемых компактных структур. Рассматриваются следствия полученных результатов для понимания состава популяции внегалактических радиоисточников, физики компактных АЯГ и стратегии достижения максимальной полноты каталогов компактных внегалактических источников.

Результаты, представленные в данной главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работе [A1]. Личный вклад диссертанта в данную работу указан во Введении к диссертации.

### **1.1 Постановка задачи и выборка источников**

При статистических исследованиях важен учёт эффектов селекции, то есть, зависимости вероятности попадания объектов в исследуемую выборку от различных параметров этих объектов. Такие эффекты могут приводить к систематическим погрешностям измеряемых величин, к ложным закономерностям, к неправильному пониманию состава изучаемой популяции. Чтобы избежать

этого, необходимо минимизировать эффекты селекции. В частности, при изучении свойств внегалактических радиоисточников на парсековых масштабах важно анализировать несмещённые по спектральному индексу выборки, что было обосновано во Введении к диссертации. Таковыми, в первом приближении, являются статистически полные по плотности потока выборки. Под статистической полнотой здесь и далее мы будем понимать содержание в выборке всех объектов, удовлетворяющих заданным критериям. В частности, статистически полная по плотности потока выборка должна включать все источники, имеющие плотность потока выше заданной. Такая выборка не является полностью свободной от эффектов селекции, так как из-за доплеровского усиления (см. Главу 3) вероятность попасть источнику в неё тем выше, чем меньше угол между его приближающимся джетом и лучом зрения наблюдателя. Оптимальной была бы выборка, полная по светимости, исправленной за доплеровское усиление. Однако в силу того, что данная величина известна только для весьма ограниченного числа ярких источников, на практике наблюдаемая плотность потока является лучшим из имеющихся в распоряжении критериев для формирования несмещённой выборки. Следует отметить также, что при исследовании внегалактических объектов наблюдение не всего неба, а лишь некой его части не ухудшает статистическую полноту выборки, если эта часть неба достаточно большая.

Исследование, которому посвящена данная глава, ставит перед собой следующие задачи:

- Определить доли РСДБ-компактных внегалактических радиоисточников среди имеющих плоский и крутой радиоспектр в выборке, ограниченной только по плотности потока. Под РСДБ-компактными, или просто компактными, источниками, если не оговорено иное, мы будем понимать источники, имеющие структуры парсековых масштабов, достаточно яркие для детектирования в РСДБ-наблюдениях. Более конкретные оценки угловых и линейных масштабов приведены в §1.2.4.
- Изучить свойства на парсековых масштабах компактных источников с крутым интегральным радиоспектром, в частности, понять, какие компактные структуры в них наблюдаются: радиоядро джета, более далёкие от центральной машины оптически тонкие части джетов или окружающие их области плазмы («мини-радиоуши»).

Выборка источников была отобрана из каталога NVSS [67], созданного на основе обзора на радиоинтерферометре VLA, по следующим критериям:

1. Плотность потока в каталоге NVSS  $S_{\text{NVSS}} \geq 200$  мЯн на частоте 1.4 ГГц (частота NVSS).
2. Склонение  $\geq +75^\circ$ .

Выбор данной области неба, а также уровня отсечки по плотности потока был продиктован количеством наблюдательного времени и чувствительностью наблюдений, на которые мы могли рассчитывать при подаче заявки на VLBA. Район Северной полярной шапки небесной сферы был выбран по двум причинам. Во-первых, он всегда доступен для наблюдений на всех антеннах VLBA. Во-вторых, для всех источников в этой области с  $S_{\text{NVSS}} \geq 200$  мЯн были ранее опубликованы широкополосные радиоспектры (см. §1.4).

Всего данным условиям удовлетворяют 502 источника из NVSS, считая и два источника с  $S_{\text{NVSS}} = 199.9$  мЯн. Они перечислены в таблице 1.1. Данная наблюдательная программа была нами названа Обзором Северной полярной шапки на VLBA (VLBA North Polar Cap Survey — NPCS). По оценкам авторов каталога NVSS, его полнота для неразрешённых VLA источников равна 99% уже на уровне 3.4 мЯн [67]. Следовательно, на уровне нашей отсечки 200 мЯн полноту исходного каталога можно считать практически стопроцентной на момент его составления. Полнота нашей выборки по плотности потока на момент наших наблюдений несколько меньше из-за переменности источников.

Во многих исследованиях было показано [68—70, а также ссылки там], что активные ядра галактик (АЯГ) доминируют по сравнению с галактиками с активным звездообразованием среди внегалактических радиоисточников с плотностью потока более 1 мЯн на сантиметровых длинах волн. В связи с этим, мы предполагаем, что все источники нашей выборки являются АЯГ, так как они имеют много большую плотность потока.

Лишь для небольшой части источников нашей выборки известны оптические отождествления. Их поиск проводился по Внегалактической базе НАСА (NASA/ IPAC Extragalactic Database — NED)<sup>1</sup>. Информация об оптическом классе была найдена для 38 источников. 7 объектов относятся к источникам типа VL Lacertae (лацертидам); 13 — к квазарам; 18 — к радиогалактикам, из которых 6 — к сейфертовским галактикам 1-го типа и 6 — к сейфертовским галактикам 2-го типа. Значения космологического красного смещения  $z$  имеются в NED для 41 источника выборки. Они находятся в интервале от 0.003 до 3.4, медиана примерно равна 0.6.

<sup>1</sup><https://ned.ipac.caltech.edu/>

Таблица 1.1 — Наблюдавшаяся выборка источников и результаты по детектированиям VLBA. В колонках приведены: (1) — имя источника в каталоге NVSS; (2) — имя источника по его координатам на эпоху J2000, используемое в данной работе; (3) — имя источника по его координатам на эпоху B1950; (4) — был ли источник протектирован VLBA на 2.3 ГГц в рамках наших наблюдений; (5) — был ли источник протектирован VLBA на 8.6 ГГц в рамках наших наблюдений. Полностью таблица доступна в электронном виде в онлайн-версии статьи [A1]: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18ct1>.

Имя в NVSS (1)	Имя J2000 (2)	Имя B1950 (3)	VLBA-детектирования	
			2.3ГГц (4)	8.6ГГц (5)
J000024+812348	J0000+8123	2357+811	Нет	Нет
J000512+813505	J0005+8135	0002+813	Нет	Нет
J000839+842607	J0008+8426	0005+841	Нет	Нет
J000943+772440	J0009+7724	0006+771	Да	Да
J000947+760319	J0009+7603	0007+757	Да	Да
J001236+854313	J0012+8543	0009+854	Нет	Нет
J001311+774846	J0013+7748	0010+775	Да	Нет
J001525+775636	J0015+7756	0012+776	Нет	Нет
J001631+791651	J0016+7916	0013+790	Нет	Нет
J001708+813508	J0017+8135	0014+813	Да	Да
J001816+782744	J0018+7827	0015+781	Нет	Нет
J001958+803935	J0019+8039	0016+803	Нет	Нет
J002854+795843	J0028+7958	0025+797	Нет	Нет
J003040+844936	J0030+8449	0026+845	Нет	Нет
J003410+764707	J0034+7647	0030+765	Нет	Нет
J003433+801301	J0034+8013	0031+799	Нет	Нет
J003542+802558	J0035+8025	0032+801	Нет	Нет
J003812+844727	J0038+8447	0033+845	Да	Да
J003923+750523	J0039+7505	0036+748	Нет	Нет
J003934+770016	J0039+7700	0036+767	Нет	Нет
J004133+811448	J0041+8114	0037+809	Нет	Да
J004450+892927	J0044+8929	0026+892	Нет	Нет
J004528+754229	J0045+7542	0042+754	Нет	Нет
J004617+751752	J0046+7517	0042+750	Нет	Нет
J005111+841157	J0051+8411	0046+839	Нет	Нет
J005602+782322	J0056+7823	0052+781	Нет	Нет
J005926+795502	J0059+7955	0055+796	Нет	Нет
J011010+784642	J0110+7846	0105+785	Нет	Нет
J011045+873822	J0110+8738	0100+873	Нет	Нет
J011732+892848	J0117+8928	0048+892	Да	Да
J012125+832855	J0121+8328	0115+832	Нет	Нет
J012356+805617 <sup>b</sup>	J0123+8056	0118+806	Нет	Нет

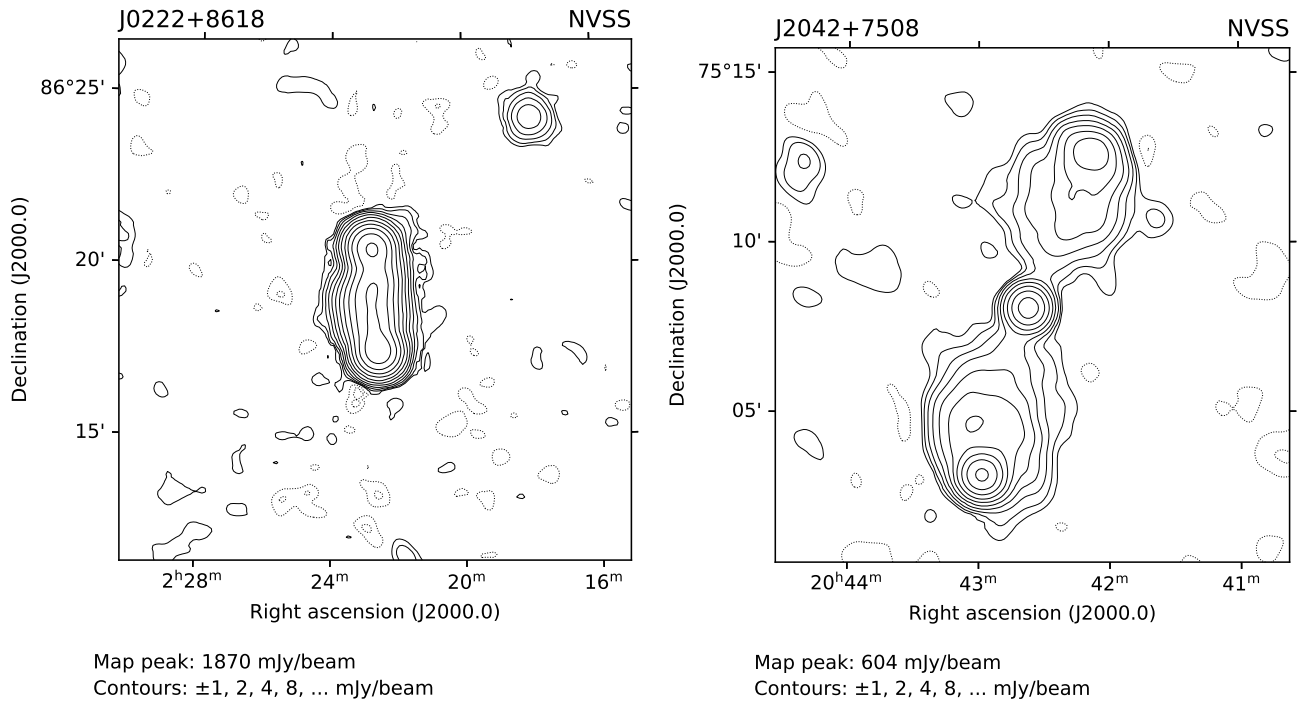
Примечания: <sup>a</sup> Источник NVSS является компонентой протяжённого комплексного источника. Для всех компонент каждого комплексного источника приведены одинаковые J2000- и B1950-имена. Эти имена соответствуют координатам компактного источника, протектированного VLBA, или самой сильной согласно NVSS компоненте, если источник не был протектирован VLBA.

<sup>b</sup> Источник NVSS является компонентой протяжённого комплексного источника, остальные компоненты которого не вошли в выборку из-за недостаточной плотности потока.

<sup>c</sup> J2000-имя отличается от укороченного NVSS-имени из-за уточнения координат по нашим наблюдениям на VLBA.

Некоторые источники выборки формируют пары или группы. А именно, для 36 источников имеется как минимум один источник на расстоянии менее  $4'$ , также принадлежащий к выборке (см. примеры на рис. 1.1). В то же время, при случайном распределении 502 источников выборки по рассматриваемой области небесной сферы площадью  $703$  квадратных градуса математическое ожидание количества источников с такими близкими соседями примерно равно 5. Следовательно, среди имеющихся близких пар и групп большинство являются не совокупностями отдельных источников, кажущихся близкими из-за эффекта проекции, а протяжёнными источниками, которые VLA разрешает на две и более компоненты. Значение предельного расстояния  $4'$  было подобрано вручную; оно, согласно нашему анализу, оптимально обеспечивает разделение разрешённых протяженных источников и кажущихся близкими отдельных источников в нашей выборке. Мы рассматриваем все пары и группы, формируемые 36 вышеупомянутыми источниками, как единые источники, и обозначаем каждую пару/группу объединённым именем. Кроме того, мы рассматриваем источник NVSS J204209+751226 как компоненту комплексного объекта J2042+7508, хотя расстояние от данного источника до центрального компонента этого объекта несколько больше  $4'$ . Это исключение обосновано тем, что карта NVSS (рис. 1.16) показывает, что источники NVSS J204209+751226, NVSS J204237+750802, NVSS J204257+750428 и J204259+750306 формируют связанную симметричную структуру одной протяжённой радиогалактики. С учётом этого, в выборке 17 комплексных объектов, состоящих в сумме из 37 источников NVSS. Следовательно, настоящее количество объектов в исследуемой выборке равно 482. Комплексные источники помечены в таблице 1.1 буквой «а». Кроме того, поиск источников NVSS, формирующих выборку, в базе NED и последующий визуальный анализ изображений NVSS показал, что дополнительные 5 источников NVSS могут быть разрешаемыми компонентами протяжённых радиогалактик. Другие компоненты этих комплексных источников имеют плотность потока ниже нашей отсечки в 200 мЯн. Такие источники помечены в таблице 1.1 буквой «b». Таким образом, всего имеется 22 комплексных источника, хотя бы одна компонента которых принадлежит к нашей выборке.

Для нескольких источников выборки различие между координатами компактной детали, протектированной VLBA, и координатами центра изображения NVSS приводят к различиям в именах источников, сформированных по их координатам. Такие источники отмечены буквой «с» в таблице 1.1.



а)

б)

Рисунок 1.1 — Примеры комплексных источников в выборке: а) единый объект J0222+8618, которому в каталоге NVSS соответствуют 3 отдельных источника: NVSS J022235+861727, NVSS J022248+861851 и NVSS J022249+862027; б) единый объект J2042+7508, которому в каталоге NVSS соответствуют 4 отдельных источника: NVSS J204209+751226, NVSS J204237+750802, NVSS J204257+750428 и J204259+750306. По осям отложены координаты на эпоху J2000.0: прямое восхождение в часах и минутах по горизонтальной оси и склонение в градусах и минутах по вертикальной оси. Под каждой картой приведены значения пиковой интенсивности и интенсивностей, соответствующих нескольким первым контурам в мЯн на луч. Каждый следующий контур соответствует удвоенному относительно предыдущего значению интенсивности. Карты построены по изображениям в формате FITS, взятым с сайта NVSS: <https://www.cv.nrao.edu/nvss/postage.shtml>. Доступны для всех 22 комплексных объектов выборки в электронной версии статьи [A1]: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18cf1>.

## 1.2 Наблюдения на VLBA и обработка данных

Выборка наблюдалась на VLBA в трёх 24-часовых наблюдательных сессиях: 14, 16 и 23 февраля 2006 года (код проекта BK130). Телескопы РСДБ-решётки

наводились на каждый из 502 изначально отобранных источников NVSS. Каждый источник наблюдался около 8 минут одновременно в двух частотных диапазонах: 2.3 ГГц (полоса S) и 8.6 ГГц (полоса X) в единственной (правой круговой) поляризации. Каждый диапазон включал по четыре частотных канала шириной 8 МГц каждый. Разность между максимальной и минимальной частотами была равна 148 МГц в полосе 2.3 ГГц и 498 МГц в полосе 8.6 ГГц. Запись данных велась с одноканальной дискретизацией, результирующая ширина потока равнялась 64 Мбит/с в каждой полосе и 128 Мбит/с в сумме. В расписание каждых суток, в дополнение к наблюдениям источников выборки, были включены по восемь блоков наблюдений тропосферных калибраторов, равномерно распределённых по времени. Каждый блок состоял из четырёх-пяти компактных внегалактических источников с различными высотами; длительность наблюдения каждого калибратора равнялась 90 с. Три источника выборки (J0017+8135, J1058+8114 и J1153+8058) использовались также как калибраторы, что привело к тому, что они наблюдались три раза по 90 с каждые сутки наблюдений, в дополнение к 8-минутному скану в один из дней.

Корреляция данных была проведена на корреляторе VLBA в Центре управления решёткой Национальной радиоастрономической обсерватории в г. Сокорро, США. Время интегрирования коррелятора равнялось 0.5 с; каждый частотный канал был разделён на 64 более узких канала шириной 125 кГц каждый. Данное относительно высокое для наземных континуумных РСДБ-наблюдений спектральное и временное разрешение было необходимо для поиска интерференционных лепестков при плохо известных априорных координатах источников, взятых из каталога NVSS.

Посткорреляционная обработка данных была выполнена независимо в двух разных программных пакетах: AIPS [59] и PIMA [60]. У каждого из этих пакетов есть свои важные преимущества. Поантенная («antenna-based») подгонка лепестков хорошо реализована в AIPS. Кроме того, ранее другими авторами многократно тестировались и совершенствовались процедуры априорной амплитудной калибровки и нормировки полосы пропускания в AIPS [например, 71]. Это позволяет с уверенностью утверждать, что на сегодняшний день калибровка в AIPS не вносит значимых систематических погрешностей в амплитуду сигнала. В свою очередь, в PIMA есть возможность поиска объединённых побазных («baseline-based») решений подгонки лепестков для разнесённых друг от друга частотных каналов. PIMA также с большой точностью определяет уровень шума решений подгонки

лепестков и вероятность ложного детектирования [14]. Мы исследовали степень согласия между результатами обработки в этих двух совершенно независимых пакетах. В обоих из них были выполнены все обычные шаги калибровки РСДБ-данных, включая следующие:

- Исключение (т. н. флагирование) данных плохого качества.
- Априорная калибровка амплитуды.
- Калибровка фазы с использованием пульсового калибровочного сигнала.
- Подгонка лепестков.
- Калибровка комплексной (по амплитуде и по фазе) полосы пропускания.
- Глобальные поправки коэффициентов усиления антенн, определённые из самокалибровки самых сильных компактных источников.

Ниже в §1.2.1 описана калибровка данных в PIMA, а в §1.2.2 — калибровка в AIPS. Картографированию и самокалибровке данных посвящён §1.2.3, а анализу калиброванной функции видности — §1.2.4.

### 1.2.1 Априорная калибровка и фильтр детектирований в PIMA

PIMA независимо обрабатывает данные, полученные в заданном скане на заданной базе в заданном диапазоне. Процедура подгонки интерференционных лепестков определяет скорость изменения фазовой задержки (частоту интерференции), групповую задержку и скорость её изменения, используя спектр корреляционной функции (иначе называемой функцией видности) внутри диапазона наблюдения. Детали реализации этой процедуры см. в [60]. В данной процедуре предполагается модель точечного источника.

После подгонки лепестков данные подаются на вход программного пакета VTD/pSolve<sup>2,3</sup>, разработанного в NASA для астрометрического анализа РСДБ-наблюдений. Этот пакет реализует надёжный алгоритм определения координат источников, атмосферной задержки в зените и функции часов для всех станций кроме одной, принятой за опорную, по измерениям групповых задержек в полосах S и X, содержащим большое количество выбросов. С помощью объединения этого пакета и PIMA обеспечивается фильтрация для каждого скана

<sup>2</sup><http://astrogeo.org/vtd/>

<sup>3</sup><http://astrogeo.org/psolve/>



баз, на которых интерферометрический сигнал не был продетектирован. Данный подход описан в деталях в [15]; он был использован также при анализе обзора АЯГ проекта «Радиоастрон» [14]. Определённые в результате применения этого алгоритма в настоящей работе координаты источников опубликованы в статье [А1], однако астрометрический анализ выходит за рамки данной диссертации. Остановимся на реализации фильтрации ложных детектирований. Надёжность алгоритма достигается за счёт знания статистики групповых задержек для случаев детектирования и недетектирования источника, а также априорной вероятности детектирования источника, получаемой из эмпирического распределения отношения сигнал/шум. Невязки групповых задержек для продетектированных источников имеют нормальное распределение с дисперсией 0.03 и 0.15 нс для полос X и S, соответственно. В отличие от них, невязки для наблюдений, не приведших к детектированию, имеют равномерное распределение внутри окна поиска при подгонке лепестков [-4000; 4000] нс. Исходя из этого, данные на тех базах, для которых невязки групповой задержки для данного скана превышали 4.5 взвешенных стандартных отклонения  $\sigma$  невязок по всем сканам и базам после подгонки в полосе S ( $4.0\sigma$  в полосе X), исключались как выбросы для данного скана.

Источник считался нами продетектированным, если количество баз в его скане, использованных в астрометрическом решении, т. е. не исключённых, было не менее 3. Двум небесным координатам — прямому восхождению и склонению — соответствуют две степени свободы. Следовательно, если для данного источника групповые задержки всего на двух базах прошли через вышеописанный фильтр, невязки будут нулевыми при любых значениях задержек, поэтому достоверность такого детектирования не может быть оценена данным методом. Если же для источника через фильтр прошли измерения на 3 базах, то вероятность ложного детектирования можно оценить следующим простым способом. Предположим, что в полосе S на двух базах детектирования реальные, тогда их невязки распределены нормально с указанной выше дисперсией. На третьей же базе детектирование ложное, и невязка случайно оказалась менее установленного порога. Вероятность такого совпадения для полосы S равна  $4.5 \cdot 0.15/4000 \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$ , а для полосы X, аналогично,  $4 \cdot 0.03/4000 \approx 3 \cdot 10^{-5}$ . Так как для набора из трёх баз существуют три возможные комбинации двух баз с детектированиями и одной базы с недетектированием, вероятность того, что как минимум на одной базе детектирование ложное, в три раза больше:  $\approx 5 \cdot 10^{-4}$  для полосы S и  $\approx 9 \cdot 10^{-5}$  для полосы

Х. Таким образом, астрометрическое решение является очень мощным фильтром для отделения истинных детектирований от ложных.

Так как процедура подгонки лепестков в данном подходе обрабатывает различные базы независимо, точки отсчёта по времени немного различаются для разных баз в одном скане. Из-за этого соотношения замыкания для групповых задержек и частот интерференции не выполняются. Чтобы исправить это, побазные групповые задержки и скорости изменения фазовой и групповой задержек переводятся в поантенные величины с единой точкой отсчёта по времени. Это делается с помощью метода наименьших квадратов, одна из антенн принимается за опорную.

Результаты подгонки лепестков использовались двумя способами. Во-первых, побазные групповые задержки были использованы для астрометрического анализа (его описание см. в [A1]). Во-вторых, поантенные групповые задержки, а также скорости изменения фазовой и групповой задержек были использованы в качестве поправок к функциям видности, после чего функции видности были усреднены по частоте внутри каждого частотного канала и по времени. Усреднённые функции видности использовались для измерения коррелированной плотности потока и моделирования структуры источников (§1.2.4).

### 1.2.2 Априорная калибровка в AIPS и сравнение результатов с PIMA

При обработке в пакете AIPS мы следовали обычной процедуре калибровки РСДБ-данных. С помощью глобальной (поантенной) подгонки лепестков были найдены отдельные решения для каждого частотного канала; минимальное допустимое отношение сигнал/шум (С/Ш) было выбрано равным 4. Заметим, что в AIPS используется иное определение С/Ш, чем в PIMA: С/Ш, вычисленный PIMA, в  $\sqrt{\pi/2}$  раз меньше, чем С/Ш, вычисленный AIPS. Достаточно низкий пороговый С/Ш в AIPS был выбран потому, что в нашей полной выборке много источников на пределе детектирования и ниже него. Тем не менее, мы считали продетектированными только те источники, детектирование которых было подтверждено надёжной процедурой PIMA, описанной в предыдущем параграфе. Только для таких источников данные, обработанные как в AIPS, так и в PIMA, использовались нами для дальнейшего анализа.

Обработка одного и того же большого набора данных — трёх суток наблюдений на VLBA — в AIPS и PIMA позволила сравнить их результаты. Для сильных источников оба пакета дают практически одинаковый результат. Для источников с калиброванной амплитудой функции видности более 1 Ян мы нашли медиану отношений амплитуд, калиброванных в AIPS, к амплитудам, калиброванных в PIMA. Для разных суточных сегментов и частотных полос она варьируется от 94.8% до 99.8%. Таким образом, различие калиброванных амплитуд, выдаваемых этими двумя пакетами, не превосходит характерных для погрешности амплитуды обзорных РСДБ-данных значений 5–10% [например, 29]. В случае слабых источников, близких к пределу детектирования, PIMA в нашем случае оказалась более чувствительна. У AIPS есть известное ограничение: в нём не реализована возможность корректно объединять вместе результаты обработки более одного частотного канала, если они не расположены вплотную друг к другу. В нашем проекте частотные каналы отстоят друг от друга существенно, что необходимо для астрометрического анализа. По этой причине в AIPS каждый частотный канал пришлось обрабатывать отдельно, задавая параметр  $APARM(5)=0$  в функции FRING. В результате чувствительность была хуже, чем в PIMA, которая использовала все частотные каналы каждой полосы совместно для нахождения единого решения.

Принимая во внимание особенности каждого из пакетов, мы использовали данные, обработанные в AIPS, для построения изображений и последующего анализа тех источников, для которых гибридное картографирование было надёжным (см. §1.2.3). Для остальных источников, в основном слабых и/или сильно разрешённых, мы использовали обработанные в PIMA данные.

### **1.2.3 Гибридное картографирование и решение проблем с самокалибровкой слабых и разрешённых источников**

Следующим этапом обработки данных было гибридное картографирование в пакете Difmap [62; 72; 73]. Оно было выполнено с помощью автоматического скрипта, основанного на подходе, разработанном в [74]. Предварительно данные были просмотрены, и значения функции видности, являвшиеся очевидными выбросами, были вручную удалены. Восстановление изображений проводилось с

помощью метода CLEAN [61]. Однако другим эффективным способом восстановления изображений в интерферометрии является метод максимальной энтропии [75—78].

Ключевой частью гибридного картографирования является самокалибровка фазы и амплитуды функции видности [79; 80]. Однако для многих из протестированных в данном проекте источников самокалибровка данных не может быть произведена. Во-первых, некоторые источники протестированы только на нескольких базах, которые не формируют замкнутого четырёхугольника и даже треугольника, что препятствует проведению самокалибровки, в которой используются соотношения замыкания. Другая существенная трудность состоит в том, что фазовая самокалибровка данных с малой величиной отношения сигнал/шум (С/Ш), может приводить к значительному искусственному увеличению усреднённой амплитуды функции видности [81]. Возможно даже появление «рукотворного источника» из чистого шума [82]. Стабильность и корректность фазовой самокалибровки зависит, главным образом, от С/Ш функции видности и от степени заполнения плоскости пространственных частот ( $uv$ -плоскости). Увеличить С/Ш решения самокалибровки возможно, увеличивая временной шаг решения, что позволяет усреднять данные в больших временных интервалах. Однако, если шаг решения слишком велик, усреднение становится некогерентным, и результирующая амплитуда недооценивается [83]. В связи с этим, необходимо определить, для каких источников гибридное картографирование надёжно, и найти оптимальный временной шаг фазовой самокалибровки. Эта проблема хорошо известна — см., например, [84, раздел 5.3].

Чтобы исследовать устойчивость фазовой самокалибровки, было проведено автоматическое гибридное картографирование каждого источника, протестированного на базах, образуемых четырьмя и более антеннами, при варьировании временного шага фазовой самокалибровки от времени интегрирования коррелятора (0.5 с для данного проекта) до полного времени скана (около 8 минут). Была проанализирована зависимость различных параметров получающихся карт от временного шага. Наиболее информативным параметром оказалась интенсивность в центральном пикселе карты. При самокалибровке теряется информация об абсолютных координатах источника, и карта обычно центрируется по самой яркой детали, если процедура сходится. На интенсивность в центральном пикселе влияют не только изменения пиковой интенсивности на карте, но и смещения пика. Зависимость интенсивности в центральном пикселе от шага самокалибров-

ки показывает, происходит ли хотя бы один из этих эффектов при изменении шага. Примеры данных зависимостей показаны на рис. 1.2.

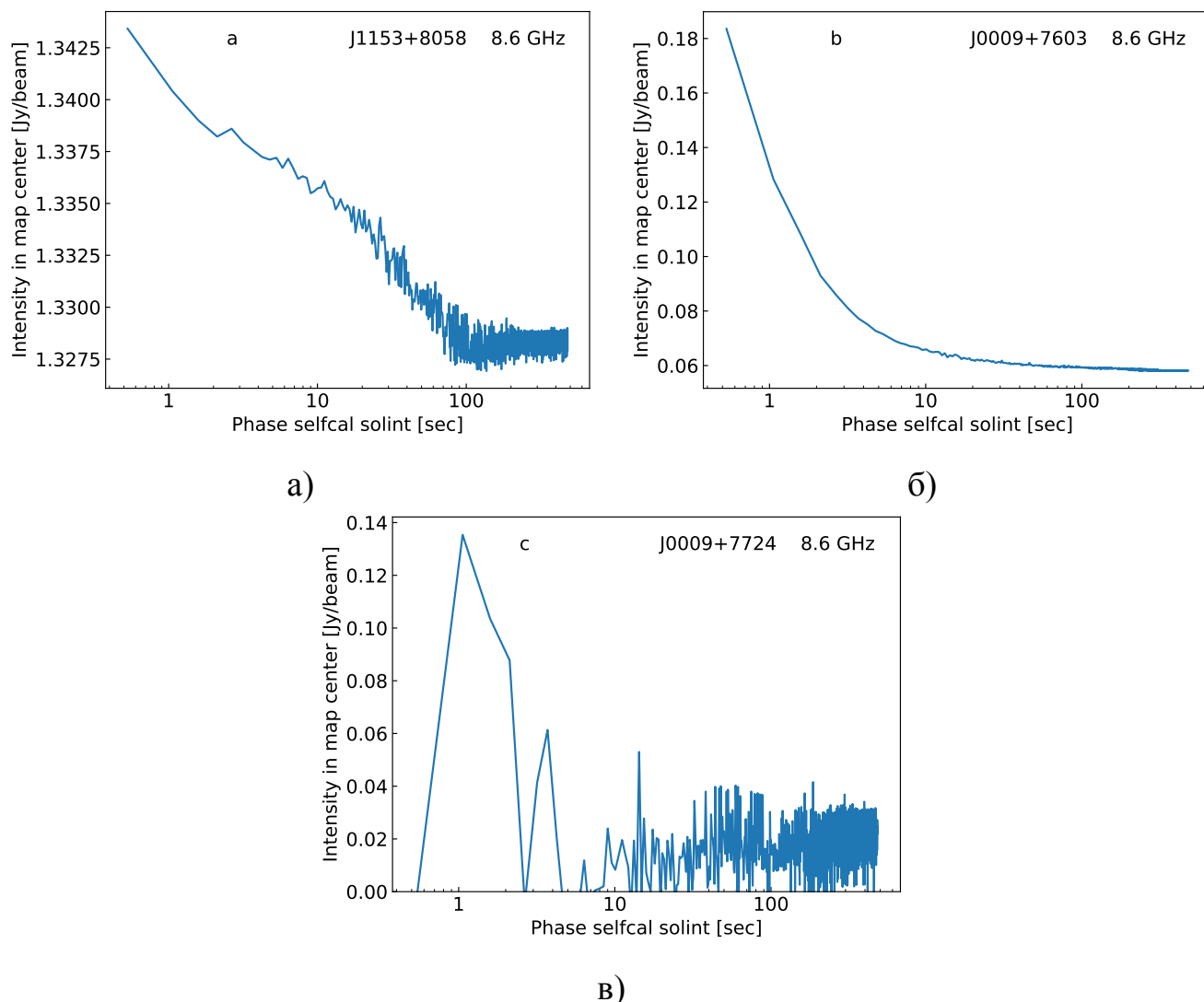


Рисунок 1.2 — Примеры зависимости интенсивности в единицах Ян/луч в центральном пикселе карты, полученной с помощью автоматического гибридного картографирования в Difmap, от использованного шага фазовой самокалибровки в секундах. (а) Сильный источник. (б) Слабый источник. (в) Очень слабый источник. Показаны примеры для частоты 8.6 ГГц; на частоте 2.3 ГГц ситуация аналогичная.

Форма кривых на рис. 1.2 и аналогичных кривых для других источников существенно меняется от источника к источнику. По виду данной кривой можно грубо разделить источники на три группы. Для сильных источников, чья коррелированная плотность потока много выше предела детектирования (рис. 1.2а), обсуждавшиеся выше эффекты пренебрежимо малы. Самокалибровка работает корректно, исправляя флуктуации фазы функции видности и благодаря этому по-

вышая пиковую интенсивность примерно на 1% при использовании короткого временного шага. Для слабых источников (рис. 1.2б) ситуация совершенно другая. Фазовая самокалибровка с короткими ( $\sim 1$  с) временными шагами приводит к генерации ложного сигнала из шума. В результате интенсивность в центре карты в несколько раз больше, чем при использовании временных шагов примерно от 10 с и больше. В случае ещё более слабых источников (рис. 1.2в) гибридное картографирование совершенно неустойчиво, что приводит к большим случайным изменениям интенсивности в центре при небольших изменениях шага фазовой самокалибровки. При этом следует отметить, что и в этом случае при коротком шаге в центре карты появляется относительно яркий и компактный источник, что не соответствует данным до самокалибровки. Приведённые примеры показывают, что применению фазовой самокалибровки к РСДБ-данным для слабых и/или сильно разрешённых источников должен сопутствовать анализ устойчивости и корректности данной процедуры.

Графики, аналогичные приведённым на рис. 1.2, а также результирующие карты и калиброванные видности были проанализированы для всех источников в обоих диапазонах. По результатам были отобраны объекты, для которых гибридное картографирование устойчиво и надёжно. Возможность применения фазовой самокалибровки для источника определяется многими факторами, в том числе, его структурой. Качество интерферометрических данных для источника в наших наблюдениях, состоящих из одного скана для каждого объекта, характеризуется двумя главными величинами: количеством независимых точек на  $uv$ -плоскости, т. е., количеством баз, на которых источник был протектирован, и отношением сигнал/шум. Здесь под С/Ш имеется в виду отношение амплитуды функции видности на данной базе, когерентно усреднённой по времени и частоте, к её статистической погрешности. Как С/Ш для данного источника использовалась медиана С/Ш по всем базам. Наш анализ показал, что гибридное картографирование неустойчиво для источников с  $C/\text{Ш} < 6$  и детектированиями на менее, чем 15 базах интерферометра. С учётом того, что VLBA состоит из 10 антенн и, следовательно, всего имеет 45 баз, детектирование менее чем на 15 из них означает, что объект либо сильно разрешён, либо очень слаб и находится на пределе детектирования. Кроме этого, было выявлено, что гибридное картографирование также неустойчиво для некоторых источников с бóльшим количеством детектирований либо лучшим качеством данных. По причине этого, решение, проводить ли картографирование источника, принималось в ручном режиме. Для тех ис-

точников, надёжное картографирование которых оказалось невозможным, была оценена коррелированная плотность потока и проведено моделирование структуры (см. §1.2.4) исключительно по амплитудам функции видности, прошедшей только априорную калибровку.

Для тех источников, картографирование которых проводилось, был использован временной шаг 8 с, чтобы избежать преобразования шума в ложный сигнал в процессе фазовой самокалибровки. Большой шаг ограничивает возможность коррекции быстрых флуктуаций фазы из-за атмосферы и может привести к частичной некогерентности и недооценке амплитуды функции видности.

В процессе гибридного картографирования для большинства источников делалось также три итерации амплитудной самокалибровки: две с единым коэффициентом коррекции для всего времени скана (различным для разных антенн и частотных каналов) и третья — с временным шагом 2 минуты. Однако для сильно разрешённых источников такой подход приводил к проблемам. Для таких источников амплитуда функции видности быстро спадает с ростом проекции базы. Если при этом в источнике имеется компактный компонент, составляющий малую долю полной плотности РСДБ-потока, то на средних и малых базах амплитуда падает намного медленнее. В результате на большинстве баз амплитуда в несколько раз меньше, чем на нескольких самых коротких. В таком случае CLEAN-модель плохо аппроксимирует данные на коротких базах. Это происходит из-за того, что  $uv$ -покрытие недостаточно для надёжного восстановления модели. В этих случаях амплитудная самокалибровка «корректирует» функцию видности, чтобы приблизить её к неверной CLEAN-модели, что приводит к значительному изменению (обычно уменьшению) амплитуды функции видности на коротких базах. Манипуляции с весами видностей на различных базах также не позволили избежать этого. Чтобы не вносить систематики в амплитуду, амплитудная самокалибровка не проводилась для подобных источников. Они отбирались по следующему критерию для усреднённых по времени скана и по всем частотным каналам амплитуд видностей: отношение максимального значения к медиане по всем базам  $\geq 2.5$ . Таких источников 21 в диапазоне 2.3 ГГц и 6 в диапазоне 8.6 ГГц. Глубокое картографирование подобных объектов требует, во-первых, много лучшего покрытия малых баз — такого, например, как у существующего интерферометра eMERLIN или проектируемого ngVLA. Во-вторых, для восстановления изображений в этом случае метод максимальной энтропии, скорее всего, более эффективен, чем CLEAN.

Размер пикселя карт задавался равным 0.6 миллизекунд дуги на 2.3 ГГц и 0.15 миллизекунд дуги на 8.6 ГГц. Количество пикселей по умолчанию равнялось  $1024 \times 1024$ . Также были построены карты с большим полем зрения с помощью аналогичной процедуры в Difmap, а затем по ним проводился визуальный поиск удалённых компонент источников. Для источников, у которых такие компоненты были найдены, количество пикселей было увеличено до  $2048 \times 2048$  или (только на 8.6 ГГц) до  $4096 \times 4096$ . Такие достаточно большие для РСДБ поля, однако, не приводят к значимой недооценке интенсивности из-за конечной ширины полосы приёма («bandwidth smearing») при наших параметрах наблюдений. А именно, для наших данных потеря интенсивности на 10% и более происходит на угловых расстояниях от центра карты более чем примерно  $0.5''$ . Учитывая, что линейный размер CLEAN-карты в два раза меньше, чем размер используемой сетки пикселей, все наши карты строятся для областей внутри круга радиусом  $0.5''$ .

#### 1.2.4 Параметры источников, определённые по функции видности

Непосредственно по функции видности были получены различные параметры, характеризующие структуру источников на парсековых масштабах. Для источников, для которых проводилось гибридное картографирование, использовались данные функции видности, прошедшие самокалибровку. Для остальных источников были использованы только априорно откалиброванные данные.

Во-первых, была измерена полная протектированная VLBA плотность потока источника  $S_{vlba}$ , которая далее называется плотностью VLBA-потока. Она оценивалась как максимальная из усреднённых по времени и частоте коррелированных плотностей потока на проекциях базы короче, чем 10% от самой длинной базы VLBA, равной примерно 8600 км. Если коррелированная плотность потока источника, близкого к пределу детектирования, изменяется немонотонно с увеличением базы (например, в случае биений видности двойного источника), то источник может детектироваться только на проекциях базы больше 10% от самой длинной. В таких случаях в качестве  $S_{vlba}$  бралась максимальная коррелированная плотность потока по всем базам. Для оценки погрешности плотностей потока здесь и далее в этой главе предполагалось, что в неё вносят вклад две независимые погрешности: статистическая погрешность среднего и систематическая



погрешность калибровки. Вторая принималась равной 10% от величины плотности потока.

Во-вторых, вычислялась медиана коррелированной плотности потока на проекциях базы больше 70% самой длинной базы VLBA. Эту величину можно назвать неразрешённой плотностью потока  $S_{\text{unres}}$ , так как она в основном приходит от деталей структуры источника, которые практически не разрешаются VLBA. Следует заметить, однако, что, в связи с неизотропностью  $uv$ -покрытия наших наблюдений на VLBA с короткой экспозицией, измеренное значение  $S_{\text{unres}}$  зависит не только от структуры источника, но и от ориентации решётки при наблюдениях.

Плотность VLBA-потока для самого слабого из протектированных на 2.3 ГГц источников равна  $29 \pm 5$  мЯн, а для самого слабого из протектированных на 8.6 ГГц она равна  $27 \pm 5$  мЯн. Из этого был сделан вывод, что предел детектирования данного обзора — около 30 мЯн в обоих диапазонах, что согласуется с ожидаемой чувствительностью VLBA для ширины полосы и времени интегрирования наших наблюдений. Данная оценка предела детектирования использовалась как верхний предел для  $S_{\text{unres}}$ , если источник не был протектирован на длинных базах, и для  $S_{\text{vlba}}$ , если источник вообще не был протектирован в обзоре.

Из наблюдений на одиночных антеннах (см. §1.4) известна интегральная плотность потока от всего источника, включая его протяжённую периферию. Обозначим её  $S_{\text{sd}}$  («sd» от англ. «single dish» — одиночная антенна). Отношения плотностей потока, приходящих от структур различных пространственных масштабов,  $S_{\text{sd}}$ ,  $S_{\text{vlba}}$  и  $S_{\text{unres}}$ , характеризуют степень компактности источника. Оценим наибольший угловой масштаб  $\theta_{\text{max}}$ , к которому чувствительны наши наблюдения на VLBA. Самая короткая база VLBA имеет длину  $D_{\text{max}} = 236$  км. Так как в данном проекте наблюдались околополярные источники, проекции баз не отличались существенно от их полных длин. На 2.3 ГГц (длина волны  $\lambda = 13$  см)  $\theta_{\text{max}} \sim \lambda/D_{\text{max}} \approx 6 \cdot 10^{-7}$  рад  $\approx 0.1''$ . При медианном красном смещении источников выборки  $z_{\text{med}} \approx 0.6$  (вычисленного по той части источников, для которых красные смещения есть в базе NED) это соответствует линейным размерам в проекции на небесную сферу около 800 пк. Аналогичные вычисления для 8.6 ГГц ( $\lambda = 3.6$  см) дают размеры примерно 200 пк. Это значит, что излучение, наблюдаемое с помощью VLBA, испускается областями размером в сотни парсек и менее. В то же время, протяжённые внегалактические радиоисточники имеют размеры

до нескольких мегапарсек [8]. Следовательно, параметр

$$C_{sd}^{vlba} = \frac{S_{vlba}}{S_{sd}} \quad (1.1)$$

характеризует степень компактности источника на килопарсековых масштабах. Будем называть его параметром килопарсековой компактности. Другое отношение,

$$C_{vlba}^{unres} = \frac{S_{unres}}{S_{vlba}}, \quad (1.2)$$

назовём параметром парсековой компактности, так как оно показывает, какая доля плотности VLBA-потока приходит от неразрешённых деталей парсековых масштабов. Если для  $S_{vlba}$  или  $S_{unres}$  известны только верхние пределы, по ним получаются верхние пределы на  $C_{sd}^{vlba}$  или  $C_{vlba}^{unres}$ , соответственно.

Для оценки размера  $\theta$  и яркостной температуры  $T_b$  (см. формулу (1.3) ниже) главной компоненты структуры источника было проведено моделирование структуры по данным функции видности. Если для источника имелись самокалиброванные комплексные видности, производилась подгонка моделей из одной или двух круглых гауссиан по методу наименьших квадратов с помощью пакета Difmap. Настолько простые модели использовались в связи с небольшим объёмом наблюдательных данных — по одному скану решётки на источник. Ранее было показано, что моделирование РСДБ-данных двумя круглыми гауссианами обеспечивает надёжное определение параметров доминирующей детали [85; 86]. Количество компонент модели определялось по следующему алгоритму. На первом шаге производилась аппроксимация данных одной круглой гауссианой, которая затем вычиталась из данных. Если пик остаточной карты более чем в 6 раз превосходил её среднеквадратичное отклонение, добавлялась вторая гауссиана, и модель из двух гауссиан заново подгонялась под исходные данные.

Для слабых и/или протяжённых источников самокалибровка не проводилась — см. §1.2.3. В этом случае подгонка модели под комплексную функцию видности может приводить к ошибочным результатам в связи с некорректными значениями фазы. В то же время, некоторые из этих источников имеют надёжные детектирования на достаточном количестве баз для того, чтобы подогнуть модель из одной круглой гауссианы только под амплитуды функции видности. При этом свободных параметра только два: амплитуда пика гауссианы и её ширина. Для таких источников такая подгонка была проведена с использованием метода максимального правдоподобия в предположении, что для ошибок справедливо распределение Райса.

Практически во всех источниках, промоделированных двумя гауссианами, в качестве главной рассматривалась компонента, расположенная ближе к центру карты, который, как было отмечено выше, обычно соответствует пику интенсивности. Однако для нескольких источников, протектированных и на 2.3 ГГц, и на 8.6 ГГц, разные компоненты доминируют в разных диапазонах. В таких случаях в качестве главной рассматривалась компонента с более плоским спектром, т. е. с большим спектральным индексом (см. ниже) [20], в предположении, что взаимное отождествление компонент в двух диапазонах было сделано верно. Главная компонента может соответствовать физически различным структурам при различной морфологии источников: радиоядру джета, облаку вокруг конца джета либо даже компактной флуктуации яркости в некой протяжённой структуре. Плотность потока главной гауссианы  $S_G$ , как и ожидалось, для большинства источников сравнима с плотностью VLBA-потока  $S_{vlba}$ . Медиана отношения  $S_G/S_{vlba}$  составляет около 0.8 на обеих частотах. Для сильно разрешённых источников  $S_G$  слегка больше  $S_{vlba}$  из-за быстрого падения коррелированной плотности потока с увеличением базы. Для тех источников, главная компонента которых была выбрана по спектральному индексу, на 2.3 ГГц вклад главной компоненты в  $S_{vlba}$  составляет менее половины. В качестве оценки углового размера  $\theta$  бралась ширина главной компоненты на уровне половины её максимума.

По результатам моделирования можно вычислить яркостную температуру главной детали в системе отсчёта наблюдателя [85]:

$$T_b = \frac{2 \ln 2}{\pi k_B} \frac{c^2 S_G}{\nu^2 \theta^2}, \quad (1.3)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $c$  — скорость света, а  $\nu$  — частота наблюдения. При подгонке модели круглой гауссианы к видностям неразрешённого источника формально может получиться сколь угодно близкий к нулю размер. Это приводит к невозможности корректной оценки яркостной температуры. Чтобы избежать этого, вычислялся предел разрешения  $\theta_{lim}$  для карт источников согласно [87] и [85]:

$$\theta_{lim} = b_{maj} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi} \ln \left( \frac{SNR_{map}}{SNR_{map} - 1} \right)}, \quad (1.4)$$

где  $b_{maj}$  — ширина по половине максимума диаграммы направленности карты, а  $SNR_{map}$  — отношение сигнал/шум карты в области, занятой главной компонентой; детали см. в [85]. Если  $\theta < \theta_{lim}$ , то  $\theta_{lim}$  использовался как верхний предел размера

компоненты, и вычислялся нижний предел яркостной температуры  $T_{b,\text{lim}}$  путём подстановки  $\theta_{\text{lim}}$  в формулу (1.3).

Наконец, по плотностям VLBA-потока на двух частотах можно вычислить спектральный индекс структур парсекового масштаба  $\alpha_{\text{vlba}}$  ( $S_G \propto \nu^{\alpha_{\text{vlba}}}$ ). Для источников, протектированных только в одном диапазоне, получены оценки сверху или снизу на  $\alpha_{\text{vlba}}$ . Отметим, что для некоторых источников имеет место систематическое занижение  $\alpha_{\text{vlba}}$  из-за так называемого частичного разрешения. Одна и та же физическая база интерферометра соответствует разным пространственным частотам на разных частотах наблюдения. В результате самая короткая база на 2.3 ГГц соответствует в 3.7 раз более низкой пространственной частоте, чем на 8.6 ГГц. Если коррелированная плотность потока источника значительно падает между этими пространственными частотами, то на 8.6 ГГц интерферометр не чувствителен к излучению протяжённых областей, регистрируемых на 2.3 ГГц. В результате спектр получается более крутым, то есть, с меньшим  $\alpha_{\text{vlba}}$ , чем он есть на самом деле. Этот эффект слаб для источников с доминированием радиоядра джета, поскольку размер радиоядра относительно мал и обратно пропорционален частоте [21]. Но в нашей выборке этот эффект может быть существен из-за наличия многих источников относительно больших размеров.

### 1.3 Результаты обзора на VLBA

В результате проведённого обзора были протектированы 162 источника, из них 153 — на частоте 2.3 ГГц, 116 — на 8.6 ГГц и 107 — на обеих частотах. Таким образом, 32% статистически полной выборки, состоящей из 482 объектов, было протектировано на 2.3 ГГц и 24% — на 8.6 ГГц. Детектирование источника в нашем обзоре означает (см. §1.2.4), что он имеет компактную структуру с плотностью потока больше предела детектирования в 30 мЯн и размером  $\leq 0.1''$ , или линейным размером меньше нескольких сотен парсек. Полученная доля протектированных источников является оценкой доли источников с такими компактными структурами среди всех источников, имеющих плотность потока в NVSS выше 200 мЯн.

Примеры графиков зависимостей коррелированной плотности потока, усреднённой по времени скана и частоте внутри диапазона, от проекции базы

(*uv*-радиуса) приведены на рис. 1.3. Графики для всех источников опубликованы в статье [A1] и доступны в онлайн-версии статьи<sup>4</sup>. РСДБ-карты были построены для 94 источников на частоте 2.3 ГГц и 62 источников на частоте 8.6 ГГц. Примеры карт приведены на рис. 1.4, а все карты доступны также в онлайн-версии статьи [A1]<sup>5</sup>. Три источника выборки (J0017+8135, J1058+8114 и J1153+8058), вдобавок к основному наблюдению, наблюдались в качестве калибраторов во все 3 суток наблюдений. Для них зависимости коррелированной плотности потока от проекции базы и карты были построены отдельно для каждых суток наблюдений.

Для всех протектированных источников была измерена коррелированная плотность потока, детектируемая VLBA, как было описано в §1.2.4. Если имелось достаточно данных, были также определены неразрешённая плотность потока, параметр парсековой компактности и VLBA спектральный индекс. Эти результаты приведены в таблице 1.2. Была также проведена подгонка простых моделей, описанных в §1.2.4, к функциям видности 132 источников на 2.3 ГГц и 80 источников на 8.6 ГГц. Определённые в результате параметры главных компонент структуры этих источников приведены в таблице 1.3; для 60 источников угловой размер был получен на обеих частотах, на основании чего был вычислен показатель степени  $k$  зависимости углового размера от частоты:  $\theta \propto \nu^{-k}$ . Наконец, используя плотность VLBA-потока и плотность потока, измеренную одиночными антеннами, был вычислен параметр килопарсековой компактности  $C_{sd}^{vlba}$  или верхний предел на него. Они приведены в таблице 1.4.

В рамках данного обзора были протектированы несколько источников, которые не принадлежат к нашей выборке, но расположены близко к каким-либо её источникам. Параметры для них также приведены в таблице 1.2 с пометкой «ADD» в соответствующей колонке. Эти источники не используются в дальнейшем анализе, так как не принадлежат к исследуемой статистически полной по плотности потока выборке.

Калиброванные видности в формате UVFITS для всех источников, протектированных в проекте, все карты в формате FITS и другие данные по проекту находятся в сети Интернет в открытом доступе<sup>6</sup>.

<sup>4</sup><https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18cf3>

<sup>5</sup><https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18cf4>

<sup>6</sup><http://astrogeo.org/npcs>

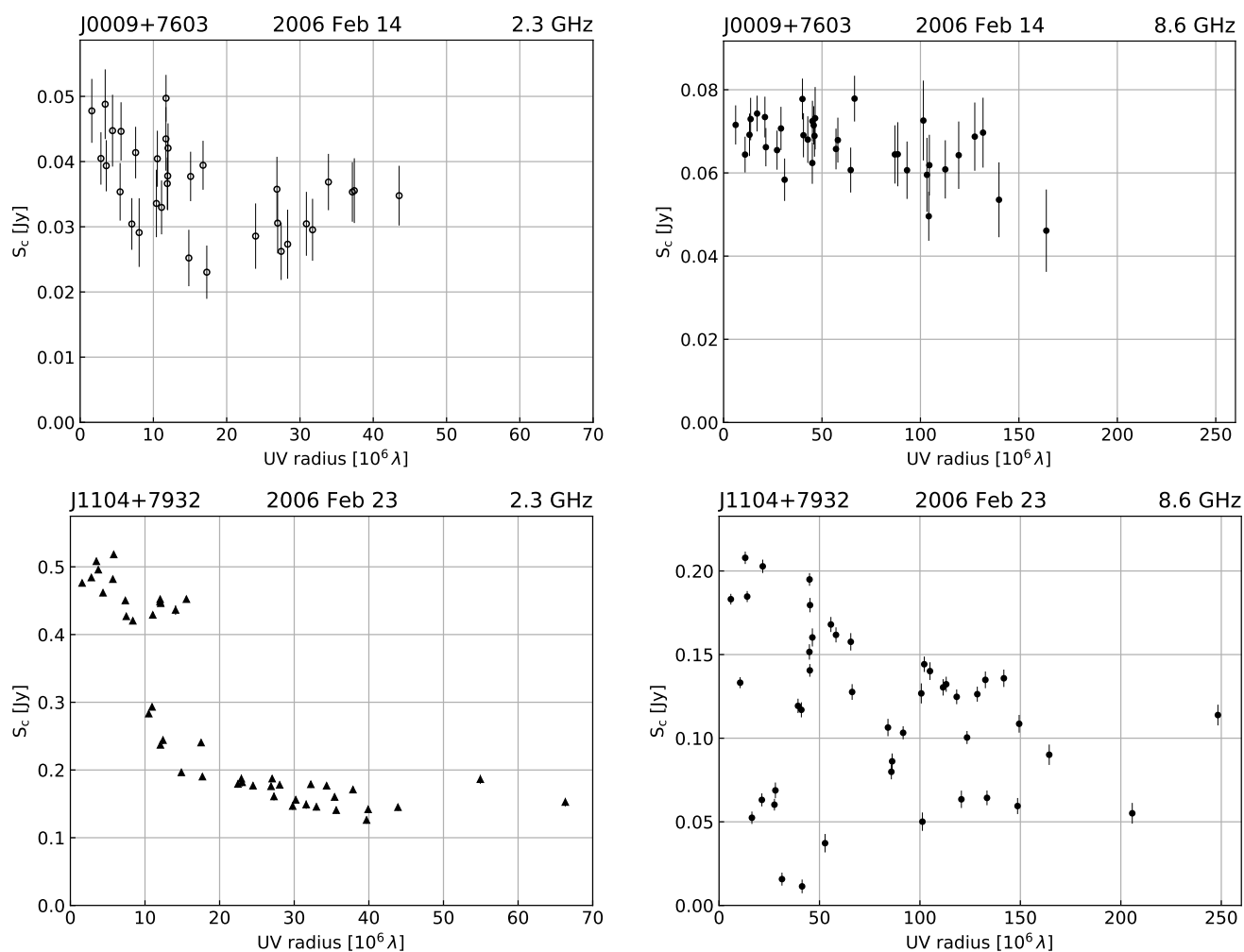


Рисунок 1.3 — Примеры зависимостей коррелированной плотности потока в янских, усреднённой по времени скана и по частотным каналам, от  $uv$ -радиуса (проекции базы) в единицах  $10^6$  длин волн по данным VLBA. Имена источников, даты наблюдений и частоты в ГГц указаны над каждым графиком. Данные показаны кружками с заливкой в тех случаях, когда они были прокалиброваны в AIPS и прошли гибридное картографирование в Difmap, включающее амплитудную и фазовую самокалибровку. Данные показаны треугольниками, если их обработка включала те же процедуры, за исключением амплитудной самокалибровки. Кружками без заливки показаны данные, которые были обработаны в RIMA и самокалибровка которых не проводилась. Аналогичные зависимости для всех протектированных источников на частотах 2.3 и/или 8.6 ГГц (285 графиков) опубликованы в электронной версии статьи [A1]: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18cf3>

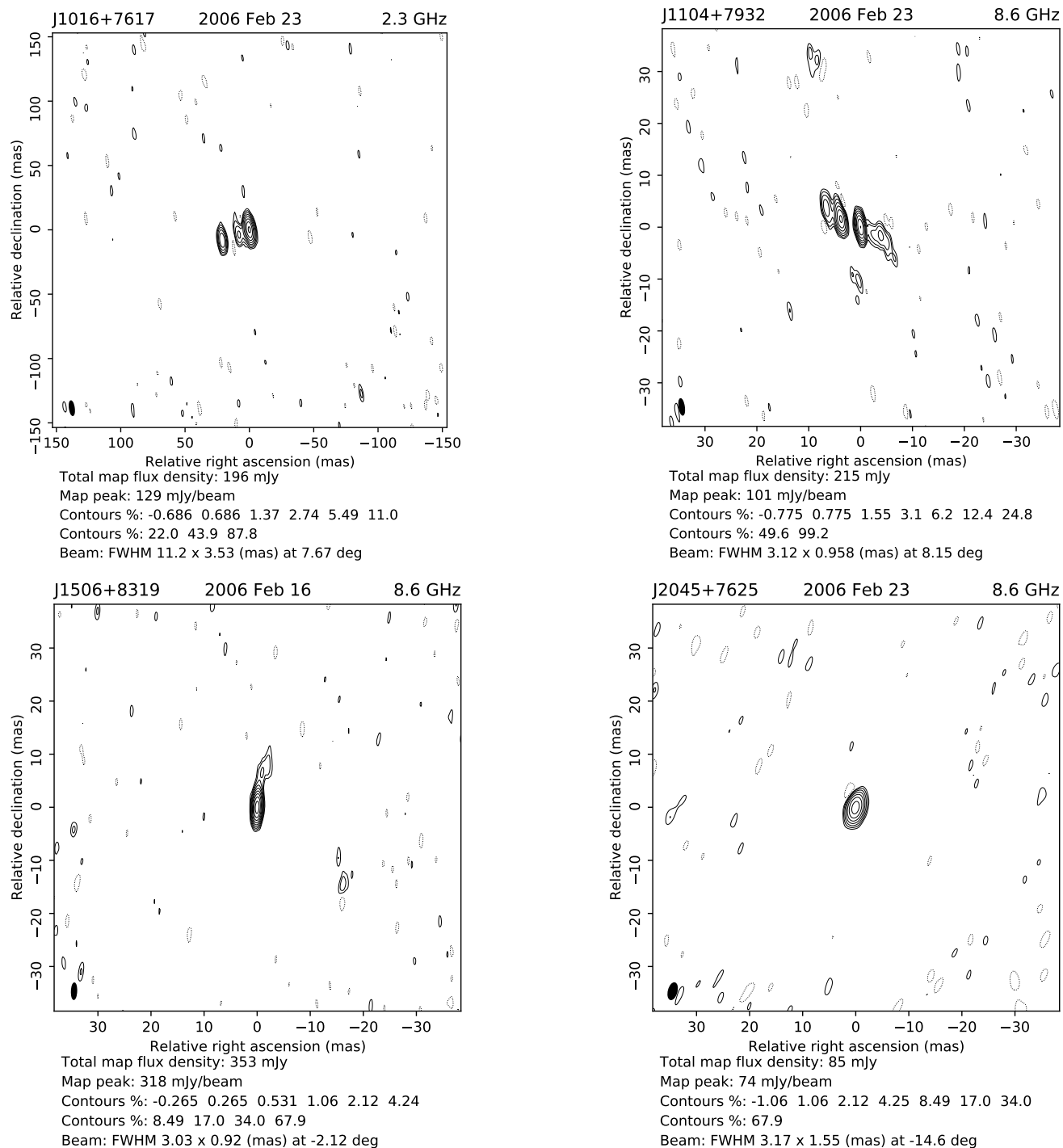


Рисунок 1.4 — Примеры карт источников, построенных по данным VLBA методом CLEAN. По осям отложены относительные прямое восхождение и склонение в миллисекундах дуги. Интенсивность показана контурами: сплошными линиями — положительная, пунктирными — отрицательная. Первый контур соответствует интенсивности, в три раза превосходящий уровень шума карты. В подписи каждой карты указаны суммарная плотность потока по карте в миллианских, пиковая интенсивность в миллианских на луч (диаграмму направленности), уровни контуров в процентах от пика и параметры диаграммы направленности CLEAN-карты: большая и малая оси в миллисекундах дуги её сечения по уровню половины максимума (показано чёрным эллипсом в левом нижнем углу карты) и позиционный угол в градусах. Все полученные карты на частотах 2.3 и/или 8.6 ГГц (168 штук) опубликованы в электронной версии статьи [A1]: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18cf4>.

Таблица 1.2 — Плотности потока источников, протектированных VLBA, и их параметры компактности. В колонках приведены: (1) — имя источника на основе координат на эпоху J2000; (2) — примечания: «CSS» — кандидат в компактные источники с крутым спектром, «ADD» — добавочный источник, протектированный в обзоре, но не принадлежащий к выборке; (3) — плотность VLBA-потока на 2.3 ГГц; (4) — неразрешённая плотность потока на 2.3 ГГц; (5) — параметр парсековой компактности (отношение колонки (4) к колонке (3)) на 2.3 ГГц; (6) — плотность VLBA-потока на 8.6 ГГц; (7) — неразрешённая плотность потока на 8.6 ГГц; (8) — параметр парсековой компактности на 8.6 ГГц; (9) — спектральный индекс по плотностям VLBA-потока на 2.3 и 8.6 ГГц. Плотности потока приведены в миллианских. Полностью таблица доступна в электронном виде в онлайн-версии статьи [A1]: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18ct3>.

Имя	Пр.	$S_{vlba,2.3}$ мЯн	$S_{unres,2.3}$ мЯн	$C_{vlba,2.3}^{unres}$	$S_{vlba,8.6}$ мЯн	$S_{unres,8.6}$ мЯн	$C_{vlba,8.6}^{unres}$	$\alpha_{vlba}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
J0009+7724	...	55±7	...	< 0.54	51±7	31±6	0.61±0.12	-0.06±0.14
J0009+7603	...	49±7	...	< 0.61	74±9	...	< 0.40	0.32±0.14
J0013+7748	CSS	403±41	...	< 0.07	...	...	...	< -1.97
J0017+8135	...	861±94	549±56	0.64±0.03	1170±119	699±77	0.60±0.03	0.23±0.11
J0038+8447	CSS	229±23	...	< 0.13	40±6	...	< 0.74	-1.32±0.13
J0041+8114	...	...	...	...	30±5	...	< 1.00	> 0.00
J0117+8928	CSS	685±69	...	< 0.04	74±8	...	< 0.41	-1.69±0.12
J0125+8424	CSS	112±12	...	< 0.27	...	...	...	< -0.99
J0131+8446	CSS	117±13	...	< 0.26	...	...	...	< -1.03
J0157+7552	CSS	135±14	...	< 0.22	...	...	...	< -1.14
J0202+8115	...	53±7	...	< 0.56	45±6	...	< 0.67	-0.13±0.15
J0203+8106	...	189±20	58±9	0.31±0.03	223±23	127±16	0.57±0.04	0.12±0.11
J0205+7522	CSS	868±87	123±22	0.14±0.02	276±28	22±7	0.08±0.03	-0.87±0.11
J0207+7956	CSS	71±8	...	< 0.42	...	...	...	< -0.65
J0224+7655	CSS	173±18	...	< 0.17	...	...	...	< -1.33
J0229+7743	CSS	129±14	...	< 0.23	...	...	...	< -1.10
J0230+8141	CSS	145±15	...	< 0.21	36±5	...	< 0.83	-1.05±0.14
J0232+7825	CSS	76±9	...	< 0.39	...	...	...	< -0.71
J0257+7843	...	250±25	55±16	0.22±0.06	181±18	93±11	0.51±0.03	-0.25±0.11
J0300+8202	CSS	732±73	21±6	0.03±0.01	146±15	...	< 0.21	-1.22±0.11
J0304+7727	CSS	802±80	102±61	0.13±0.07	226±23	43±7	0.19±0.03	-0.96±0.11
J0306+8200	...	53±6	46±9	0.87±0.15	45±6	...	< 0.66	-0.11±0.14
J0330+7633	...	...	...	...	35±5	...	< 0.85	> 0.12
J0354+8009	...	286±29	113±15	0.40±0.04	301±30	229±24	0.76±0.02	0.04±0.11
J0402+8241	...	153±16	...	< 0.20	64±7	...	< 0.47	-0.65±0.12
J0410+8208	CSS	175±18	89±17	0.51±0.09	67±8	27±6	0.40±0.08	-0.72±0.12
J0410+7656	CSS	3291±329	95±12	0.03±0.00	657±66	91±18	0.14±0.02	-1.22±0.11
J0415+7753	CSS	185±19	...	< 0.16	55±6	...	< 0.55	-0.93±0.12
J0445+7838	...	41±6	...	< 0.74	36±5	...	< 0.84	-0.10±0.15
J0449+8233	...	172±18	98±12	0.57±0.04	154±16	49±8	0.32±0.04	-0.09±0.11
J0458+7615	ADD	159±18	...	< 0.19	...	...	...	< -1.26
J0507+7912	...	32±5	...	< 0.94	47±6	45±7	0.96±0.15	0.29±0.16
J0508+8432	...	264±27	225±24	0.85±0.03	286±29	133±16	0.47±0.03	0.06±0.11
J0525+8737	CSS	135±14	...	< 0.22	...	...	...	< -1.14
J0540+7519	CSS	159±17	...	< 0.19	...	...	...	< -1.26
J0543+8238	...	274±28	144±16	0.53±0.03	191±19	126±14	0.66±0.03	-0.27±0.11
J0543+8118	CSS	88±10	...	< 0.34	...	...	...	< -0.82



Таблица 1.3 — Результаты моделирования видностей источников круглыми гауссианами. В колонках приведены: (1) — имя источника на основе координат на эпоху J2000; (2) — тип модели на частоте наблюдения 2.3 ГГц: «1» — одна круглая гауссиана; «2» — две круглые гауссианы; «3» — одна круглая гауссиана, подогнанная только под амплитуды видностей; (3) — плотность потока главной гауссовой компоненты на 2.3 ГГц в миллианских; (4) — ширина по уровню половины максимума главной компоненты на 2.3 ГГц в миллисекундах дуги; (5) — яркостная температура главной компоненты на 2.3 ГГц в кельвинах; (6) — тип модели на 8.6 ГГц; (7) — плотность потока главной гауссовой компоненты на 8.6 ГГц в миллианских; (8) — ширина по уровню половины максимума главной компоненты на 8.6 ГГц в миллисекундах дуги; (9) — яркостная температура главной компоненты на 8.6 ГГц в кельвинах; (10) — показатель степени  $k$  зависимости  $\theta \propto \nu^{-k}$  углового размера главной компоненты от частоты. Полностью таблица доступна в электронном виде в онлайн-версии статьи [A1]: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18ct4>.

Имя (1)	Модель (2.3ГГц) (2)	$S_{G,2.3}$ мЯн (3)	$\theta_{2.3}$ мс дуги (4)	$T_{b,2.3}$ К (5)	Модель (8.6ГГц) (6)	$S_{G,8.6}$ мЯн (7)	$\theta_{8.6}$ мс дуги (8)	$T_{b,8.6}$ К (9)	$k$ (10)
J0009+7724	...	...	...	...	3	41±4	0.29	8.0·10 <sup>9</sup>	...
J0009+7603	3	38±4	1.4	4.5·10 <sup>9</sup>	1	70±7	0.37	8.3·10 <sup>9</sup>	1.00
J0013+7748	3	464±46	33	1.0·10 <sup>8</sup>	...	...	...	...	...
J0017+8135	2	642±64	0.87	2.0·10 <sup>11</sup>	2	676±69	0.19	3.2·10 <sup>11</sup>	1.16
J0038+8447	1	154±16	9.5	3.9·10 <sup>8</sup>	...	...	...	...	...
J0117+8928	3	432±43	10	9.6·10 <sup>8</sup>	...	...	...	...	...
J0125+8424	3	112±11	25	4.0·10 <sup>7</sup>	...	...	...	...	...
J0157+7552	1	121±12	8.3	4.0·10 <sup>8</sup>	...	...	...	...	...
J0202+8115	3	44±4	2.0	2.4·10 <sup>9</sup>	...	...	...	...	...
J0203+8106	2	148±15	1.5	1.4·10 <sup>10</sup>	2	176±18	0.36	2.2·10 <sup>10</sup>	1.10
J0205+7522	2	566±57	3.5	1.0·10 <sup>10</sup>	2	158±16	1.5	1.2·10 <sup>9</sup>	0.65
J0224+7655	3	103±10	13	1.4·10 <sup>8</sup>	...	...	...	...	...
J0229+7743	3	105±10	12	1.7·10 <sup>8</sup>	...	...	...	...	...
J0230+8141	3	60±6	3.5	1.2·10 <sup>9</sup>	...	...	...	...	...
J0232+7825	3	65±7	15	6.6·10 <sup>7</sup>	...	...	...	...	...
J0257+7843	2	179±18	1.9	1.1·10 <sup>10</sup>	2	124±12	0.24	3.4·10 <sup>10</sup>	1.57
J0300+8202	2	548±55	5.5	4.2·10 <sup>9</sup>	3	131±13	4.0	1.4·10 <sup>8</sup>	0.24
J0304+7727	2	320±32	2.1	1.6·10 <sup>10</sup>	2	127±13	0.75	3.7·10 <sup>9</sup>	0.79
J0354+8009	2	158±16	1.3	2.1·10 <sup>10</sup>	2	234±24	<0.10	>3.5·10 <sup>11</sup>	...
J0402+8241	3	106±11	9.2	2.9·10 <sup>8</sup>	...	...	...	...	...
J0410+8208	2	136±14	1.2	2.0·10 <sup>10</sup>	3	49±5	0.48	3.5·10 <sup>9</sup>	0.73
J0410+7656	2	2525±253	8.6	7.8·10 <sup>9</sup>	1	469±47	3.0	8.6·10 <sup>8</sup>	0.80
J0415+7753	3	156±16	12	2.7·10 <sup>8</sup>	3	67±7	8.6	1.5·10 <sup>7</sup>	0.22
J0449+8233	2	128±15	0.85	4.1·10 <sup>10</sup>	2	96±10	0.31	1.7·10 <sup>10</sup>	0.77
J0508+8432	1	255±26	0.72	1.1·10 <sup>11</sup>	2	194±21	0.28	4.0·10 <sup>10</sup>	0.71
J0525+8737	3	116±12	18	8.5·10 <sup>7</sup>	...	...	...	...	...
J0540+7519	3	84±8	9.2	2.3·10 <sup>8</sup>	...	...	...	...	...
J0543+8238	2	190±19	0.89	5.5·10 <sup>10</sup>	2	161±16	<0.28	>3.4·10 <sup>10</sup>	...
J0543+8118	3	82±8	9.6	2.0·10 <sup>8</sup>	...	...	...	...	...
J0621+7605	2	128±13	0.94	3.4·10 <sup>10</sup>	2	98±10	0.83	2.3·10 <sup>9</sup>	0.09
J0622+8719	3	118±12	31	2.8·10 <sup>7</sup>	...	...	...	...	...
J0626+8202	1	779±78	1.1	1.6·10 <sup>11</sup>	2	470±47	0.56	2.5·10 <sup>10</sup>	0.49
J0629+8451	3	133±13	23	5.7·10 <sup>7</sup>	...	...	...	...	...
J0632+8020	2	138±16	0.80	4.9·10 <sup>10</sup>	2	76±8	0.53	4.4·10 <sup>9</sup>	0.31
J0637+8125	2	132±14	1.6	1.2·10 <sup>10</sup>	1	108±11	0.33	1.6·10 <sup>10</sup>	1.17

Таблица 1.4 — Параметры интегральных (полученных на одиночных антеннах) спектров и килопарсековой компактности всех источников выборки. В колонках приведены: (1) — имя источника на основе координат на эпоху J2000; (2) — интегральная плотность потока на частоте 2.3 ГГц; (3) — интегральная плотность потока на 8.6 ГГц; (4) — спектральный индекс интегрального спектра в диапазоне 2-8 ГГц; (5) — амплитуда переменности интегральной плотности потока на 8 ГГц; (6) — индекс переменности на 8 ГГц; (7) — параметр килопарсековой компактности, определённый как отношение плотности VLBA-потока к интегральной плотности потока, на 2.3 ГГц или верхний предел на него, если источник не был протестирован VLBA; (8) — параметр килопарсековой компактности или его верхний предел на 8.6 ГГц. Полностью таблица доступна в электронном виде в онлайн-версии статьи [A1]: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18ct5>.

Имя	$S_{sd,2.3}$ мЯн	$S_{sd,8.6}$ мЯн	$\alpha_{sd}$	$\Delta S_{sd,8}$ мЯн	$V_8$	$C_{sd,2.3}^{vlba}$	$C_{sd,8.6}^{vlba}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
J0000+8123	164±56	51±11	-0.86±0.32	...	...	< 0.18	< 0.59
J0005+8135	148±22	31±8	-1.15±0.19	...	...	< 0.20	< 0.96
J0008+8426	181±27	62±6	-0.86±0.13	...	...	< 0.17	< 0.48
J0009+7724	475±30	180±12	-0.74±0.07	13±14	0.04 ± 0.04	0.12 ± 0.02	0.28 ± 0.04
J0009+7603	177±10	110±7	-0.39±0.07	...	...	0.28 ± 0.04	0.68 ± 0.09
J0012+8543	390±22	134±9	-0.81±0.06	0±7	0.00 ± 0.02	< 0.08	< 0.22
J0013+7748	1439±65	445±19	-0.88±0.05	58±16	0.06 ± 0.02	0.28 ± 0.03	< 0.07
J0015+7756	115±11	30±6	-1.12±0.18	...	...	< 0.26	< 1.00
J0016+7916	2305±105	587±21	-1.03±0.05	47±35	0.03 ± 0.02	< 0.01	< 0.05
J0017+8135	814±40	1225±39	0.31±0.04	1105±44	0.44 ± 0.02	1.06 ± 0.13	0.95 ± 0.10
J0018+7827	442±27	92±9	-1.16±0.08	0±7	0.00 ± 0.03	< 0.07	< 0.33
J0019+8039	302±34	71±6	-1.18±0.11	...	...	< 0.10	< 0.42
J0028+7958	252±41	73±6	-0.95±0.14	...	...	< 0.12	< 0.41
J0030+8449	169±48	33±7	-1.22±0.27	...	...	< 0.18	< 0.91
J0034+7647	153±14	54±6	-0.81±0.12	...	...	< 0.20	< 0.56
J0034+8013	213±30	51±4	-1.10±0.13	...	...	< 0.14	< 0.59
J0035+8025	132±18	37±8	-0.95±0.18	...	...	< 0.23	< 0.81
J0038+8447	357±24	106±18	-0.92±0.15	0±7	0.00 ± 0.03	0.64 ± 0.08	0.38 ± 0.08
J0039+7505	167±40	40±8	-1.11±0.29	...	...	< 0.18	< 0.75
J0039+7700	189±57	50±11	-0.92±0.34	...	...	< 0.16	< 0.60
J0041+8114	140±29	45±15	-0.89±0.29	...	...	< 0.21	0.67 ± 0.24
J0044+8929	177±11	58±8	-0.85±0.06	...	...	< 0.17	< 0.52
J0045+7542	245±21	66±7	-0.95±0.10	...	...	< 0.12	< 0.45
J0046+7517	267±22	62±6	-1.13±0.08	0±6	0.00 ± 0.04	< 0.11	< 0.48
J0051+8411	177±16	39±6	-0.85±0.10	...	...	< 0.17	< 0.78
J0056+7823	149±25	35±5	-1.07±0.19	...	...	< 0.20	< 0.85
J0059+7955	190±19	39±8	-1.13±0.17	...	...	< 0.16	< 0.76
J0110+7846	188±23	51±6	-0.99±0.13	...	...	< 0.16	< 0.59
J0110+8738	448±30	102±10	-1.13±0.09	0±11	0.00 ± 0.05	< 0.07	< 0.29
J0117+8928	1219±51	316±20	-1.02±0.02	0±11	...	0.56 ± 0.06	0.23 ± 0.03
J0121+8328	291±48	54±10	-1.30±0.19	...	...	< 0.10	< 0.56
J0123+8056	293±39	113±26	-0.72±0.09	...	...	< 0.10	< 0.27
J0125+8424	155±13	53±7	-0.82±0.11	...	...	0.72 ± 0.10	< 0.57
J0131+8446	552±39	158±13	-0.99±0.09	1±15	0.00 ± 0.04	0.21 ± 0.03	< 0.19
J0138+7609	156±30	40±5	-1.06±0.22	...	...	< 0.19	< 0.75
J0144+8200	197±21	40±8	-1.19±0.15	...	...	< 0.15	< 0.75
J0152+7550	551±50	116±18	-1.18±0.07	...	...	< 0.05	< 0.26

## 1.4 Полные широкополосные радиоспектры

Кроме данных нашего обзора на VLBA, в работе были использованы интегральные широкополосные спектры, полученные на одиночных радиотелескопах. Из них была получена информация об интегральных плотностях потока, спектральных индексах и амплитудах переменности источников. Были взяты опубликованные данные, а также данные наблюдательной программы соавторов работы [A1] на РАТАН-600. Вместе этот набор данных, подробно описанный ниже, содержат широкополосные радиоспектры всех источников выборки за одну или несколько эпох.

Для всех источников выборки, кроме двух ближайших к Северному полюсу мира, опубликованы квазимгновенные (измеренные в течение нескольких минут) широкополосные радиоспектры [88], полученные с помощью РАТАН-600. Этот радиотелескоп расположен в Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН) в станице Зеленчукской, Карачаево-Черкесская республика. Описание радиотелескопа дано в статьях [63; 64; 89]; также РАТАН-600 и методика наблюдений на нём кратко описаны в §2.2 данной диссертации. В работе [88] источники наблюдались в верхней кульминации с помощью южного сектора РАТАН-600 на частотах 1.1, 2.3, 4.8, 7.7, 11.2 и 21.7 ГГц; на последней частоте плотность потока была измерена лишь для примерно трети источников. Наблюдения проводились с апреля по август 2005 г., то есть, за 6-10 месяцев до наших наблюдений на VLBA. Типичная погрешность полученных плотностей потока около 5-10%.

В данной работе были использованы измерения [88] для всех источников, кроме наиболее протяжённых, с размерами больше, чем диаграмма направленности РАТАН-600 (см., например, [90; 91]). РАТАН-600 не имеет приёмника на 8.6 ГГц, поэтому плотность потока на этой частоте вычислялась интерполяцией измерений на соседних частотах. Спектральный индекс по измерениям на одиночной антенне  $\alpha_{sd}$ , или интегральный спектральный индекс, вычислялся путём аппроксимации измерений на 2.3, 4.8 и 7.7 ГГц. Измерения, имеющие относительные погрешности более 50%, исключались.

Для оставшегося 21 источника, включая два ближайших к Северному полюсу мира и 19 самых протяжённых, частично разрешённых РАТАН-600, были взяты все опубликованные одновременные измерения плотности потока в

исследуемом диапазоне частот из базы CATS<sup>7</sup> [92]. Пренебрегая возможной переменностью этих источников и предполагая, что единственной причиной различий в их плотностях потока, измеренных на данной частоте различными инструментами, является частичное разрешение, за их интегральный спектр была принята верхняя огибающая всех измерений. Интегральные плотности потока на 2.3 и 8.6 ГГц и спектральные индексы были получены с помощью аппроксимации верхней огибающей степенным законом.

Взятые из литературы и вычисленные по данным из литературы интегральные плотности потоков и спектральные индексы всех источников выборки приведены в таблице 1.4.

Спектры источников были классифицированы на три типа. Пять источников: J0626+8202, J0726+7911, J1044+8054, J1823+7938 и J1935+8130 — имеют пик в спектре. Они были выделены как кандидаты в источники с пиком на гигагерцовых частотах (GPS — gigahertz-peaked spectrum) в работе [93]. Аппроксимация спектра степенным законом не подходит для них, однако для единообразия мы вычисляли для них спектральный индекс тем же способом, что и для остальных источников. Спектры остальных источников были разделены, в соответствии с устоявшейся терминологией (см. Введение к диссертации), на круто падающие, или просто крутые ( $\alpha_{sd} < -0.5$ ), и плоские ( $\alpha_{sd} \geq -0.5$ ). Распределение спектральных индексов показано на рис. 1.5. Источники с крутым спектром составляют 90% выборки, отобранной, как было сказано выше, по плотности потока на 1.4 ГГц. Доля источников с плоским спектром — 9%, а с пиком в спектре — 1%.

Информация о переменности источников была получена путём дополнения данных из [88] измерениями на одиночных антеннах в другие эпохи. Спектры тех 171 источника выборки, у которых  $S_{NVSS} \geq 400$  мЯн, наблюдались также на РАТАН-600 шестью годами ранее [94]. Кроме этого, 37 источников выборки наблюдались авторами работы [95] на 5, 8, 20 и 30 ГГц.

Также были использованы результаты наблюдательной программы по мониторингу АЯГ на РАТАН-600 соавторов работы [A1] за 1998-2013 годы. Описание программы с соответствующими ссылками приведено в Главе 2, §2.2.1. Из выборки NPCS 50 источников наблюдались в данной программе; для разных источников количество эпох наблюдения составляет от 1 до 19. Наблюдения проводились с помощью комбинации плоского отражателя и южного сектора

<sup>7</sup><https://www.sao.ru/cats/>

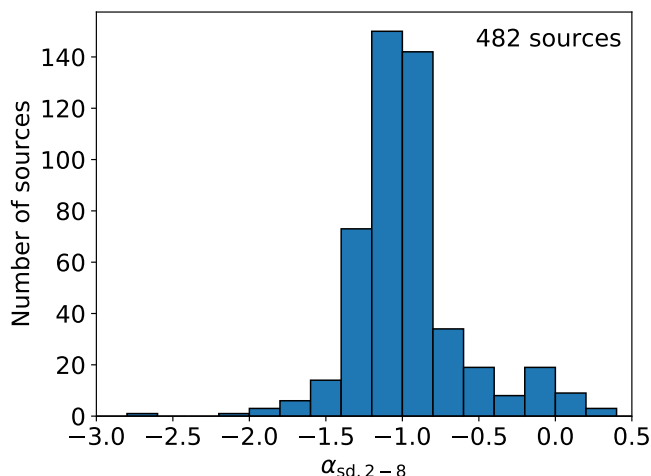


Рисунок 1.5 — Гистограмма распределения интегрального спектрального индекса  $\alpha_{sd}$  в диапазоне 2-8 ГГц для всех источников наблюдавшейся на VLBA выборки.

По вертикальной оси — количество источников; всего в выборке 482 объекта.

РАТАН-600. С 2013 года массовые наблюдения источников с высоким склонением на РАТАН-600 были прерваны по техническим причинам.

Используя все собранные данные, была вычислена амплитуда переменности интегральной плотности потока для тех источников, которые наблюдались два и более раз:

$$\Delta S_{sd} = (S - \sigma_S)_{\max} - (S + \sigma_S)_{\min}, \quad (1.5)$$

где  $S$  и  $\sigma_S$  — это интегральная плотность потока и её погрешность на данной частоте, а максимум и минимум вычислялись по всем эпохам. Также был вычислен индекс переменности по формуле из [96]:

$$V = \frac{(S - \sigma_S)_{\max} - (S + \sigma_S)_{\min}}{(S - \sigma_S)_{\max} + (S + \sigma_S)_{\min}}. \quad (1.6)$$

В тех случаях, когда формулы (1.5) и (1.6) давали отрицательные значения амплитуды и индекса переменности, мы полагали их значения равными нулю. Мы не использовали в расчётах характеристик переменности измерения для тех источников, которые использовались в соответствующих программах как калибровочные по плотности потока. Мы также отбрасывали для данных расчётов измерения с относительной погрешностью более 1/3 и выбросы, найденные при просмотре данных. Наблюдения РАТАН-600 на 2 ГГц часто загрязнены помехами, поэтому данные на этой частоте не использовались в анализе переменности. По измерениям на 7.7 ГГц из всех вышеназванных программ на РАТАН-600, а также измерениям на 8.3 ГГц из [95] были вычислены амплитуда переменности

$\Delta S_{sd,8}$  и индекс переменности  $V_8$  на 8 ГГц для 167 источников выборки; они приведены в таблице 1.4.

## 1.5 Анализ результатов

В предыдущих параграфах были описаны результаты РСДБ-обзора, дающего информацию о структуре источников на масштабах парсек, и интегральные широкополосные радиоспектры, полученные по наблюдениям на одиночных антеннах. В этом параграфе представлены результаты совместного анализа тех и других данных для исследуемой полной выборки.

### 1.5.1 Связь между вероятностью РСДБ-детектирования и спектральным индексом

Рисунок 1.6 показывает распределение количества продетектированных VLBA источников на каждой из частот по интегральному спектральному индексу в диапазоне 2-8 ГГц. В таблице 1.5 для объектов с разной формой интегрального спектра приведено их количество в выборке, количество продетектированных VLBA среди них и доля продетектированных источников в данном классе на частотах 2.3 и 8.6 ГГц.

Таблица 1.5 — Статистика детектирований VLBA для источников выборки, полной по плотности потока из NVSS. Объекты разделены на классы в соответствии с формой интегрального радиоспектра.

Форма спектра	Кол-во ист.	Кол-во дет. на 2.3 ГГц	% дет. на 2.3 ГГц	Кол-во дет. на 8.6 ГГц	% дет. на 8.6 ГГц
Плоский	42	41	98%	40	95%
Крутой	435	107	25%	71	16%
С пиком	5	5	100%	5	100%
Всего	482	153	32%	116	24%

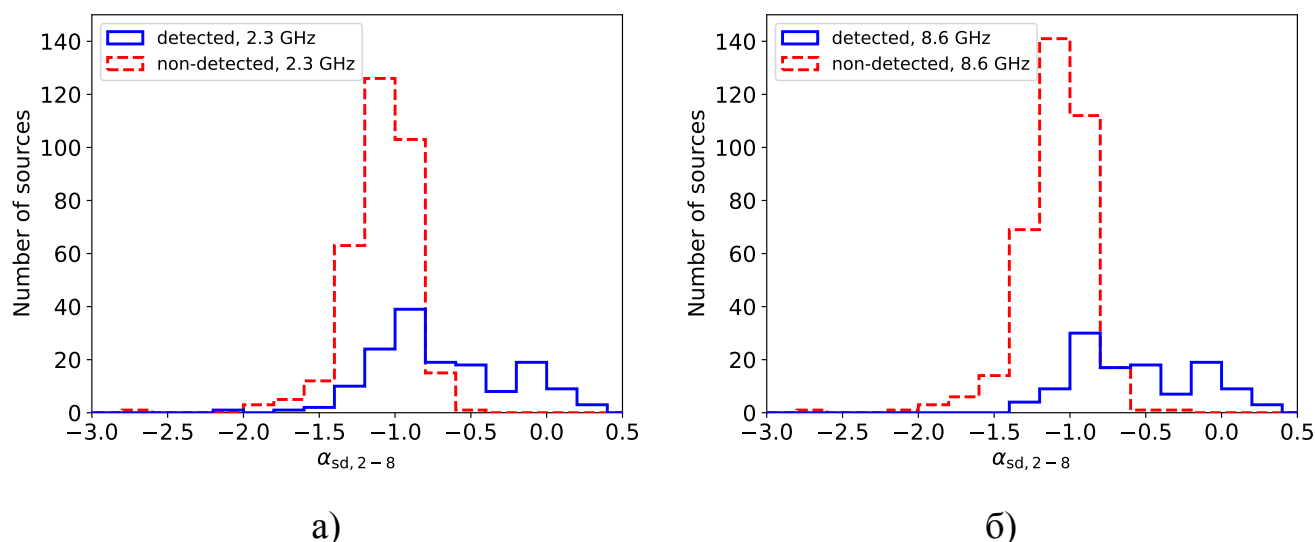


Рисунок 1.6 — Количество источников в полной выборке, протестированных (синяя сплошная линия) и не протестированных (красная штриховая линия) VLBA, в зависимости от интегрального спектрального индекса источника в диапазоне 2-8 ГГц. а) Детектирования на 2.3 ГГц. б) Детектирования на 8.6 ГГц.

Среди объектов с плоским спектром 98% были протестированы на 2.3 ГГц и 95% на 8.6 ГГц. Таким образом, наши наблюдения статистически полной выборки, определённой в §1.1, подтверждают широко распространённое предположение о том, что источники с плоским радиоспектром являются компактными. При этом важно отметить, что, наряду с ними, VLBA протестировала значительное количество объектов с крутым спектром. Среди источников с крутым спектром доля протестированных относительно невелика: 25% на 2.3 ГГц, 16% на 8.6 ГГц и 27% хотя бы на одной из двух частот. Однако при этом количество протестированных хотя бы на одной частоте VLBA объектов с крутым спектром (116 штук) в разы превосходит аналогичное количество для источников с плоским спектром (41 штука). Это является следствием преобладания в нашей выборке, отобранной по интегральной плотности потока на 1.4 ГГц, источников с крутым интегральным спектром. Что касается объектов с пиком в спектре, все они были протестированы на обеих частотах.

### 1.5.2 Типы объектов и их доли в полной выборке

На рисунке 1.7 показаны примеры интегральных и полученных VLBA широкополосных спектров. Аналогичные графики для всех источников выборки опубликованы в статье [A1] и доступны в онлайн-версии статьи<sup>8</sup>. В случае недетектирования источника VLBA на графиках красными стрелками показаны верхние пределы на плотность VLBA-потока. Информация о форме интегральных спектров источников и спектров их компактной структуры позволяет классифицировать объекты выборки.

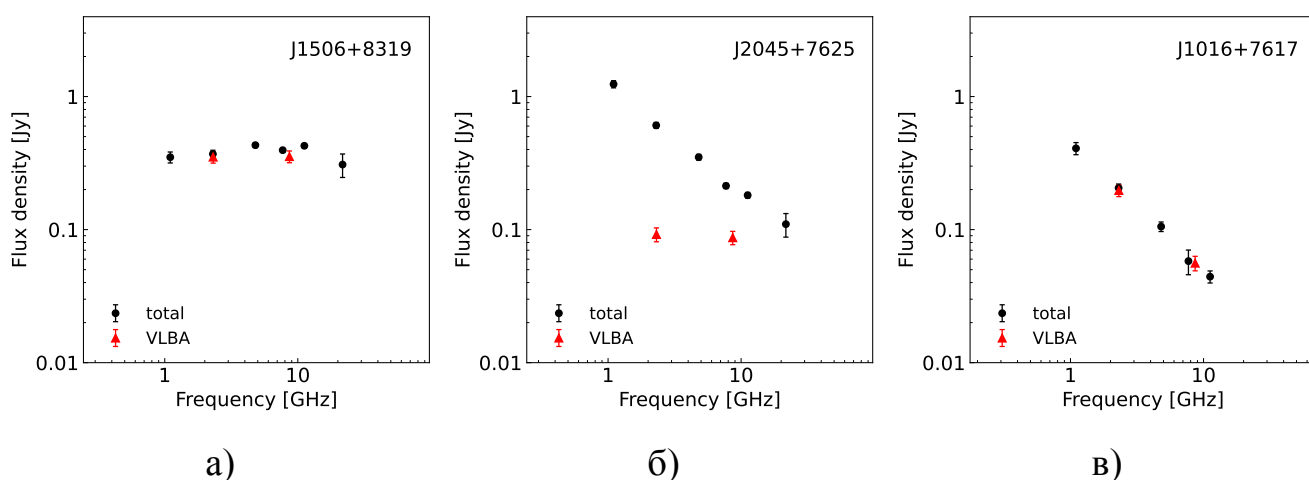


Рисунок 1.7 — Примеры широкополосных спектров, полученных на одиночных антеннах (чёрные точки, взято из литературы) и на VLBA (красные точки). Первые соответствуют интегральному спектру источника, вторые — спектру его компактной структуры. По горизонтальной оси отложена частота в ГГц, по вертикальной — плотность потока в Ян.

Как было указано выше, в подвыборке АЯГ с плоским интегральным радиоспектром практически все источники являются компактными (см. рис. 1.7а). Источники же с крутым спектром могут быть грубо разделены на три подкласса:

1. Источники с крутым интегральным спектром, но плоским VLBA-спектром (рис. 1.7б). В данном случае VLBA детектирует компактное ядро, имеющее плоский спектр, являющееся элементом протяжённого источника, имеющего крутой спектр. В исследуемой выборке 30 таких источников, что составляет 7% источников с крутым интегральным спектром, или 6% полной выборки.

<sup>8</sup><https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18cf7>



2. Источники с крутыми интегральным и VLBA-спектрами (рис. 1.7в). В выборке 82 таких источников — 19% источников с крутым интегральным спектром, или 17% полной выборки.
3. Протяжённые источники с крутым спектром. Этот подкласс включает в себя все источники с крутым спектром, у которых не была протектирована компактная структура.

И теория АЯГ [21], и их наблюдения [20] показывают, что излучение с плоским радиоспектром возникает в области видимого начала джета. Эта область обычно называется радиоядром. Оно является ярким и компактным и расположено на данной частоте в том месте, где оптическая толщина джета имеет величину порядка единицы. В настоящей выборке 67 источников имеют плоский VLBA-спектр ( $\alpha_{\text{vlba}} \geq -0.5$ ), из которых 37 имеют плоский интегральный спектр и 30 — крутой интегральный спектр (1-й подкласс в классификации выше). В этом количестве не учитываются источники с пиком в спектре. Таким образом, оптически непрозрачное радиодро наблюдается в 14% источников полной выборки.

Если же VLBA-спектр крутой (2-й подкласс), то в излучении с парсековых масштабов должны доминировать какие-либо оптически тонкие структуры, а не радиодро джета. Такие объекты, вероятнее всего, относятся к выделяемому в литературе классу компактных источников с крутым спектром (compact steep spectrum sources, CSS) [26; 27]. По определению, CSS-источники имеют крутой спектр на сантиметровых длинах волн и линейный размер менее 20 кпк. Ранее проведённые разными авторами РСДБ-наблюдения отдельных компактных источников с крутым спектром или небольших их выборок с большим, чем в нашем проекте, временем накопления и лучшим  $uv$ -покрытием показывают, что доминирующими структурами в большинстве компактных источников с крутым спектром являются облака плазмы, на образование которых влияет взаимодействие джета с окружающей средой, или сами оптически тонкие джеты [24; 97—99]. По нашим наблюдениям, целью которых был обзор большой выборки, а не глубокое картографирование отдельных объектов, для большинства источников морфология не может быть достоверно определена. Поэтому, строго говоря, 82 объекта нашей выборки, у которых VLBA-спектр крутой, можно назвать лишь кандидатами в компактные источники с крутым спектром, так как по имеющимся данным нельзя достоверно определить, что было в действительности протектировано: CSS-источник или случайная компактная деталь в протяжённом объекте. Изложенный далее анализ (§1.5.3), однако, убеждает в надёжности большинства

кандидатов. Кандидаты в компактные источники с крутым спектром помечены аббревиатурой «CSS» в таблице 1.2. Среди них есть некоторые хорошо известные компактные источники с крутым спектром: 0403+768 (J0410+7656), 3C 303.1 (J1443+7707), 3C 305.1 (J1447+7656), 2342+821 (J2344+8226) [100]. Однако для большинства из 82 данных объектов факт наличия компактной структуры на РСДБ-масштабах был обнаружен впервые. Отметим, что количество кандидатов в компактные источники с крутым спектром в выборке больше, чем количество всех объектов с плоским спектром.

Иллюстрация состава подвыборки компактных источников внутри полной выборки приведена на рис. 1.8. На этом графике две гистограммы показывают распределения спектрального индекса, полученного VLBA, для источников с плоским и крутым спектрами по данным одиночных антенн. Большинство объектов с плоским интегральным спектром ожидаемо имеют также плоский VLBA-спектр. Широкое распределение для источников с крутым интегральным спектром включает объекты из 1-го и 2-го подклассов из классификации выше. Так как CSS-кандидаты более многочисленны, чем ядра с плоским спектром в источниках с крутым интегральным спектром, распределение имеет пик на  $\alpha_{vlba} \approx -1$ .

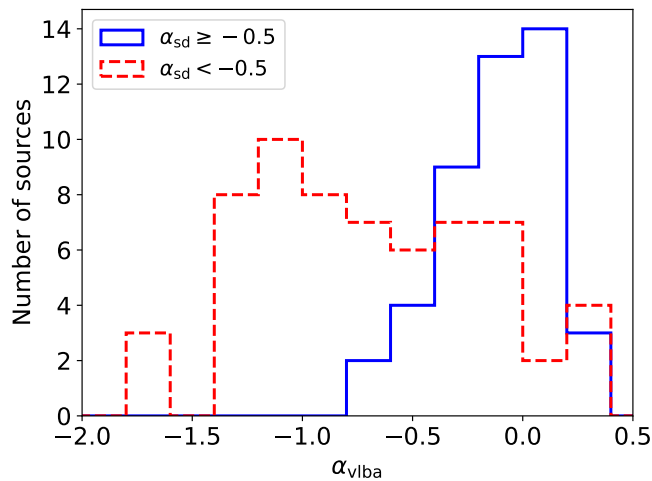


Рисунок 1.8 — Гистограмма распределения спектрального индекса в диапазоне 2-8 ГГц, полученного VLBA для источников выборки, продетектированных на обеих частотах. По вертикальной оси — количество источников. Гистограммы построены отдельно для источников с плоским (синяя сплошная линия) и крутым (красная штриховая линия) интегральным спектром.

### 1.5.3 Связь между параметрами парсековой структуры и спектральным индексом

В работе также были исследованы корреляции между свойствами источников на пространственных масштабах, доступных РСДБ, и их спектральным индексом. Вычислялся коэффициент корреляции Кендалла  $\tau$  [101]. Поскольку для многих источников в нашем случае получены не измерения величин, а их верхние или нижние пределы, коэффициент корреляции вычислялся двумя способами: используя только измерения и используя как измерения, так и пределы. Коэффициент корреляции Кендалла, обобщённый для применения в обоих этих случаях, для двух переменных  $x_i$  и  $y_i$  ( $i$  от 1 до  $N$ ), записывается так:

$$\tau = \frac{\sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^{j-1} a_{ij} b_{ij}}{\sqrt{(n_0 - n_1)(n_0 - n_2)}}, \quad (1.7)$$

где  $n_0 = N(N-1)/2$ ;  $n_1$  and  $n_2$  — кол-во повторяющихся значений переменных  $x$  и  $y$ , соответственно. Среди значений  $x_i$  и  $y_i$  могут быть как измерения, так и верхние пределы, поэтому результат сравнения  $i$ -го и  $j$ -го значения может быть как определённым, так и неопределённым. Это задаёт значения величин  $a_{ij}$  и  $b_{ij}$ .  $a_{ij} = -1$ , если  $x_i$  с определённой больше  $x_j$ ;  $a_{ij} = 0$ , если  $x_i = x_j$  либо если результат сравнения  $x_i$  и  $x_j$  не определён;  $a_{ij} = 1$ , если  $x_i$  с определённой меньше  $x_j$ .  $b_{ij}$  определена аналогичным образом для переменной  $y$  [102—104]. Вероятность  $p$  нулевой гипотезы о том, что в действительности корреляция отсутствует, а также погрешность коэффициента корреляции были вычислены с использованием выражения для дисперсии коэффициента корреляции Кендалла, данным в [103]. Значения коэффициента корреляции  $\tau$  для различных пар параметров, а также вероятности ложной корреляции  $p$  и количества источников  $N$ , для которого данная пара параметров известна, приведены в таблице 1.6 для частоты 2.3 ГГц и в таблице 1.7 для частоты 8.6 ГГц.

На рис. 1.9 показана зависимость параметра килопарсековой компактности  $C_{sd}^{vlba}$  от интегрального спектрального индекса  $\alpha_{sd}$ . Для некоторых источников  $C_{sd}^{vlba} > 1$ , что являлось бы нефизичным при абсолютно точных и одновременных наблюдениях VLBA и одиночных антенн. В реальности, однако, наблюдения не были одновременны, а многие источники выборки являются переменными.

Таблица 1.6 — Коэффициенты корреляции Кендалла для различных пар параметров, характеризующих структуру источников на 2.3 ГГц и спектр в диапазоне 2-8 ГГц.

Величины	Только измерения			Измерения и пределы		
	$\tau$	$N$	$p$	$\tau$	$N$	$p$
$C_{sd}^{vlba}, \alpha_{sd}$	$0.36 \pm 0.05$	152	$5 \cdot 10^{-11}$	$0.27 \pm 0.02$	481	$5 \cdot 10^{-30}$
$C_{vlba}^{unres}, \alpha_{sd}$	$0.27 \pm 0.08$	82	$3 \cdot 10^{-4}$	$0.31 \pm 0.04$	153	$3 \cdot 10^{-13}$
$C_{vlba}^{unres}, \alpha_{vlba}$	$0.37 \pm 0.08$	82	$1 \cdot 10^{-6}$	$0.33 \pm 0.04$	153	$6 \cdot 10^{-17}$
$\theta, \alpha_{sd}$	$-0.52 \pm 0.06$	124	$2 \cdot 10^{-17}$	$-0.47 \pm 0.06$	132	$1 \cdot 10^{-15}$
$\theta, \alpha_{vlba}$	$-0.49 \pm 0.07$	89	$2 \cdot 10^{-11}$	$-0.53 \pm 0.06$	132	$3 \cdot 10^{-21}$
$T_b, \alpha_{sd}$	$0.56 \pm 0.06$	124	$6 \cdot 10^{-20}$	$0.51 \pm 0.06$	132	$1 \cdot 10^{-18}$
$T_b, \alpha_{vlba}$	$0.44 \pm 0.07$	89	$2 \cdot 10^{-9}$	$0.51 \pm 0.06$	132	$2 \cdot 10^{-20}$

Примечание:  $C_{sd}^{vlba}$  — параметр килопарсековой компактности,  $C_{vlba}^{unres}$  — параметр парсековой компактности,  $\theta$  — угловой размер главной компактной детали,  $T_b$  — её яркостная температура,  $\alpha_{sd}$  — спектральный индекс в диапазоне 2-8 ГГц по наблюдениям одиночных антенн (интегральный),  $\alpha_{vlba}$  — спектральный индекс в диапазоне 2-8 ГГц по наблюдениям VLBA.  $\tau$  — коэффициент корреляции Кендалла,  $N$  — количество источников, для которых обе величины из первого столбца определены,  $p$  — вероятность случайной корреляции.

Таблица 1.7 — Коэффициенты корреляции Кендалла для различных пар параметров, характеризующих структуру источников на 8.6 ГГц и спектр в диапазоне 2-8 ГГц.

Величины	Только измерения			Измерения и пределы		
	$\tau$	$N$	$p$	$\tau$	$N$	$p$
$C_{sd}^{vlba}, \alpha_{sd}$	$0.37 \pm 0.06$	116	$7 \cdot 10^{-9}$	$0.20 \pm 0.02$	478	$4 \cdot 10^{-31}$
$C_{vlba}^{unres}, \alpha_{sd}$	$0.02 \pm 0.09$	58	0.84	$0.16 \pm 0.04$	116	$1 \cdot 10^{-4}$
$C_{vlba}^{unres}, \alpha_{vlba}$	$0.29 \pm 0.09$	57	$1 \cdot 10^{-3}$	$0.20 \pm 0.04$	116	$4 \cdot 10^{-7}$
$\theta, \alpha_{sd}$	$-0.40 \pm 0.08$	67	$2 \cdot 10^{-6}$	$-0.37 \pm 0.07$	80	$9 \cdot 10^{-7}$
$\theta, \alpha_{vlba}$	$-0.47 \pm 0.08$	67	$2 \cdot 10^{-8}$	$-0.41 \pm 0.07$	80	$5 \cdot 10^{-8}$
$T_b, \alpha_{sd}$	$0.59 \pm 0.08$	67	$1 \cdot 10^{-12}$	$0.52 \pm 0.07$	80	$2 \cdot 10^{-12}$
$T_b, \alpha_{vlba}$	$0.56 \pm 0.08$	67	$3 \cdot 10^{-11}$	$0.48 \pm 0.07$	80	$7 \cdot 10^{-11}$

Примечание: Обозначения те же, что и в таблице 1.6.

Это, вместе с погрешностью измерений плотности потока, и привело для некоторых источников к значениям  $C_{sd}^{vlba} > 1$ . Помимо значений килопарсековой компактности для протектированных VLBA источников, на рис. 1.9 также отмечены верхние пределы на компактность, полученные для непротектированных источников. Так как выборка состоит из источников с интегральной плотностью потока на 1.4 ГГц более 200 мЯн, можно выразить максимальную возможную килопарсековую компактность для не протектированного на частоте  $\nu$  источника с интегральным спектральным индексом  $\alpha_{sd}$ : (предел детектирования) /  $[200 \text{ мЯн } (\nu/1.4 \text{ ГГц})^{\alpha_{sd}}]$ . Эта верхняя огибающая для недетектированных показана на графиках серой штриховой линией.

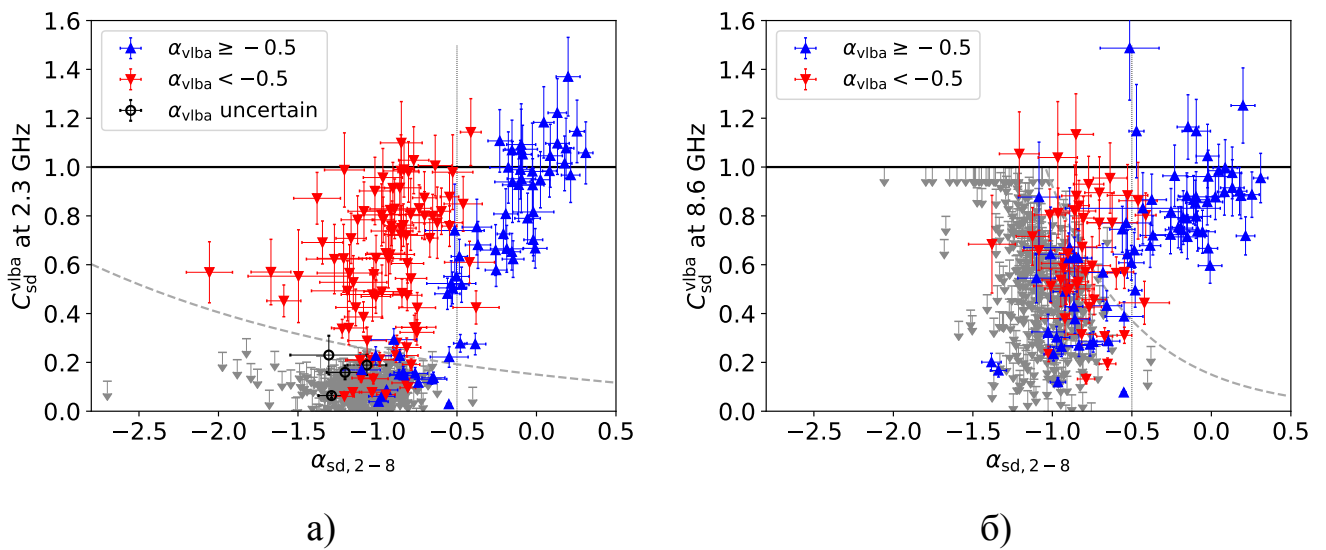


Рисунок 1.9 — Зависимость параметра килопарсековой компактности  $C_{sd}^{vlba}$ , равного отношению плотностей потока, измеряемых VLBA и одиночными антеннами, от интегрального спектрального индекса  $\alpha_{sd}$ . На графике (а) построена килопарсековая компактность на 2.3 ГГц, на графике (б) — на 8.6 ГГц; спектральный индекс на обоих графиках в диапазоне 2-8 ГГц. Вид символов показывает тип VLBA-спектра (см. легенду). Серыми стрелками показаны верхние пределы для источников, не протектированных VLBA. Сплошной линией показано максимально возможное при абсолютно точных и одновременных измерениях значение компактности, 1.0. Штриховая линия показывает верхнюю огибающую области, в которой могут лежать непротектированные источники (см. пояснения в тексте). Вертикальная пунктирная линия на значении  $\alpha_{sd} = -0.5$  обозначает границу между источниками с крутым и плоским интегральным спектром.

Параметр килопарсековой компактности коррелирует с интегральным спектральным индексом. Соответствующие  $p$ -значения в таблицах 1.6 и 1.7 очень

малы, особенно когда учитываются верхние пределы. Это показывает, что источники с плоским интегральным спектром в среднем более компактны, чем источники с крутым интегральным спектром. Действительно, примерно у 90% источников с плоским интегральным спектром излучение, детектируемое VLBA и приходящее от областей размером в сотни парсек или менее, составляет и на 2.3 ГГц, и на 8.6 ГГц более половины интегральной плотности потока, измеряемой одиночными антеннами. У источников же с крутым интегральным спектром параметр килопарсековой компактности распределён практически от нуля до единицы. Это отражает неоднородный состав популяции источников с крутым интегральным спектром, о котором говорилось в §1.5.2. На рис. 1.9 вид символа обозначает тип VLBA-спектра: плоский ( $\alpha_{\text{vlba}} \geq -0.5$ ), соответствующий ядрам с плоским спектром в протяжённых источниках с крутым интегральным спектром, или крутой ( $\alpha_{\text{vlba}} < -0.5$ ), соответствующий кандидатам в компактные источники с крутым спектром. Протяжённые источники с крутым интегральным спектром, имеющие компактное ядро с плоским VLBA-спектром, естественным образом имеют достаточно малую компактность на килопарсековых масштабах, потому что в их интегральном излучении доминируют протяжённые джеты и облака плазмы килопарсековых масштабов. Напротив, кандидаты в компактные источники с крутым спектром имеют  $C_{\text{sd}}^{\text{vlba}}$  вплоть до единицы. Для 51 из 82 таких кандидатов  $C_{\text{sd}}^{\text{vlba}} > 0.5$  на 2.3 ГГц. Это говорит в пользу того, что данные объекты действительно являются компактными источниками с крутым спектром, так как компактные структуры, детектируемые VLBA, доминируют в их интегральном излучении. Ещё одним свидетельством надёжности этих кандидатов является то, что на картах многих из них видна двойная или иная симметричная морфология, что характерно для CSS-источников [23; 24; 97—99].

Параметр компактности на парсековых масштабах  $C_{\text{vlba}}^{\text{unres}}$  имеет более сильную корреляцию со спектральным индексом VLBA-спектра  $\alpha_{\text{vlba}}$ , чем со спектральным индексом интегрального спектра  $\alpha_{\text{sd}}$ . Это согласуется с ожиданиями: компактность на заданных пространственных масштабах коррелирует со спектральным индексом на тех же самых масштабах. На рис. 1.10 парсековая компактность построена в зависимости от  $\alpha_{\text{vlba}}$ . Можно видеть, что источники с крутым VLBA-спектром (кандидаты в компактные источники с крутым спектром) зачастую имеют маленькую парсековую компактность, хотя некоторые из них имеют высокие верхние пределы, особенно на 8.6 ГГц, что частично усложняет анализ. Источники же с  $\alpha_{\text{vlba}} \geq -0.5$  имеют  $C_{\text{vlba}}^{\text{unres}}$  в интервале от 0 до 1. Этот

разброс частично объясняется редким  $uv$ -заполнением наших наблюдений. Для некоторых источников эллипс диаграммы направленности имеет эксцентриситет существенно меньше единицы, до 0.2. Когда такая узкая диаграмма направлена поперёк джета, источник разрешается сильнее, чем если бы диаграмма была вытянута вдоль оси джета. Таким образом, источники с крутым VLBA-спектром компактны на килопарсековых масштабах, но на меньших масштабах существенно разрешаются VLBA. В источниках же с плоским VLBA-спектром на не разрешаемые VLBA структуры зачастую приходится существенная часть плотности VLBA-потока. Это согласуется с предложенной выше интерпретацией, что во вторых, в отличие от первых, наблюдается видимое начало джета, или радиоядро.

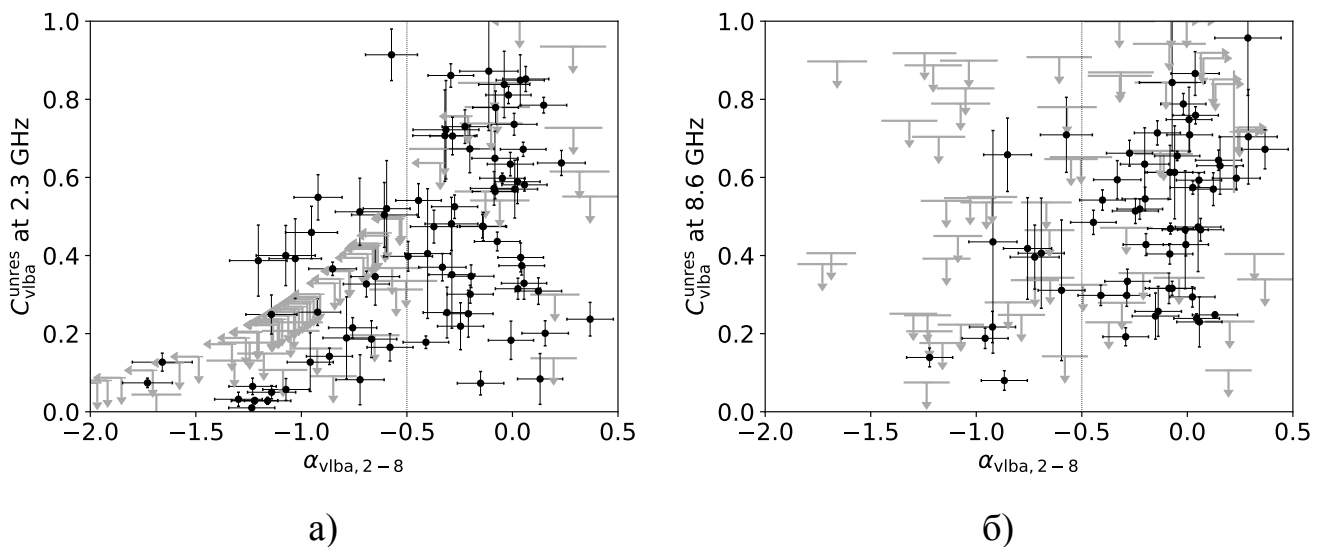


Рисунок 1.10 — Зависимость параметра парсековой компактности  $C_{vlba}^{unres}$ , равного отношению неразрешённой плотности потока к плотности VLBA-потока, от спектрального индекса VLBA-спектра  $\alpha_{vlba,2-8}$ . На графике (а) построена компактность на 2.3 ГГц, на графике (б) — на 8.6 ГГц. Верхние пределы на компактность для источников, продетектированных только на коротких базах VLBA, и/или верхние или нижние пределы на спектральный индекс обозначены серыми стрелками. Вертикальная пунктирная линия на значении  $\alpha_{vlba} = -0.5$  обозначает границу между источниками с крутым и плоским VLBA-спектром. Менее компактные источники, как правило, имеют более крутой спектр.

Эту картину подтверждает и зависимость между угловым размером источников и их интегральным спектральным индексом, изображённая на рис. 1.11. На нём показаны не все продетектированные VLBA источники. Как уже говорилось в §1.2.4, размеры были определены только для тех источников, которые были продетектированы на достаточно большом количестве баз с приемлемым

отношением сигнал/шум для подгонки модели. Для тех из них, которые не разрешаются VLBA, были определены верхние пределы на размер. Формальные погрешности подогнанных параметров достаточно малы — несколько процентов. Однако реальные погрешности существенно больше, так как значения параметров зависят от выбранной модели распределения яркости. На рис. 1.11 видно, что чем больше спектральный индекс интегрального спектра источника, тем меньший размер имеет доминирующая деталь его компактной структуры. Это отражается в статистически значимой отрицательной корреляции между ними (см. таблицы 1.6 и 1.7). Эту связь можно понять в свете известной формулы Слыша [105; 106]. Согласно ей, чем больше характерный размер излучающей синхротронным механизмом области, тем ниже критическая частота, на которой эта область становится оптически непрозрачной и имеет максимум в спектре. В нашем случае, у объектов с плоским спектром критическая частота имеет тот же порядок величины, что и частоты наблюдения (2-8 ГГц), а у источников с крутым спектром она приходится на более низкие частоты. Поэтому логично ожидать, что угловой размер будет больше для объектов с крутым спектром. Эта качественная оценка подтверждается нашими результатами, хотя и была получена в предположении однородного сферического источника, что является чрезмерным упрощением для большинства наблюдаемых нами объектов. В связи с вышесказанным, полезны также наблюдения компактных источников с крутым спектром на частотах порядка 100 МГц, вблизи максимума их спектра, дающие возможность оценить их физические параметры [107].

На рис. 1.12 показана зависимость между яркостной температурой  $T_b$  и интегральным спектральным индексом  $\alpha_{sd}$ . Вид символа обозначает тип VLBA-спектра, как на рис. 1.9. Значения яркостной температуры также модельнозависимы; они определены с точностью примерно до множителя 2.  $T_b$  и  $\alpha_{sd}$  также имеют статистически значимую корреляцию (таблицы 1.6 и 1.7). Это обусловлено, во-первых, тем, что источники с  $\alpha_{vlba} < -0.5$  в большинстве своём имеют яркостную температуру на один-два порядка меньше, чем источники с плоским VLBA-спектром. Это ожидаемый факт, потому что, как было сказано выше, самая яркая деталь — оптически непрозрачное радиоядро джета — не доминирует в их излучении. Во-вторых, среди источников с плоским VLBA-спектром, т. е., с доминированием ядра, также имеется корреляция между яркостной температурой и интегральным спектральным индексом, заметная на рис. 1.12. Это можно интерпретировать как следствие различного угла между джетом и лучом зрения и,



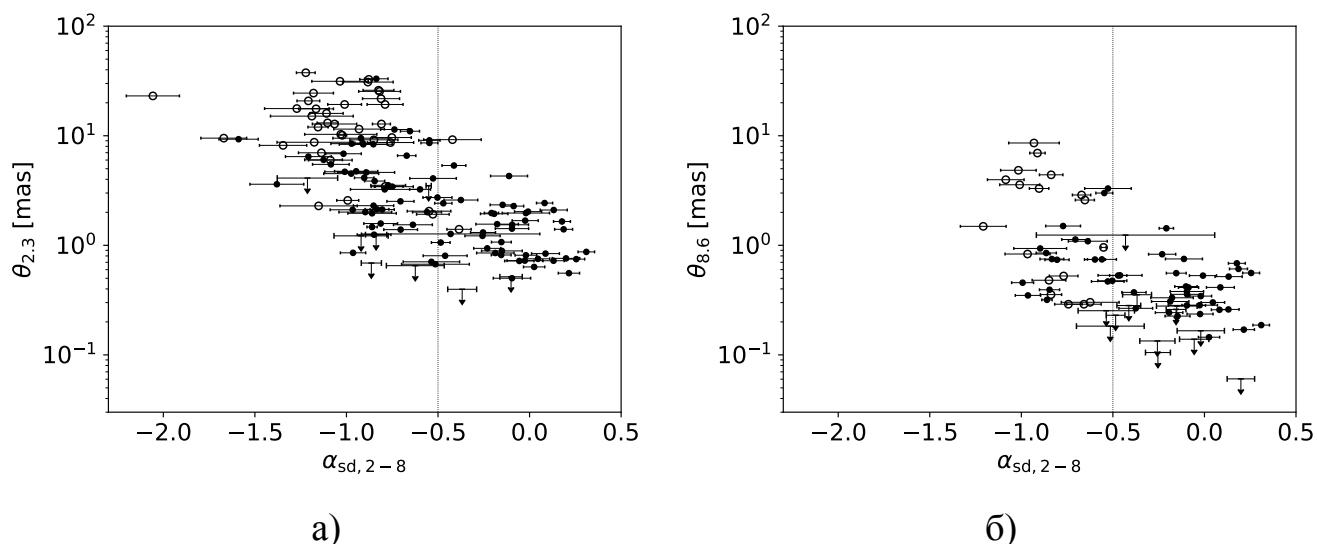


Рисунок 1.11 — По вертикальной оси: а) угловой размер (ширина по половине максимума) в миллисекундах дуги круглой гауссианы, аппроксимирующей главную компактную компоненту источника на 2.3 ГГц; б) то же самое на 8.6 ГГц. По горизонтальной оси: интегральный спектральный индекс в диапазоне 2-8 ГГц по измерениям одиночных антенн. Для неразрешённых источников показаны верхние пределы на размер. Кружки с заливкой обозначают источники, для которых проводилась подгонка моделей под комплексные видности, а кружки без заливки — источники, для которых модели подгонялись только под амплитуды видности (см. §1.2.4). Вертикальная пунктирная линия на значении  $\alpha_{sd} = -0.5$  разделяет источники с крутым и плоским интегральным спектром.

соответственно, различного доплеровского усиления (см. Главу 3). В источниках с плоским VLBA-спектром, но крутым интегральным спектром джет, вероятно, направлен под большим углом к лучу зрения, чем в источниках с плоским интегральным спектром. Это приводит к меньшей яркостной температуре ядра и к тому, что оно не доминирует в интегральном излучении. Примером такой ситуации в нашей выборке является источник J1842+7946 (3C 390.3). Он имеет крутой интегральный спектр и плоский VLBA-спектр. На обеих частотах его килопарсековая компактность меньше 0.1, а яркостная температура  $\approx 5 \cdot 10^9$  К. В работе [108] было получено, что джет этого источника направлен под углом  $48^\circ$  к лучу зрения. Это подтверждает, что свойства ядер с плоским спектром в протяжённых источниках с крутым спектром могут быть, по крайней мере, частично объяснены большим углом джета к лучу зрения.

Таким образом, найденные корреляции между параметрами парсековой структуры АЯГ и их спектральными индексами интегрального и VLBA-спектров

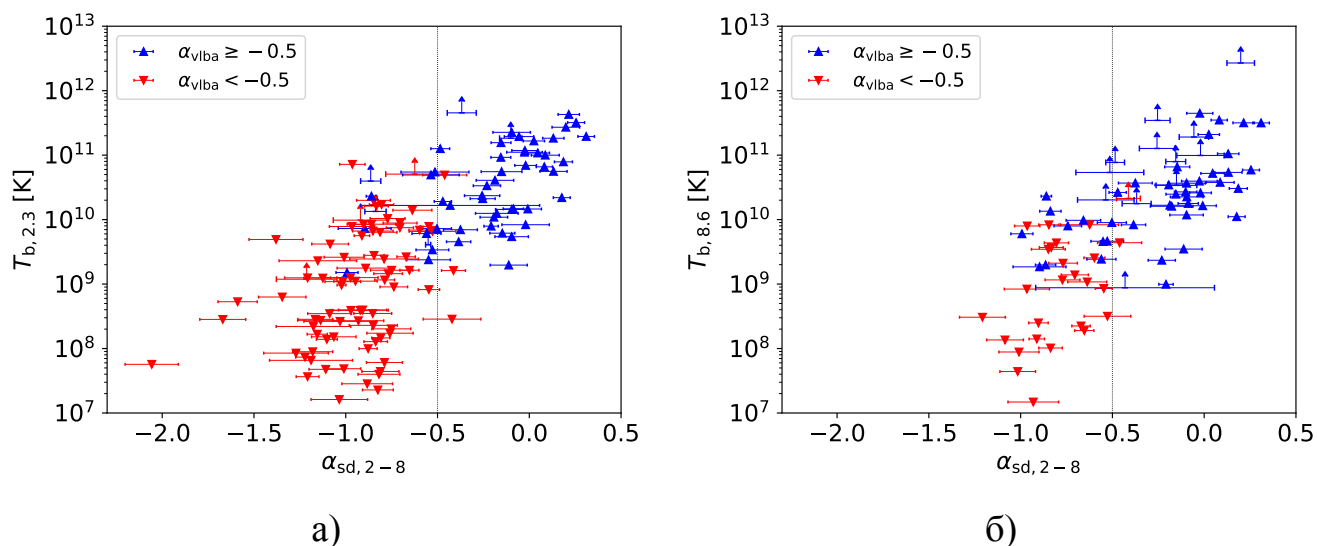


Рисунок 1.12 — По вертикальной оси: а) яркостная температура в системе отсчёта наблюдателя в пике круглой гауссианы, аппроксимирующей главную компактную компоненту источника на 2.3 ГГц; б) то же самое на 8.6 ГГц. По горизонтальной оси: интегральный спектральный индекс в диапазоне 2-8 ГГц по измерениям одиночных антенн. Для неразрешённых источников показаны нижние пределы на яркостную температуру. Синие треугольники с вершиной вверх обозначают источники с плоским VLBA-спектром, а красные треугольники с вершиной вниз — источники с крутым VLBA-спектром. Вертикальная пунктирная линия на значении  $\alpha_{sd} = -0.5$  разделяет источники с крутым и плоским интегральным спектром.

отражают две факта. Во-первых, это наличие в выборке большого количества компактных источников с крутым спектром, которые достаточно компактны, чтобы быть продетектированы РСДБ, но всё же имеют больший характерный размер и меньшую яркостную температуру, чем компактные источники с плоским спектром. Причиной этого является то, что доминирующими структурами в них является не радиоядро джета, а более далёкие его области или облака плазмы, возникающие при его взаимодействии с окружающей средой. Во-вторых, это различное доплеровское усиление у источников с плоским спектром, зависящее, в первую очередь, от различной ориентации джетов. Большой Доплер-фактор приводит к высокой наблюдаемой яркостной температуре радиоядра и, как следствие, к его доминированию в излучении всего источника и плоскому интегральному спектру. У источников с меньшим Доплер-фактором яркостная температура ядра меньше, и его излучение доминирует в плотности VLBA-потока, но не в ин-

тегральной плотности потока, результатом чего является крутой интегральный спектр.

#### 1.5.4 Соотношение между переменностью и парсековой структурой

Выводы, сделанные в предыдущих параграфах, подкрепляются анализом связи между характеристиками переменности АЯГ, полученными из многоэпоховых наблюдений на одиночных антеннах, как описано в §1.4, и детектируемой VLBA структурой. Данные по переменности источников нашей выборки не являются ни полными, ни однородными, поскольку только около трети источников наблюдались более одного раза на одиночных антеннах, и разные источники имеют разное количество эпох наблюдений. Несмотря на это, имеющиеся данные всё же позволяют сделать полезные выводы.

На рис. 1.13 показана зависимость индекса переменности  $V_8$  на 8 ГГц от интегрального спектрального индекса для источников, протектированных и не протектированных VLBA. Как и ожидалось из соображений причинности, практически все источники со значимой переменностью достаточно компактны, чтобы быть протектированными VLBA. Исключение составляют три не протектированных источника с крутым спектром с  $V_8$  от 0.1 до 0.2: J0424+7653, J0920+8628 и J1944+7816. Однако они достаточно слабы на 8 ГГц для РАТАН-600 (плотность потока менее 100 мЯн), поэтому погрешности их плотностей потока могут быть недооценены, а индекс переменности, следовательно, переоценён.

Большинство источников из показанных на рис. 1.13 имеют нулевой индекс переменности, что означает, что различие плотностей потока в разные эпохи меньше погрешностей измерений. Для удобства восприятия такие источники обозначены отдельно на нижней врезке вертикальными штрихами напротив значений их  $\alpha_{sd}$ . Протектированные источники показаны в верхнем ряду, непротектированные — в нижнем. Видно, что среди неперемных источников преобладают непротектированные VLBA, что ещё раз свидетельствует о корреляции между переменностью источника и вероятностью его детектирования VLBA.

Рис. 1.14 показывает соотношение между амплитудой переменности интегральной плотности потока и плотностью VLBA-потока для тех источников

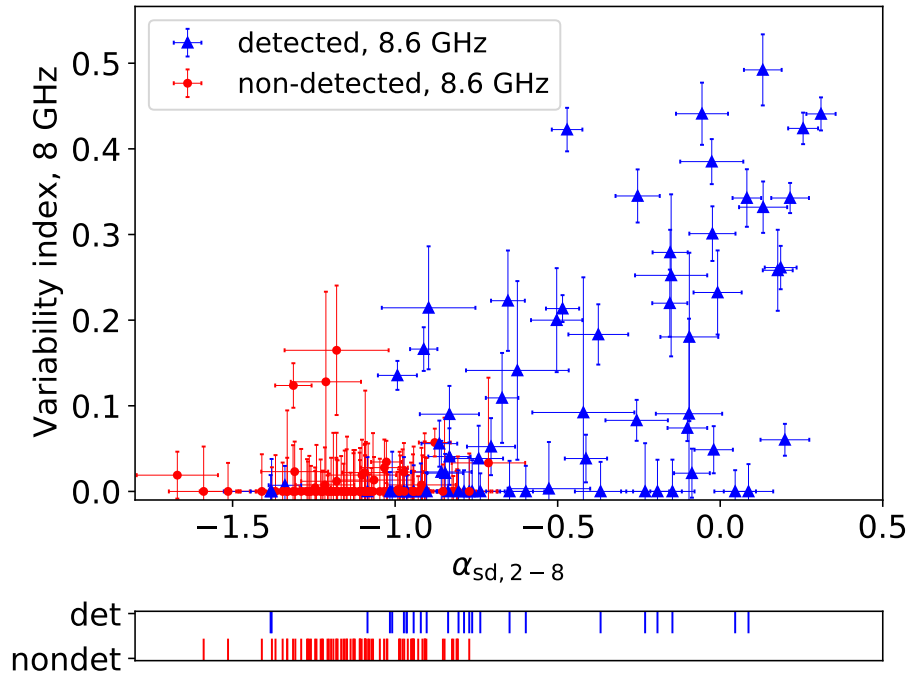


Рисунок 1.13 — Индекс переменности  $V_8$  на 8 ГГц в зависимости от мгновенного интегрального спектрального индекса на 2-8 ГГц (обе величины определены по данным наблюдений одиночных радиотелескопов) для источников, протектированных (синие треугольники) и не протектированных (красные кружки) VLBA на 8.6 ГГц. Для многих источников амплитуда переменности меньше погрешностей измерения плотности потока; для них  $V_8 = 0$ . Значения спектрального индекса для источников с  $V_8 = 0$  показаны также отдельно на нижней врезке штрихами: верхний ряд — для протектированных VLBA источников, нижний — для не протектированных.

выборки, которые имеют значимую переменность и протектированы VLBA на 8.6 ГГц (всего 44 объекта). Большинство источников лежат вблизи синей штриховой линии, на которой  $\Delta S_{sd} = S_{vlba}$ , отклоняясь от неё на расстояния, меньшие или сравнимые с погрешностями плотностей потока. Это подтверждает, что компоненты структуры, детектируемые VLBA, вносят решающий вклад в переменность источников. Для тех же источников, у которых  $\Delta S_{sd}$  и  $S_{vlba}$  значительно различаются, причин различия может быть несколько. Во-первых, наблюдения VLBA могли прийти на момент слабой активности источника. Во-вторых, недостаточное количество эпох наблюдений могло привести к недооценке амплитуды переменности. В-третьих, компоненты, детектируемые VLBA, могут быть и слабопеременными. Так, в выборке 26 источников, протектированных VLBA, не показывают переменности, превосходящей погрешности измерений (не показана

ны на рис. 1.14). Это приводит к выводу, что наличие переменности означает наличие компактной структуры в АЯГ (как и ожидалось), но обратное неверно: значительная доля компактных источников могут не проявлять существенной переменности.

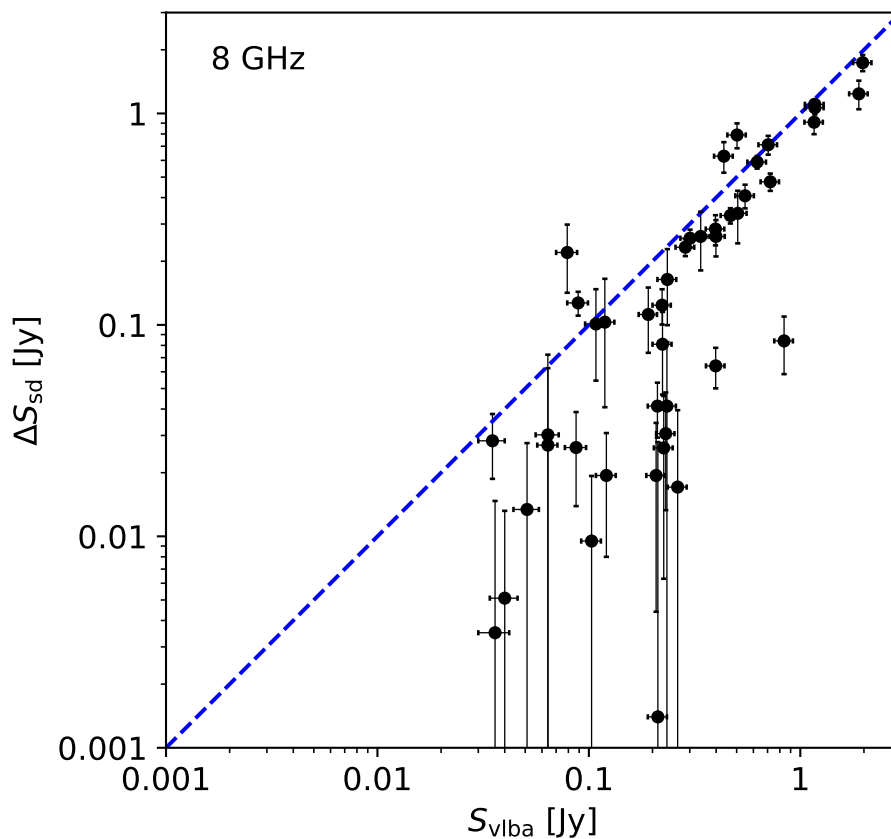


Рисунок 1.14 — Сравнение амплитуды переменности интегральной плотности потока на 8 ГГц (вертикальная ось) и плотности VLBA-потока на 8.6 ГГц (горизонтальная ось) для 44 источников со значимой переменностью; обе величины показаны в янских. Штриховая линия показывает равенство  $\Delta S_{sd} = S_{vlba}$ .

Та же самая закономерность проиллюстрирована на рис. 1.15 зависимостью параметра килопарсековой компактности  $C_{sd}^{vlba}$  от индекса переменности. Сильнопеременные источники выборки имеют большой  $C_{sd}^{vlba}$ , так как компактные переменные компоненты доминируют у них в общем излучении. В то же время, многие очень компактные на килопарсековых масштабах источники не показывают значимой переменности.

Использование данных о переменности в анализе также даёт информацию о природе компактных источников с крутым VLBA-спектром. Как было отмечено в §1.5.2, в исследуемой выборке такие источники многочисленны. Рис. 1.16 показывает зависимость индекса переменности от спектрального индекса. Все

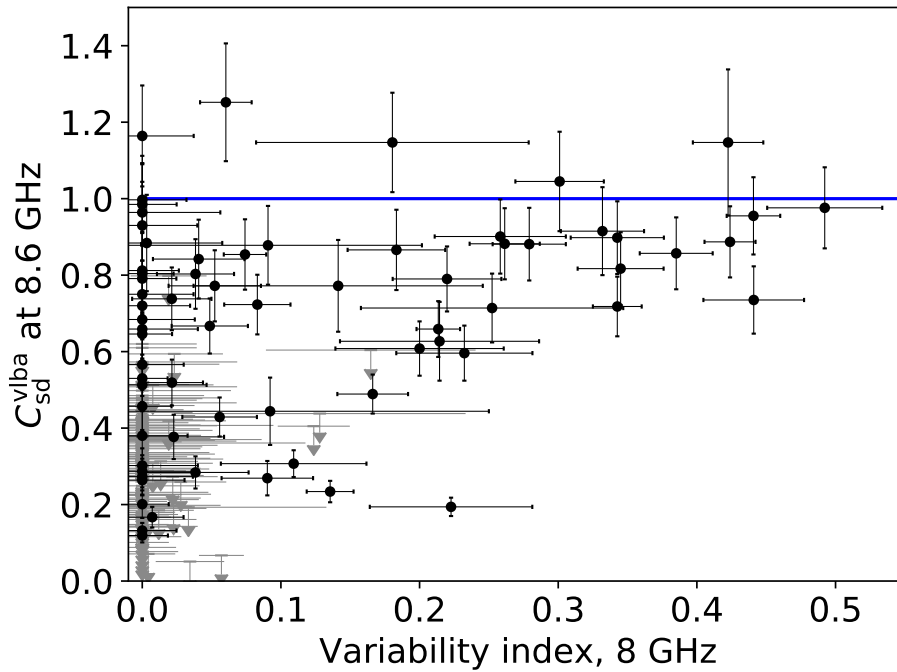


Рисунок 1.15 — Зависимость параметра килопарсековой компактности  $C_{sd}^{vlba}$  на 8.6 ГГц от индекса переменности интегральной плотности потока  $V_8$  на 8 ГГц. Линией показано максимально возможное значение  $C_{sd}^{vlba} = 1$ ; несколько точек находятся выше неё из-за неодновременности наблюдений VLBA и одиночных антенн.

источники выборки с сильной переменностью имеют плоский спектр компактной структуры ( $\alpha_{vlba} \geq -0.5$ ). Наоборот, большинство источников с крутым VLBA-спектром имеют близкий к нулю индекс переменности. Причина этого разделения в том, что сильная переменность излучения характерна, в первую очередь, для непрозрачного радиоядра как самой яркой и близкой к центральной машине детали наблюдаемой в радиодиапазоне структуры джета [109; 110]. Если ядро доминирует в излучении, то у источника наблюдается плоский радиоспектр и сильная переменность. Напротив, если доминируют удалённые части джета либо облака плазмы вокруг них, наблюдается комбинация крутого спектра и слабой переменности. Три исключения из этого правила на рис. 1.16 — это источники J1435+7605, J1609+7939 и J2344+8226 с  $\alpha_{vlba} < -0.5$  и  $V_8 > 0.1$ . Однако их спектры, полученные VLBA, существенно круче интегральных. Это указывает на то, что, вероятнее всего, измеряемый VLBA-спектр круче реального спектра соответствующих компактных структур из-за эффекта частичного разрешения (см. обсуждение в §1.2.4). Другое возможное объяснение сочетания крутого VLBA-

спектра и существенной переменности — расположение пика в спектре радиоядра этих источников на более низких частотах, чем частоты наших наблюдений.

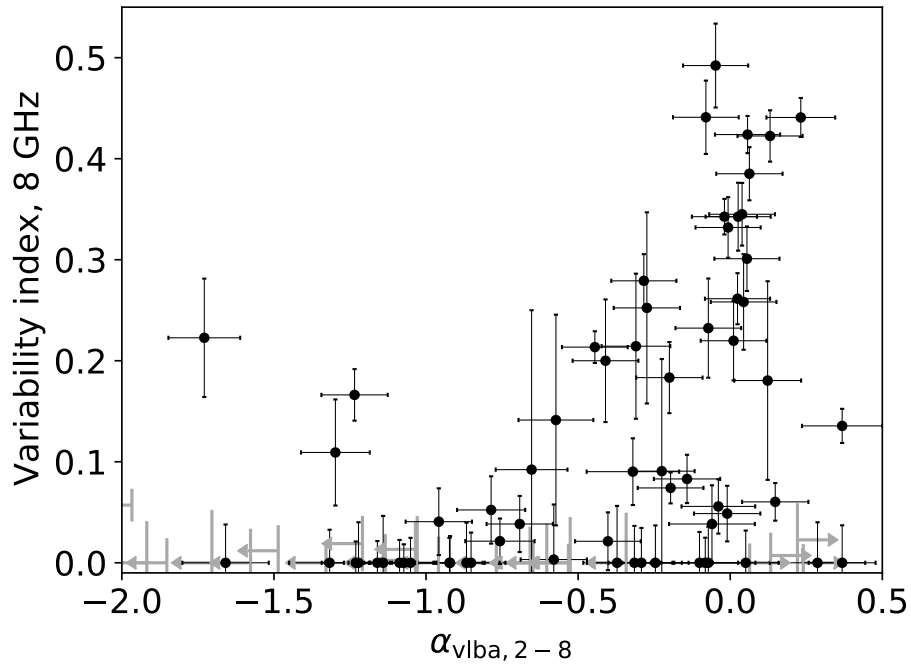


Рисунок 1.16 — Зависимость индекса переменности интегральной плотности потока  $V_8$  на 8 ГГц от спектрального индекса VLBA-спектра  $\alpha_{vlba}$  на 2-8 ГГц. Практически все источники со значимой переменностью имеют плоский VLBA-спектр.

## 1.6 Обсуждение результатов

Вышеприведённые результаты показывают, что количество источников с крутым спектром, имеющих компактные структуры, доступные для РСДБ-детектирования, значительно. В данной работе наблюдалась на VLBA полная выборка источников с интегральной плотностью потока на частоте 1.4 ГГц более 200 мЯн; был достигнут предел детектирования по плотности VLBA-потока 30 мЯн. При этом количество протектированных источников с крутым интегральным спектром на 2.3 ГГц в 2.6 раз больше, чем количество протектированных источников с плоским интегральным спектром. На частоте 8.6 ГГц это отношение равно 1.8.

Наблюдения VLBA на двух частотах позволили определить и широкополосный спектр плотности VLBA-потока, то есть, спектр детектируемой VLBA

компактной структуры. Оказалось, что из 162 протектированных хотя бы на одной частоте источников 82, то есть примерно половина, имеют крутой спектр на парсековых масштабах ( $\alpha_{\text{vlba}} < -0.5$ ). Получение в данной работе столь высокой доли компактных источников с крутым спектром меняет устоявшийся взгляд на состав популяции компактных радиогромких АЯГ. В излучении компактных объектов с крутым спектром доминирует не оптически непрозрачное радиодро, как в типичных исследуемых с помощью РСДБ блазарах, а оптически тонкие более далёкие области джетов и/или облака плазмы вокруг них парсековых масштабов («мини-радиоуши»). Это подтверждается малостью или отсутствием переменности таких источников, а также менее высокими яркостными температурами, чем у источников с плоским спектром. Вышесказанное не обязательно означает, что ядро джета в данных источниках не наблюдается. Оно может наблюдаться, но давать малый вклад в интегральное излучение, подобно тому, как в протяжённых радиогалактиках, например, Лебедь А [111], компактная компонента имеет на порядки меньшую плотность потока, чем весь источник целиком.

Используя статистику детектирований нашего обзора NPCCS, оценим, сколько компактных источников бывает пропущено в РСДБ-обзорах, ограничивающихся только источниками с плоским интегральным спектром. Выборку NPCCS можно считать полной до плотности VLBA-потока 200 мЯн на 8.6 ГГц, если пренебречь немногочисленными источниками с растущим спектром ( $\alpha > 0$ ). Из источников NPCCS с плотностью VLBA-потока более 200 мЯн на 8.6 ГГц 33 объекта имеют плоский интегральный спектр и 8 — крутой интегральный спектр. Следовательно, каталог компактных источников, основанный только на выборке источников с плоским спектром, будет иметь полноту до 200 мЯн только слегка больше 80%. Среди более слабых объектов источники с крутым спектром уже доминируют, как показывает и настоящий обзор с пределом детектирования 30 мЯн, и более ранние работы [112; 113]. В связи с этим, в некоторых недавних крупных РСДБ-обзорах, таких как РСДБ-обзор плоскости эклиптики [114] и 7-й, 8-й и 9-й обзоры калибраторов VLBA [15], наблюдались источники без отбора по спектральному индексу. Причиной этому послужили, в том числе, и предварительные результаты настоящего исследования.

Следует упомянуть при этом, что статистика РСДБ-детектирований источников, их компактности и формы спектра зависит от частоты отбора выборки. В настоящей выборке, отобранной из каталога NVSS с частотой 1.4 ГГц, источники с крутым спектром составляют 90%, как было сказано в §1.4. Существуют



исследования мгновенных широкополосных радиоспектров для различных статистически полных выборок, ограниченных плотностью потока на более высоких частотах [91; 115—117]. Согласно им, при такой же отсечке по плотности потока, 200 мЯн, доля источников с крутым спектром уменьшается до 57% для частоты отбора 4 ГГц и 46% для 5 ГГц. В каталоге AT20G, составленном на 20 ГГц [118] только 27% имеют крутые спектры на частотах порядка нескольких ГГц. Таким образом, в выборках, отобранных на более высоких частотах, ожидается более высокая доля РСДБ-детектирований благодаря более высокой доле источников с плоским спектром. В то же время, выборки, отобранные на низких частотах, лучше подходят для изучения компактных источников с крутым спектром. Ещё один эффект, который следует учитывать при анализе статистики детектирований, возникает из-за различия частоты отбора выборки и частот РСДБ-наблюдений и конечности предела детектирования по плотности потока. Например, при наблюдениях на 8.6 ГГц выборки, отобранной на 1.4 ГГц, вероятность детектирования для источников с плоским спектром выше, чем для источников с крутым спектром, так как первые имеют бóльшую плотность потока на высокой частоте относительно вторых. Чем более чувствительны наблюдения, тем меньшую роль данный эффект играет.

Полученные в настоящем исследовании результаты по связи между компактностью и спектральным индексом источников хорошо согласуются с более ранними работами. Доля компактных источников с крутым спектром в нашей полной выборке (17%) близка к определённой Пирсоном и Ридхэдом [22] по РСДБ-наблюдениям менее глубокой, в 7 раз меньшей по объёму выборки на 5 ГГц. Зависимость на рис. 1.9 аналогична рис. 11 из работы [118]: виден плавный переход от компактных источников с плоским спектром к источникам, имеющим крутой спектр и килопарсековую компактность во всё диапазоне от 0 до 1. В то же время, имеются и различия: доля протяжённых источников с крутым спектром в настоящей выборке намного больше, чем в выборке [118], а источники с плоским спектром сильнее разрешаются в наших наблюдениях. Причины этих различий в более высоком угловом разрешении наших наблюдений и меньшей частоте отбора нашей выборки. Глубокие РСДБ-обзоры mJIVE-20 [36], COSMOS [37] и GOODS-N [38] наблюдали на частотах 1.4-1.6 ГГц полные выборки в небольших полях, состоящие в основном из источников слабее, чем в нашей выборке. Доля протектированных источников в этих обзорах составила около 20%. Эта величина, однако, не может быть сравниваема напрямую с полученной в дан-

ной работе статистикой детектирований, так как указанные обзоры использовали другую технику наблюдений, другие частоты и времена интегрирования, а также определяли детектирования иначе.

Зависимость углового размера компактных источников от частоты наблюдения, полученная по нашей выборке, находится в согласии с результатами работ по бóльшим выборкам, специально посвящённым этому вопросу [86; 119]. Эта зависимость обычно описывается степенным законом:  $\theta \propto \nu^{-k}$ , где  $\theta$  — угловой размер,  $\nu$  — частота. В [86] было найдено, что в выборке около 2000 РСДБ-компактных внегалактических источников, лежащих вне плоскости Млечного Пути (галактическая широта  $|b| > 10^\circ$ ), то есть, слабо подверженных межзвёздному рассеянию, распределение  $k$  хорошо аппроксимируется гауссианой со средним значением  $\langle k \rangle = 0.90$  и стандартным отклонением  $\sigma_k = 0.44$ . В более новой работе [119] по ещё большему набору данных эти параметры были уточнены:  $\langle k \rangle = 1.01$  и  $\sigma_k = 0.38$ . Это согласуется с теоретической моделью Блэндфорда-Кёнигла [21], которая предсказывает  $\langle k \rangle = 1$  для радиоядер релятивистских джетов. В нашей работе значения индекса  $k$  были найдены для 60 источников; они приведены в таблице 1.3. Аппроксимация их распределения гауссианой дала  $\langle k \rangle = 0.82$  и  $\sigma_k = 0.51$ , что не противоречит вышеперечисленным работам. Причиной имеющегося небольшого отличия  $\langle k \rangle$  и  $\sigma_k$  может быть то, что у значительной части компактных источников нашей выборки доминирующей деталью является не радиоядро, а иные, оптически тонкие структуры.

## 1.7 Выводы

В данной главе изложены результаты обзора Северной полярной шапки небесной сферы на VLBA. Были проведены наблюдения на VLBA с короткой экспозицией на частотах 2.3 и 8.6 ГГц большой статистически полной выборки, ограниченной только по плотности потока и не имеющей ограничений по спектральному индексу источников. Выборка включает 482 источника. Для всех из них ранее были опубликованы интегральные широкополосные спектры по наблюдениям одиночных антенн; для большинства из них это квазимгновенные спектры в диапазоне 1-22 ГГц, полученные на РАТАН-600. Примерно для трети источников имеются измерения на одиночных антеннах более, чем за одну эпоху, что

позволило оценить величину их переменности. На основании всех этих данных была исследована структура источников на парсековых масштабах и её связь с формой и переменностью интегрального радиоспектра.

1. 162 из 482 источников полной выборки протектированы VLBA хотя бы на одной частоте, что показывает наличие в этих источниках компактных, размером порядка сотен парсек и менее, структур с плотностью потока выше предела детектирования обзора, примерно 30 мЯн. Измерены плотности потока компактной структуры. Также для большинства протектированных источников оценены угловые размеры и яркостные температуры главной компактной компоненты. Получены и опубликованы в открытом доступе<sup>9</sup> РСДБ-изображения 94 объектов на 2.3 ГГц и 62 объектов на 8.6 ГГц.
2. VLBA протектировала 116 источников с крутым интегральным спектром, 41 источник с плоским спектром и 5 источников с пиком в спектре. Доля протектированных источников составляет 27% среди источников с крутым спектром, 98% среди источников с плоским спектром и 100% среди источников с пиком в спектре. Таким образом, подтверждено на большой полной выборке, что источники с плоским и пиковым спектром являются компактными. Кроме того, показано, что процент компактных источников среди имеющих крутой спектр достаточно высок.
3. Двухчастотные наблюдения VLBA позволили определить тип широкополосного спектра компактной структуры практически всех источников выборки. Плоский VLBA-спектр, показывающий доминирование оптически непрозрачного радиоядра релятивистского джета, имеют не только источники с плоским интегральным спектром, но и 7% источников с крутым интегральным спектром. Вместе они составляют 14% полной выборки. Эти источники характеризуются высокими компактностью и яркостной температурой, сильной переменностью в радиодиапазоне, то есть, типичными свойствами блазаров (см. Главу 2).
4. Найдены 82 кандидата в компактные источники с крутым спектром. Они имеют крутой VLBA-спектр, меньшую, чем источники из п. 3, компактность на парсековых масштабах и яркостную температуру, и практически не переменны. Это говорит о доминировании в их излучении оптически тонких джетов и/или облаков парсековых масштабов. Они

<sup>9</sup><https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-3881/abd18c#ajabd18cf4>

составляют примерно половину всех продетектированных VLBA источников, или 17% полной выборки.

5. Параметры компактности и яркостная температура имеют статистически значимую положительную корреляцию со спектральным индексом интегрального и VLBA-спектра, а угловой размер — значимую отрицательную корреляцию. Данные корреляции являются следствием вышеперечисленных различий блазаров и компактных источников с крутым спектром, а именно, перехода от плоского к крутому спектру при переходе от доминирования радиоядра джета в структуре к доминированию оптически тонких областей парсековых масштабов.
6. Все источники со значимой переменностью на 8 ГГц продетектированы VLBA, что подтверждает их компактность, оживаемую из соображений причинности. Для большинства переменных источников амплитуда переменности интегральной плотности потока на 8 ГГц близка к плотности потока компонент, детектируемых VLBA.
7. Полученные результаты говорят об обилии источников с крутым спектром в популяции компактных внегалактических радиоисточников и важности их включения в поисковые РСДБ-обзоры для достижения полноты каталогов.

## **Глава 2. Исследование нейтрино-ассоциированного блазара TXS 0506+056 в рамках мониторинга выборки блазаров на РАТАН-600**

Данная глава посвящена результатам многолетнего исследования широкополосных радиоспектров блазара TXS 0506+056 — вероятного источника нейтрино высоких энергий — на радиотелескопе РАТАН-600. В начале главы кратко суммируются опубликованные коллаборацией IceCube результаты по детектированию нейтрино в направлении на данный источник и обосновывается актуальность его наблюдений в радиодиапазоне. Затем описывается устройство и принцип действия радиотелескопа с антенной переменного профиля РАТАН-600, программа мониторинга АЯГ, проводимая на нём, а также процедура автоматизации составления расписаний наблюдений для этой программы. После этого приводятся широкополосные радиоспектры TXS 0506+056, полученные в рамках этой программы за 1997-2018 годы, которые сравниваются со спектрами других источников выборки. Также приводятся кривые блеска TXS 0506+056, из которых следует, что детектирование нейтрино пришлось на начало крупной вспышки. Затем обсуждаются физические выводы из полученных результатов.

Основные результаты данной главы, включая все рисунки, опубликованы в работе [A2]. Личный вклад диссертанта в данную работу указан во Введении к диссертации.

### **2.1 Регистрация детектором IceCube нейтрино в направлении TXS 0506+056 и постановка задачи**

Активные ядра галактик являются одними из самых эффективных во Вселенной ускорителей частиц. В связи с этим, идея о том, что АЯГ могут ускорять до релятивистских энергий протоны, которые, взаимодействуя с излучением или друг с другом, рождают нейтрино высоких энергий, была впервые высказана более 40 лет назад [120; 121]. В частности, выдвигались гипотезы о том, что нейтрино могут образовываться в релятивистских джетах АЯГ [122]. Однако первые статистически значимые экспериментальные результаты по детектированию аст-

рофизических нейтрино высоких энергий начала получать обсерватория IceCube с 2013 года [123].

IceCube — это инструмент, предназначенный для исследования нейтрино, приходящих от астрофизических объектов [124]. Он расположен на Южном полюсе Земли, вблизи станции Амундсен-Скотт, во льду на глубине от 1450 до 2450 м. Своё название он получил из-за того, что имеет эффективный объём  $1 \text{ км}^3$ . Принцип действия основан на эффекте Вавилова-Черенкова. В результате взаимодействия мюонного нейтрино высокой энергии со льдом внутри детектора или рядом с ним рождаются релятивистские мюоны. Эти мюоны, будучи заряженными частицами, двигающимися быстрее скорости света в среде, испускают черенковское излучение. Оно распространяется в прозрачном льду и регистрируется более чем 5000 фотоумножителями, которые закреплены на 86 вертикальных нитях, вмороженных в лёд на расстояниях 125 м друг от друга. Такое количество и расположение оптических датчиков позволяет восстанавливать путь мюона и измерять его скорость. По этим данным определяется с точностью порядка градуса направление прихода нейтрино, породившего мюон, и оценивается его энергия. Большинство нейтрино, детектируемых IceCube, имеют атмосферное происхождение, однако в диапазоне энергий выше примерно 200 ТэВ астрофизические нейтрино доминируют в полном потоке [например, 125].

22 сентября 2017 г. IceCube зарегистрировал событие, получившее обозначение IceCube-170922A [39]. Энергия вызвавшего его нейтрино, по оценке авторов, была равна примерно 290 ТэВ, а вероятность его астрофизического происхождения — примерно 56%. Были вычислены следующие координаты источника нейтрино: прямое восхождение  $77.43_{-0.65}^{+0.95}$  градусов и склонение  $+5.72_{-0.30}^{+0.50}$  градусов. На угловом расстоянии  $0.1^\circ$  от этой точки неба находится блазар TXS 0506+056. Блазар — это активная галактика с релятивистскими джетами, один из которых направлен под малым углом к лучу зрения наблюдателя и доминирует в излучении [7]. Красное смещение TXS 0506+056 равно  $z = 0.3365 \pm 0.0010$  [126]. Неясно, к какому из подклассов блазаров источник относится: он определён как лацертида в [127], но как квазар в [128]. Анализ данных Телескопа с большим полем Космической гамма-обсерватории им. Ферми (Fermi-LAT) и Крупного черенковского атмосферного телескопа для получения изображений (MAGIC) показал, что в источнике на момент регистрации нейтрино происходила вспышка в гамма-диапазоне. На основе пространственного и временного совпадения уровень статистической значимости отождествления источника нейтрино

с этим блазаром составил около  $3\sigma$  (стандартных отклонений). Затем коллаборация IceCube проанализировала все данные о регистрации нейтрино с данного направления с начала работы детектора в 2008 году до 2017 года включительно. В результате был обнаружен избыток событий регистрации нейтрино высоких энергий относительно атмосферного фона в период с сентября 2014 г. по март 2015 г. [40] со статистической значимостью  $3.5\sigma$ . Этот избыточный поток включает  $13 \pm 5$  нейтрино с менее высокими, чем у IceCube-170922A, энергиями. Таким образом, TXS 0506+056 со значительной вероятностью является третьим в истории отождествлённым источником космических нейтрино, после Солнца и сверхновой 1987A.

Как уже было сказано во Введении к диссертации, некоторые авторы утверждали, что генерация нейтрино в TXS 0506+056 является следствием его уникальности [например, 44]. Доводом в пользу исключительности этого источника также являлось то, что в течение нескольких последующих лет коллаборация IceCube не сообщала о регистрации нейтрино от каких-либо других блазаров. Данная глава имеет основной задачей проверить, действительно ли TXS 0506+056 является уникальным объектом, на основе многолетних наблюдений этого, а также сотен других блазаров на РАТАН-600 на шести длинах волн сантиметрового диапазона. Достоинства этих данных заключаются в большой длительности временного ряда в сочетании с широким частотным покрытием, а также в квази-одновременности наблюдений на всех частотах в каждую эпоху наблюдений. Кроме того, в данной программе TXS 0506+056 наблюдался в составе близкой к статистически полной выборки РСДБ-компактных АЯГ (в большинстве своём, блазаров), которая описана в §2.2.1, что позволило сравнить его свойства с характерными свойствами источников выборки.

TXS 0506+056 наблюдался в радиодиапазоне также и другими авторами. Префикс TXS в его названии обозначает Техасский обзор радиоисточников [129], в каталог которого этот объект входит. В работе [130] была обнаружена его переменность на временных масштабах порядка дня на сантиметровых длинах волн. TXS 0506+056 также наблюдается в рамках программ мониторинга долговременной переменности АЯГ обсерваторий Оуэнс Вэлли (OVRO) на 15 ГГц [131] и Метсахови на 22 и 37 ГГц [132]. Кроме того, он неоднократно наблюдался и детектировался с помощью наземных РСДБ-сетей на сантиметровых волнах, в частности, в рамках обзоров калибраторов VLBA [15, также ссылки там] и программы MOJAVE (см. Главу 3); результаты нового анализа этих наблюде-

ний представлены, например, в [133—135]. Результаты его РСДБ-наблюдений в миллиметровом диапазоне опубликованы в [136]. Наблюдался он и наземно-космическими РСДБ-миссиями VSOP [137] и «Радиоастрон» [A2], однако не был протектирован на наземно-космических базах.

## 2.2 РАТАН-600 и наблюдения на нём

Радиоастрономический телескоп Академии наук диаметром 600 м (РАТАН-600) [63; 64; 89] расположен на Северном Кавказе, в Карачаево-Черкесской республике, на окраине станицы Зеленчукская. РАТАН-600 является телескопом с антенной переменного профиля. Его главное зеркало представляет собой кольцо диаметром 576 м, составленное из 895 металлических отражательных элементов — щитов размером  $11.4 \times 2$  м каждый. Щиты могут перемещаться в радиальном направлении и поворачиваться вокруг горизонтальной и вертикальной осей. Благодаря установке отражательных элементов в различные положения главное зеркало может принимать форму слоя параболоида с различными направлением оси и фокусным расстоянием. При этом апертура антенны также меняется. Главное зеркало разделено на четыре независимых сектора: Северный, Южный, Западный и Восточный. Они могут использоваться совместно; в этом случае задействована вся площадь кольцевой антенны, что обеспечивает максимальную чувствительность, но при этом наблюдению доступны только источники на расстояниях от зенита не более  $5^\circ$ . По этой причине в настоящее время секторы используются по отдельности. Полный обзор доступных режимов наблюдения можно найти, например, в циркуляре с актуальным описанием РАТАН-600 Национального комитета по тематике российских телескопов<sup>10</sup>. В настоящей работе будут обсуждаться только два режима: наблюдения в меридиане с помощью Северного сектора и с помощью Южного сектора в комбинации с Плоским отражателем.

Северный сектор используется совместно с облучателем №1. Облучатель представляет собой подвижную кабину со вторичным зеркалом в форме параболического цилиндра, приёмной аппаратурой и помещением для наблюдателя и оператора. Облучатель установлен на рельсах, идущих по направлению с се-

<sup>10</sup><https://www.sao.ru/hq/Komitet/circR600.pdf>



вера на юг и проходящих через центр круга главного зеркала. Отражательные элементы Северного сектора формируют «вырез» из параболоида с осью, направленной на источник. Облучатель устанавливается в фокусе параболоида. Положение фокуса зависит от высоты источника. Таким образом, для перенаведения с одного источника на другой требуется и изменение формы антенны, и передвижение кабины облучателя. Рупоры приёмников на 6 частотах — 1.25, 2.25, 4.7, 8.2, 11.2 и 22.3 ГГц — расположены в ряд на облучателе под вторичным зеркалом. РАТАН-600 в данном режиме работает как пассажный инструмент: источники наблюдаются в их верхней кульминации, во время наблюдения антенна и облучатель не движутся, излучение источника фокусируется последовательно в каждый из рупоров приёмников за счёт суточного вращения Земли. Наблюдение начинается за несколько минут до кульминации и заканчивается через несколько минут после неё. В результате за примерно 5 минут наблюдения измеряется квазимгновенный широкополосный спектр источника в широком диапазоне от 1 до 22 ГГц, что делает РАТАН-600 уникальным инструментом. Диаграмма направленности имеет «ножевую», сильно вытянутую в направлении небесного меридиана форму, зависящую от высоты источника. На максимальной частоте 22 ГГц и средних высотах ширина главного лепестка диаграммы приблизительно равна  $10''$  по прямому восхождению и  $1.4'$  по склонению [например, 90; 91].

Во втором из рассматриваемых режимов используются Южный сектор главной антенны, Плоский отражатель и кабина облучателя. Плоский отражатель представляет собой поверхность, составленную из 120 отражательных элементов размером  $9.5 \times 3$  м и расположенную по линии восток-запад к югу от центра телескопа. Излучение от источника направляется Плоским отражателем на Южный сектор главного зеркала, который в этом случае выстраивается в форме слоя параболоида с осью, параллельной земле. Отражаясь от главного зеркала, излучение попадает на облучатель, установленный в фокусе параболоида — сначала на его вторичное зеркало, а затем на приёмники. В этой конфигурации главное зеркало и облучатель неподвижны, перенаведение телескопа обеспечивается одним лишь поворотом Плоского отражателя вокруг горизонтальной оси. За счёт этого скорость перенаведения антенны выше, чем при наблюдениях на Северном секторе, однако эффективная площадь меньше. Наблюдение источников также происходит в верхней кульминации. Обычно для наблюдений на Южном секторе используется облучатель №2, устроенный аналогично облучателю №1, но имеющий приёмники только на 4 частотах: 2.25, 4.7, 11.2 и 22.3 ГГц. Может

использоваться и облучатель №1, который для этого нужно предварительно развернуть на  $180^\circ$  с помощью поворотного круга в центре телескопа.

Обработка данных РАТАН-600 описана в [90], а также более подробно в докторской диссертации Ю. А. Ковалева [138]. Остановимся на таком её важном аспекте, как калибровка, то есть, перевод отсчётов системы регистрации в единицы измерения плотности потока — янские. Для этого каждый приёмник оснащён генератором шума (ГШ), сигналы которого записываются до и после наблюдения каждого источника. С помощью наблюдений специальных опорных радиоисточников, или калибраторов, с заранее известной плотностью потока определяется зависимость эквивалентной плотности потока ГШ от высоты источника — калибровочная кривая. Излучение калибратора должно быть сильным и как можно менее переменным. Существуют первичные калибраторы — несколько источников, которые в наилучшей степени удовлетворяют таким требованиям и по которым устанавливается шкала плотности потока в радиоастрономии: Лебедь А, Кассиопея А, Крабовидная туманность, Дева А [139—141]. Также существуют вторичные калибраторы, плотность потока которых измеряется относительно первичных и количество которых больше.

Калибровка данных РАТАН-600 по плотности потока имеет важные особенности, вызванные его режимом наблюдений как пассажного инструмента и его высоким разрешением. Полноповоротный радиотелескоп имеет возможность наблюдать один и тот же калибратор на различных высотах и по этим данным восстанавливать калибровочную кривую. РАТАН-600 же наблюдает источники только на одной высоте — той, на которой происходит их кульминация. По этой причине для построения калибровочной кривой нужно использовать измерения различных калибраторов, кульминирующих на разных высотах. Кроме того, первичные калибраторы и некоторые вторичные в силу своей протяжённости не подходят для РАТАН-600. В связи с этим на нём в качестве опорных используются не только общепринятые вторичные калибраторы, но и некоторые дополнительные источники, которые могут со временем менять свою плотность потока из-за переменности. Всё это может вносить систематические погрешности в калибровку РАТАН-600. Для их выявления и компенсации могут быть использованы синхронные наблюдения больших выборок (100 и более) источников, распределённых по всему диапазону высот кульминации, на Северном секторе и на комбинации Южного сектора с Плоским отражателем. Этот метод был предложен в работе [65] с участием диссертанта и впервые реализован в [66].

Ещё одним следствием конструкции РАТАН-600 является специфика составления расписаний наблюдений на нём. Действительно, каждый источник может наблюдаться только один раз за звёздные сутки, в момент своей кульминации, а переустановка антенны и облучателя с одного источника на другой занимает значительное время. Поэтому эффективность использования наблюдательного времени напрямую зависит от степени оптимальности расписания наблюдений. Составление оптимизированного расписания вручную — весьма трудоёмкая задача. Диссертантом была разработана программа для автоматического составления оптимизированных расписаний наблюдений, описанная в §2.2.2.

### 2.2.1 Программа мониторинга РСДБ-ярких АЯГ на РАТАН-600

На РАТАН-600 с 1997 года проводится мониторинг долговременной переменности широкодиапазонных радиоспектров для выборки РСДБ-компактных (см. Главу 1) активных ядер галактик [142]. Исходный состав выборки, наблюдения, их обработка и калибровка описаны в [90]. Изначально для наблюдений были отобраны источники из РСДБ-каталога [143], полученного по двухантенным наблюдениям с межконтинентальными базами, согласно критериям: коррелированная плотность потока  $\geq 0.1$  Ян и склонение  $> -30^\circ$ . Из них 213 источников входили в выборку обзора наземно-космической РСДБ-миссии VSOP на 5 ГГц [137]. По результатам мониторинга за 1997-2000 гг. было проведено исследование формы и переменности, а также моделирование радиоспектров для подвыборки источников VSOP [144; 145]. Позже аналогичный анализ был проведён для более полной выборки 550 источников [146].

В последующие годы мониторинг непрерывно продолжался. Проводилось от 2 до 7 циклов наблюдений в год, в среднем — по 4 цикла в год. В программу добавлялись источники из новых РСДБ-обзоров, в основном, обзоров калибраторов VLBA [например, 29]. Сформированная в результате выборка из примерно 700 источников практически полна по содержанию радиогромких АЯГ с плоским полным спектром (блазаров) до плотности РСДБ-потока около 0.4 Ян. Её неполнота в смысле содержания компактных АЯГ заключалась, главным образом, в недостатке в ней компактных источников с крутым полным спектром; см. обсуждение величины такой неполноты в §1.6. В период работы наземно-космической РСДБ-

миссии «Радиоастрон» целью мониторинга также являлась наземная поддержка обзора АЯГ «Радиоастрона».

Помимо мониторинга, в рамках программы был выполнен также обзор значительно большей выборки источников, каждый из которых наблюдался в одну или несколько эпох. В выборку обзора источники также отбирались по факту их детектирования в РСДБ-обзорах, при этом уровень отсечки по плотности потока был меньше, чем для мониторинга, примерно в два раза. Общее количество наблюдавшихся в программе хотя бы по одному разу компактных АЯГ — около 4500, включая обзор и мониторинг.

### **2.2.2 Автоматизация составления расписаний наблюдений**

В связи с большим размером выборок, наблюдаемых в вышеописанной программе, важную роль играет оптимизация расписаний наблюдений. В данном параграфе речь пойдёт об автоматизации составления оптимизированных расписаний для наблюдений на Северном секторе РАТАН-600, выполненной диссертантом.

На Северном секторе РАТАН-600 наблюдения ведутся круглосуточно. Источники наблюдаются в верхней кульминации. Файлы расписания составляются в специальном текстовом формате `csi`, в котором указываются параметры наблюдений, а также для каждого источника имя, небесные координаты (прямое восхождение и склонение), даты наблюдения и продолжительность времени до и после кульминации в минутах, необходимого для наблюдения. На основе этих файлов программным пакетом автоматической системы управления антенной РАТАН-600 [147] вычисляется время кульминации каждого источника, необходимое для его наблюдения положение элементов антенны и облучателя, а также время, нужное для переустановки антенны между последовательно наблюдаемыми источниками.

В программе мониторинга активных ядер галактик, для которой составляются расписания, в каждом цикле наблюдаются несколько сотен источников. Циклы состоят из некоторого количества полных суток непрерывных наблюдений. Задача состоит в том, чтобы распределить источники по суткам наблюдений таким образом, чтобы обеспечить достаточно большое количество наблюдений

калибровочных и исследуемых источников за счёт минимизации времени на переустановку антенны. Это время сложным образом зависит от склонения источников. Диссертантом написана программа на языке Python, которая решает эту задачу.

На вход программа принимает список калибровочных источников и список исследуемых источников, распределённых по приоритетам. Самый высокий приоритет — у калибраторов, остальные источники разделяются на две или более категории в зависимости от того, какое минимальное количество их наблюдений требуется.

Полный диапазон склонений, доступных для наблюдений, разделяется на небольшие интервалы. Каждому интервалу ставится в соответствие расписание на сутки. Если в наблюдательном цикле больше суток, чем интервалов склонений, некоторые или все суточные расписания повторяются. Интервалы склонений выбираются исходя из распределения исследуемых источников по склонениям и объёма выборки. Удобные границы интервалов обусловлены конструкцией телескопа. Вдоль рельсов, по которым передвигается облучатель, через каждые 20 метров расположены реперы. При установке облучателя в фокус его положение отмеряется от ближайшего репера с южной стороны, к которому для этого привинчивается специальное приспособление. В связи с этим переустановка облучателя со сменой репера занимает больше времени, чем без неё. Поэтому наиболее удобно в качестве границ интервалов выбрать склонения, соответствующие положениям реперов.

Алгоритм работы программы следующий. Сначала в суточные расписания добавляется необходимое количество калибраторов. Затем последовательно для источников каждого приоритета, в порядке его убывания, выполняются следующие шаги:

1. Список источников данного приоритета случайным образом перетасовывается.
2. Каждый источник добавляется, при наличии такой возможности, в суточное расписание, соответствующее интервалу склонений, к которому относится источник. Возможность добавления источника определяется двумя критериями. Во-первых, это наличие достаточного времени для наблюдения данного источника. А именно, должно иметься достаточное время на переустановку антенны и облучателя с того источника, уже имеющегося в расписании, который должен наблюдаться непосредственно

перед добавляемым источником, на добавляемый источник. Аналогично, необходимо достаточное время на перенаведение с добавляемого источника на следующий за ним. Время перенаведения определяется как наибольшее из времени, необходимого на переустановку антенны, и времени, необходимого на переустановку облучателя. Первое рассчитывается с использованием программы из пакета автоматической системы управления антенной РАТАН-600 [147]. Также с помощью этой программы определяются положения облучателя для наблюдения источников. Время на переустановку облучателя определяется как сумма отношения расстояния между двумя положениями к скорости маршевого движения облучателя и добавочного времени в 5 минут для точной установки и горизонтирования кабины операторами. Если время между кульминациями источников больше времени, необходимого на наблюдения каждого источника и переустановку антенны между ними, то первый критерий считается выполненным. Вторым критерием является непревышение максимально допустимого, согласно правилам РАТАН-600, количества источников в сутки.

3. Источники, не вошедшие в суточное расписание, соответствующее их склонению, добавляются в суточные расписания для соседних интервалов по склонениям при наличии в них места. В противном случае, делаются попытки добавить источник в более далёкие по склонению суточные расписания, пока источник не будет добавлен, либо пока не будет превышено предельное расстояние по склонению, заданное в параметрах программы для источников данного приоритета.

После этого, если есть необходимость увеличения количества наблюдений источников, программа ещё раз повторяет эти шаги для источников всех приоритетов, снова начиная с высшего. При этом источники, ранее поставленные в суточные расписания, соответствующие их склонению, добавляются в соседние по склонению или более далёкие суточные расписания при наличии в них места.

Весь вышеописанный алгоритм запускается 100-300 раз. За счёт случайного перемешивания источников, на разных итерациях получается различные расписания. После этого выбирается оптимальное по количеству наблюдений исследуемых источников расписание.

При использовании данной программы, ручная работа сводится только к составлению исходного списка источников и разделению их на приоритеты, а также

к «сшивке» сгенерированных программой суточных расписаний в единое расписание на весь цикл наблюдений.

### 2.3 Широкополосные спектры и кривые блеска TXS 0506+056, полученные на РАТАН-600

Первый мгновенный широкополосный спектр TXS 0506+056 в диапазоне 1-22 ГГц был получен в нашей наблюдательной программе на РАТАН-600 в 1997 году. Спектр был плоским, плотности потока около 0.5 Ян (рис. 2 в работе [145]). В последующие годы TXS 0506+056 был частью регулярного мониторинга в рамках данной программы. С 1997 г. по июнь 2018 г. широкополосные спектры на 4-6 частотах в диапазоне 1-22 ГГц наблюдались в 68 циклах наблюдений (рис. 2.1). Наблюдения проводились на частотах 0.96 (либо 1.25), 2.3, 3.9 (либо 4.7 или 4.8), 7.7 (либо 8.1), 11.2 и 21.7 ГГц; соответствующие длины волн равны 31 (либо 24), 13, 7.6 (либо 6.4 или 6.3), 3.9 (либо 3.7), 2.7 и 1.38 см. Один из циклов проходил в сентябре 2017 г.; он обозначен на рис. 2.1 эпохой 2017.70. В этом цикле TXS 0506+056 наблюдался 6, 14, 16 и 22 сентября (эпохи 2017.69, 2017.72, 2017.73 и 2017.74). Последняя из этих дат совпала с датой регистрации нейтрино IceCube-170922A. Четыре эпохи сентября 2017 г. показаны отдельно на правом нижнем графике рис. 2.1; таким образом, всего на нём показаны спектры за 72 эпохи. Дополнительные спектры TXS 0506+056, полученные на РАТАН-600 другими авторами, опубликованы в [148].

Континуумные радиоспектры обычно разделяются по величине спектрального индекса  $\alpha$  на плоские ( $\alpha \geq -0.5$ ) и крутые ( $\alpha < -0.5$ ) — см. Введение к диссертации и Главу 1. В работе [149] на основе наблюдений более 1500 АЯГ на РАТАН-600 в рамках данной программы была введена более детальная классификация на пять типов (рис. 2.2):

1. С пиком. Источники с таким типом спектра составляют 11% наблюдавшейся в нашей программе выборки.
2. Падающий:  $\alpha < -0.1$  (41% выборки).
3. Растущий:  $\alpha > +0.1$  на трёх и более самых высоких частотах (10% выборки).

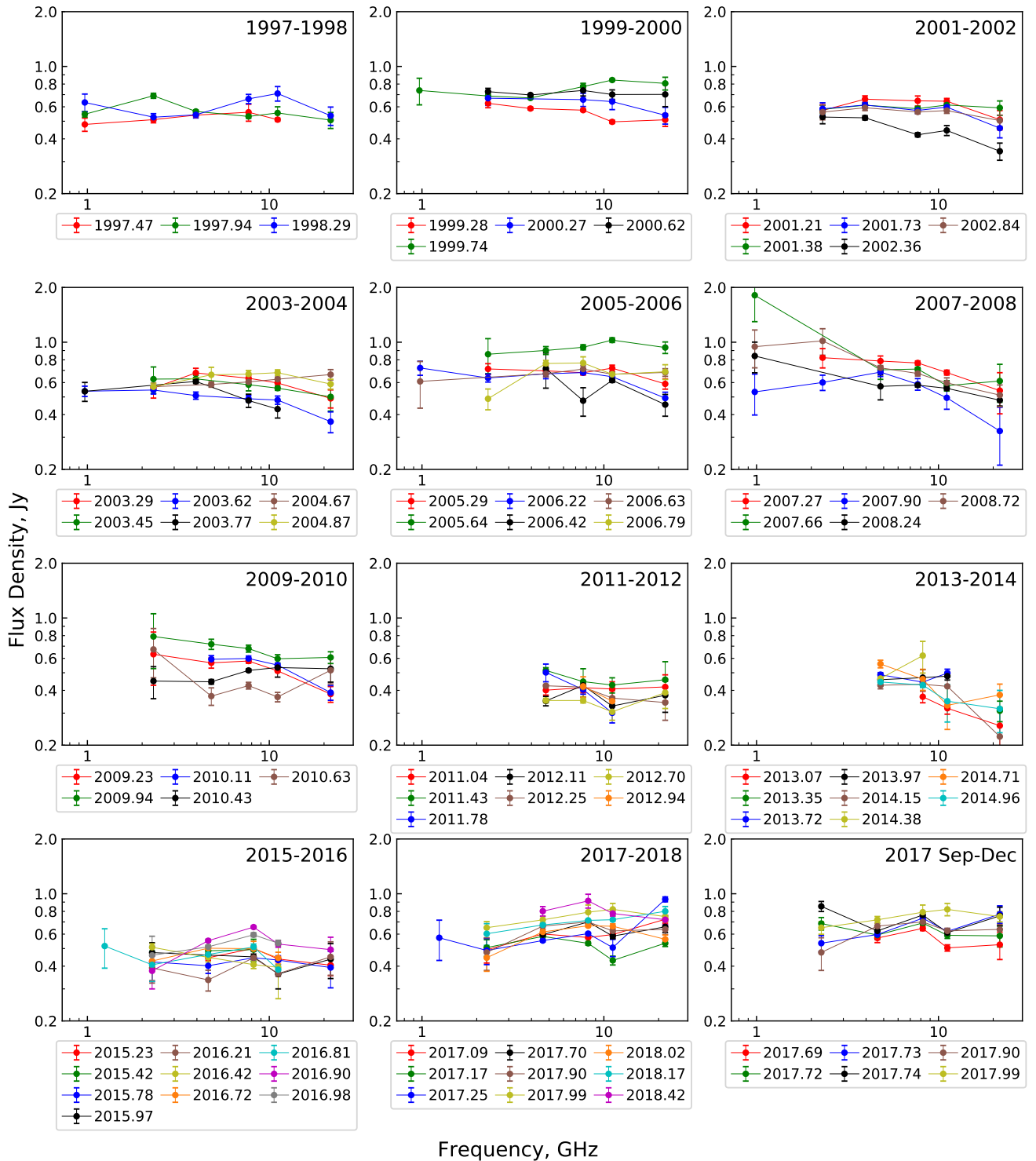


Рисунок 2.1 — Мгновенные широкополосные спектры блазара TXS 0506+056 в диапазоне 1-22 ГГц, полученные на РАТАН-600 в 72 эпохи в 1997-2018 гг. По горизонтальной оси каждого графика отложена частота в ГГц, по вертикальной — плотность потока в Ян. Эпохи указаны на легендах графиков в формате года и его сотых долей. На правом нижнем графике более детально показана эволюция спектра во втором полугодии 2017 года, близко по времени к моменту регистрации нейтрино IceCube-170922A. Эпоха 2017.74 соответствует дате регистрации, 22.09.2017 г. Спектр на эпоху 2017.70 на среднем графике в нижнем ряду является усреднением эпох 2017.69, 2017.72, 2017.73 и 2017.74.



4. Суперплоский:  $|\alpha| \leq 0.1$  на трёх или более самых высоких частотах (20% выборки).
5. Переменный. Спектр таких источников переходит со временем из одного в другой из вышеперечисленных типов (14% выборки).

TXS 0506+056 в большинство эпох имел суперплоский спектр. К этому типу относится примерно каждый пятый из компактных АЯГ, составляющих выборку нашего мониторинга. В отдельные эпохи, включая сентябрь 2017 г., спектр TXS 0506+056 отклонялся от суперплоского. Переменность формы спектра также является распространённым явлением для компактных АЯГ. Сравнение спектров TXS 0506+056 со спектрами других источников, мониторинг которых проводится на РАТАН-600 (см. примеры на рис. 2.2 и 2.3), позволяет сделать вывод, что данный блазар является типичным переменным АЯГ.

На рис. 2.4 показана многочастотная кривая блеска TXS 0506+056 за 1997-2018 гг., полученная на РАТАН-600. После минимума в 2013 г. в источнике началась сильная вспышка. Момент регистрации серии нейтрино в 2014-2015 гг. пришёлся на самое начало вспышки, а момент события IceCube-170922A с более высокой энергией — на период роста плотности радиопотока. Вспышка TXS 0506+056, начавшаяся в 2014 году — третья в источнике за период наблюдений. Последующие наблюдения, частично опубликованные в [142], показали, что эта вспышка в разы сильнее предыдущих. Она достигла своего максимума в 2020 г. с плотностями потока, превышающими 2 Ян.

## 2.4 Обсуждение результатов

Наши кривые блеска TXS 0506+056 согласуются с полученной в мониторинге OVRO на 15 ГГц [133]. Факт начала крупной радиовспышки источника одновременно с детектированием нейтрино в направлении на него делает отождествление источника нейтрино с данным блазаром ещё более надёжным, дополняя данные о вспышке в гамма-диапазоне, опубликованные в [39].

Сравнение широкополосных радиоспектров TXS 0506+056 с радиоспектрами остальных примерно 700 источников, наблюдавшихся в нашем многолетнем мониторинге на РАТАН-600, не показало каких-либо уникальных особенностей данного блазара. По всей видимости, TXS 0506+056 является типичным пе-

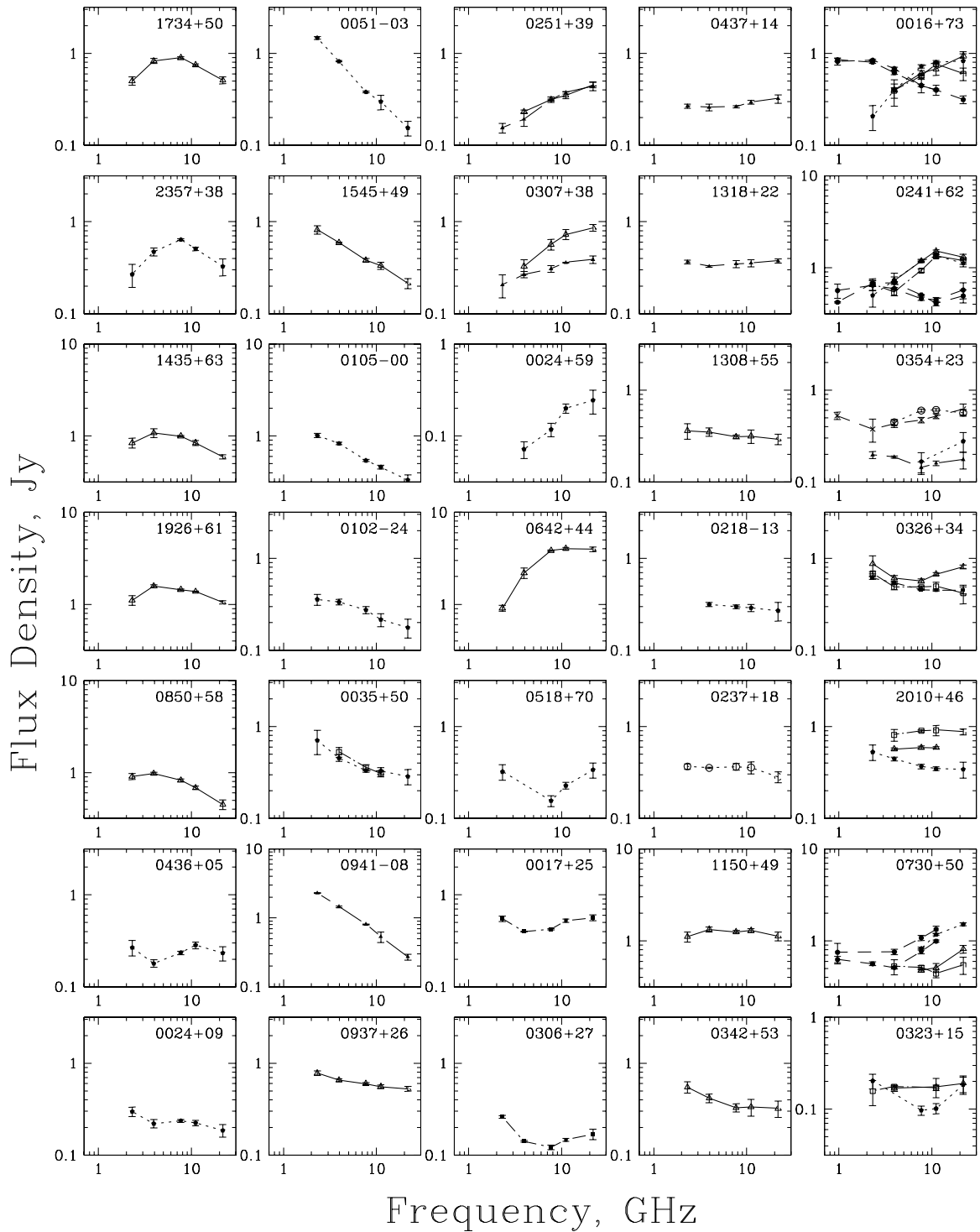


Рисунок 2.2 — Примеры полученных на РАТАН-600 мгновенных широкополосных радиоспектров АЯГ из нашей выборки, относящихся к пяти типам спектров (номера столбцов слева направо): 1) с пиком; 2) падающие; 3) растущие; 4) суперплоские; 5) переменные со временем между типами 1-4. По горизонтальной оси отложена частота в ГГц, по вертикальной — плотность потока в Ян. Имена источников по их координатам на эпоху В1950 указаны в углу каждой панели.

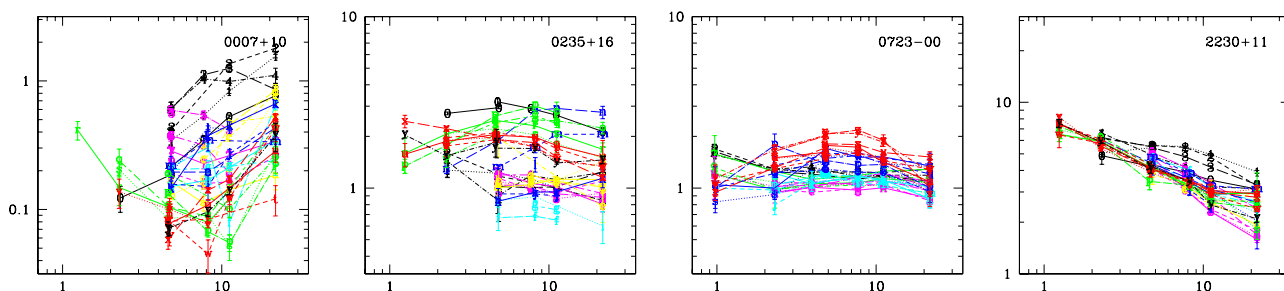


Рисунок 2.3 — Примеры долговременной переменности широкополосных радиоспектров АЯГ из нашей выборки. По горизонтальной оси отложена частота в ГГц, по вертикальной — плотность потока в Ян. Имена источников по их координатам на эпоху В1950 указаны в углу каждой панели. Для 0723–00 показаны измерения за 1997-2009 гг., для остальных трёх источников — за 2009-2017 гг. 2230+11 во все эпохи имеет падающий спектр, у 0007+10, 0235+16 и 0723–00 тип спектра переменен со временем.

ременным радиогромким АЯГ. Это противоречит выводу о его выделенности, сделанному на основе анализа выборок гамма-ярких блазаров. Действительно, дальнейшие исследования [56—58] показали со статистической значимостью более  $4\sigma$ , что значительная доля нейтрино в диапазоне энергий от ТэВ до ПэВ приходит от радиоярких блазаров, а время детектирования нейтрино соответствует радиовспышкам в них.

Все известные на сегодняшний день реалистичные механизмы рождения нейтрино высоких энергий в астрофизических источниках предполагают участие релятивистских протонов [например, 43]. При взаимодействии ускоренных протонов с фотонами или с протонами из окружающего вещества рождаются  $\pi$ -мезоны, которые затем распадаются с испусканием нейтрино. В случае блазаров более вероятен протон-фотонный канал ( $p\gamma$ ), так как интенсивность электромагнитного излучения в центральных областях таких источников высока, а плотность вещества достаточно низка. Таким образом, отождествление источника нейтрино с блазарами говорит о наличии в них релятивистских протонов, ускоренных до энергий порядка десятков ПэВ; это было отмечено в вышеупомянутой работе коллаборации IceCube [39]. При этом временная корреляция детектирования нейтрино с радиовспышками означает связь процессов, ответственных за рождение нейтрино и за генерацию синхротронного излучения в радиоядрах блазаров. Такая связь может иметь место, во-первых, если наблюдаемое в радиодиапазоне излучение является синхротронным излучением релятивистских протонов. Эта

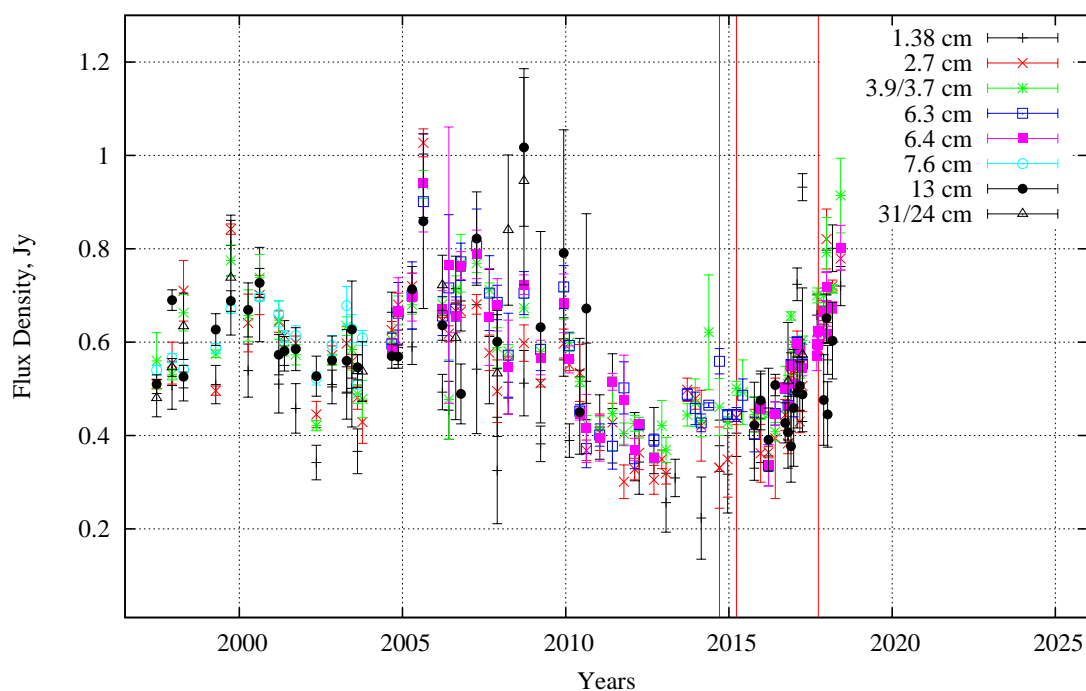


Рисунок 2.4 — Кривая блеска (зависимость плотности потока в янских от эпохи наблюдения в годах) источника TXS 0506+056 на длинах волн от 1.38 до 31 см по данным РАТАН-600. Красные вертикальные линии обозначают дату регистрации нейтрино IceCube-170922A, 22 сентября 2017 г., а также временной интервал регистрации нейтрино меньших энергий в сентябре 2014 — марте 2015 гг.

модель позволяет также объяснить яркостные температуры АЯГ, превышающие обратный комптоновский предел для синхротронного излучения электронов, открытые наземно-космическим интерферометром «РадиоАстрон» [46; 150; 151]. В то же время, в [152] было показано, что излучение протонов подавляется синхротронным самопоглощением электронов. Вторая возможная причина связи между синхротронными вспышками и образованием нейтрино заключается в следующем: при вспышках возрастает плотность фотонов, что увеличивает вероятность их взаимодействия с протонами в джете с образованием нейтрино. Накопление статистики астрофизических нейтрино с помощью существующих и новых детекторов нейтрино, а также анализ наблюдений «РадиоАстрона» и, в будущем, других наземно-космических РСДБ-проектов, помогут уточнить механизмы генерации электромагнитного излучения и нейтрино в джетах АЯГ. Однако уже на

основании полученных в данной диссертации результатов можно утверждать, что радиояркие блазары должны обладать механизмом эффективного ускорения таких массивных частиц, как протоны, до скоростей, близких к скорости света.

## 2.5 Выводы

В данной главе представлены результаты наблюдений блазара TXS 0506+056, являющегося вероятным источником нейтрино высоких энергий, в рамках мониторинга выборки радиоярких АЯГ на радиотелескопе РАТАН-600 на 6 частотах от 1 до 22 ГГц. В ходе реализации этой наблюдательной программы была создана программа для автоматического составления оптимизированных под особенности РАТАН-600 расписаний наблюдений. Широкополосные спектры и кривые блеска TXS 0506+056, полученные с 1997 по 2018 годы, сравнивались с аналогичными данными для остальных источников выборки. Анализ радиоспектра и переменности TXS 0506+056 показал, что:

1. Нейтринные события в 2014-2015 и в 2017 годах, отождествлённые с блазаром TXS 0506+056, пришлись на период начала и развития сильной вспышки в нём на сантиметровых длинах волн. Это независимо подтверждает, что данный блазар является вероятным источником высокоэнергичных нейтрино.
2. Спектр источника является типичным для переменных блазаров. Он относится к классу суперплоских, который составляет 20% от наблюдавшейся выборки компактных АЯГ. Это может означать, что блазары могут давать существенный вклад в поток нейтрино высоких энергий.
3. Данные результаты указывают на связь процессов генерации нейтрино и вспышек синхротронного радиоизлучения в ядрах блазаров. Это предполагает наличие в джетах блазаров эффективного механизма ускорения протонов до ультрарелятивистских скоростей.

### Глава 3. Оценка Доплер-фактора джетов по РСДБ-измерениям яркостной температуры для полной по плотности потока выборки АЯГ

Данная глава посвящена получению значений Доплер-фактора из измерений яркостной температуры радиоядер джетов АЯГ в проекте MOJAVE и анализу результатов на наличие систематических смещений. Рассмотрены различные методы оценки Доплер-фактора, применимые для АЯГ. Описаны выборка источников и наблюдения программы MOJAVE. Изложена методика измерения яркостных температур по данным MOJAVE, определения характерного для выборки значения яркостной температуры в собственной системе отсчёта источников и оценки Доплер-факторов, а также Лоренц-факторов и углов джетов к лучу зрения наблюдателя. Описывается сравнительный анализ значений Доплер-фактора, полученных в данной работе и оценённых ранее другими методами, на основе чего обосновывается надёжность полученных значений. Обсуждается область применения результатов.

Результаты, представленные в данной главе, текст, таблица и рисунки основаны на работе [А3]. Личный вклад диссертанта в данную работу указан во Введении к диссертации.

#### 3.1 Релятивистский Доплер-фактор и методы его оценки для АЯГ

Фактор Доплера (или Доплер-фактор)  $\delta$  джета АЯГ определяется как отношение энергии кванта света  $\varepsilon^{\text{host}}$  в системе покоя родительской галактики к его энергии  $\varepsilon^{\text{int}}$  в системе покоя излучающих областей джета, движущихся относительно центральной машины со скоростью, равной по модулю  $v = \beta c$  и направленной под углом  $\theta$  к направлению на наблюдателя:

$$\delta \equiv \frac{\varepsilon^{\text{host}}}{\varepsilon^{\text{int}}} = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (3.1)$$

где  $c$  — скорость света,  $\Gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  — Лоренц-фактор джета [например, 153]. В свою очередь,  $\varepsilon^{\text{host}}$  связана с наблюдаемой энергией кванта  $\varepsilon^{\text{obs}}$  через космоло-

гическое красное смещение  $z$ :

$$\varepsilon^{\text{host}} = (1 + z)\varepsilon^{\text{obs}}. \quad (3.2)$$

Здесь и далее везде верхним индексом «obs» будем обозначать величины в системе отсчёта наблюдателя на Земле, «host» — в системе покоя родительской галактики, «int» — в системе покоя излучающей области.

Наиболее надёжный прямой способ определения фактора Доплера астрофизических источников — это измерение доплеровского смещения спектральных линий. Однако в излучении релятивистских джетов АЯГ спектральные линии отсутствуют. Те линии, которые наблюдаются в спектрах АЯГ, формируются не в джетах как таковых, а в окружающих их областях, движущихся с гораздо меньшими скоростями. Поэтому для определения Доплер-фактора джетов АЯГ применяются различные косвенные методы. Перечислим их.

1. По отношению яркостей джета, направленного в сторону наблюдателя, и джета, направленного в обратную сторону (т. н. контрджета) [154; 155]. Имея измерения этого отношения, а также угла джета к лучу зрения либо видимой скорости джета, можно вычислить Доплер-фактор. Предположения этого метода основаны на соображениях симметрии. Предполагается, во-первых, равенство истинных скоростей приближающегося и удаляющегося джетов, во-вторых, что в излучении джет и контрджет одинаковы, за исключением разного доплеровского усиления. Однако, второе предположение нарушается из-за переменности излучения, которая у контрджета отстаёт по фазе от приближающегося джета. Ещё более серьёзная трудность заключается в следующем: для большинства компактных АЯГ эффект Доплера силен настолько, что контрджет на порядки тусклее приближающегося джета (в  $10^4$ – $10^7$  раз, согласно моделированию в [45]). Как следствие, контрджет на парсековых масштабах надёжно детектируется лишь у единичных источников.
2. По обратному комптоновскому рассеянию [например, 156]. По измеренной РСДБ плотности потока компактных компонент в радиодиапазоне с помощью модели обратного комптоновского рассеяния вычисляется рентгеновская плотность потока. Превышение вычисленным значением наблюдаемой рентгеновской плотности потока интерпретируется как следствие доплеровского усиления. Данный метод опирается на предположения, которые не выполняются во многих источниках [157]: предпо-

ложение о генерации радио- и рентгеновского излучения в одной и той же компактной области и предположение, что частота РСДБ-наблюдений равна частоте синхротронного пика. Кроме того, ввиду сильной переменной компактных АЯГ, РСДБ и рентгеновские наблюдения должны проводиться одновременно, что в большинстве случаев не удаётся осуществить. В связи с данными недостатками, этот метод в настоящее время практически не применяется.

3. По измерениям времени высвечивания компонент  $\Delta t_{\text{var}}^{\text{obs}}$  РСДБ-изображения джета [53; 158]. Эффект Доплера приводит к следующему соотношению между характерными временами переменности в системах отсчёта наблюдателя и источника:

$$\Delta t_{\text{var}}^{\text{obs}} = \frac{1+z}{\delta} \Delta t_{\text{var}}^{\text{int}}. \quad (3.3)$$

В данном подходе предполагается, что характерное время высвечивания компоненты в собственной системе отсчёта  $\Delta t_{\text{var}}^{\text{int}}$  равно времени, за которое свет проходит через компоненту.

4. С помощью популяционного синтеза и сравнения его результатов с данными наблюдений статистически полных выборок. Например, в проекте MOJAVE [45, см. описание проекта в §3.2] распределение Доплер-факторов наблюдавшейся выборки компактных АЯГ, отобранной по плотности потока на 15 ГГц, было восстановлено путём популяционного моделирования распределений видимых скоростей джетов, красных смещений, плотности потока и радиосветимости. Данный метод, однако, позволяет определить только распределение Доплер-фактора в выборке, но не значения для конкретных источников.
5. По измерениям яркостной температуры. В настоящее время это самый широко используемый метод. Имея измерения наблюдаемой яркостной температуры и оценку её значения в системе покоя излучающей области, можно вычислить Доплер-фактор из отношения этих величин. А именно, если яркостная температура определяется из РСДБ-наблюдений путём подгонки моделей распределения яркости к изображению или функции видности источника, то она преобразуется между системами отсчёта следующим образом:

$$T_{\text{b}}^{\text{int}} = \frac{1}{\delta} T_{\text{b}}^{\text{host}} = \frac{1+z}{\delta} T_{\text{b}}^{\text{obs}}. \quad (3.4)$$



Если же яркостная температура вычисляется с использованием размера источника, определённого по характерному времени его переменности (обозначим её  $T_{b,\text{var}}$ ), то справедливо иное преобразование:

$$T_{b,\text{var}}^{\text{int}} = \frac{1}{\delta^3} T_{b,\text{var}}^{\text{host}} = \frac{(1+z)^3}{\delta^3} T_{b,\text{var}}^{\text{obs}}. \quad (3.5)$$

Вывод формул (3.4) и (3.5) см., например, в [153]. Существует несколько вариантов этого метода, соответствующих различным способам определения  $T_b^{\text{int}}$ :

- а) В предположении, что джеты АЯГ находятся в состоянии равнораспределения между энергией частиц и магнитного поля, можно вычислить, что яркостная температура в собственной системе отсчёта джета  $T_b^{\text{int}} \approx 5 \cdot 10^{10}$  К [49]. С использованием этой оценки определение Доплер-фактора АЯГ было выполнено по РСДБ-наблюдениям в [54; 159], а также по измерениям временных масштабов переменности по кривым блеска в радиодиапазоне в [50; 51; 157]. Следует отметить, что в последнем случае анализируется состояние вспышечной активности источников, при котором предположение о равнораспределении энергии не оправдано.
- б) Среднее по выборке значение  $T_b^{\text{int}}$  может быть определено без предположения о равнораспределении с использованием распределения Доплер-фактора из популяционного моделирования, как это сделано в [52].
- в) Иной метод определения  $T_b^{\text{int}}$  был использован в данной работе. Он основан на работе [55], в которой было показано, что  $T_b^{\text{int}}$  можно определить напрямую из видимых скоростей джета и яркостных температур, полученных по РСДБ-наблюдениям.

### 3.2 Программа РСДБ-мониторинга MOJAVE

Аббревиатура MOJAVE расшифровывается как «Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments», что в переводе на русский язык означает «Мониторинг джетов активных ядер галактик с помощью экспериментов

VLBA». Это проект исследования формы, структуры, кинематики и поляризационных свойств релятивистских джетов АЯГ на основе регулярных многолетних их наблюдений с угловым разрешением в доли миллисекунд на американской РСДБ-сети VLBA на частоте 15 ГГц.

Проект начался со времени ввода в строй VLBA в 1994 году. Сначала было проведено картографирование более сотни АЯГ в рамках обзора на 2 см [160]; в течение последующих нескольких лет количество источников было увеличено до 250 [85]. С 2002 года наблюдения продолжились в рамках собственно проекта MOJAVE с добавлением поляризационного картографирования [161].

На сегодняшний день открытый архив MOJAVE<sup>11</sup> включает в себя около десяти тысяч наблюдений на VLBA на 15 ГГц более 500 АЯГ с 1994 года до настоящего времени. Данные были получены в рамках обзора VLBA на 2 см и программы MOJAVE, а также взяты из архива Национальной радиоастрономической обсерватории США<sup>12</sup>. Источники отбирались по коррелированной плотности потока, излучению в гамма-диапазоне, а также по причине их наблюдения в других программах мониторинга АЯГ. Необходимыми критериями были склонение  $> -30^\circ$  на эпоху J2000, чтобы обеспечить достаточное заполнение плоскости пространственных частот при наблюдении на VLBA, и плотность VLBA-потока  $\gtrsim 50$  мЯн на 15 ГГц, чтобы интерферометрические лепестки детектировались напрямую, без дополнительных фазовых калибраторов, а также чтобы отношение сигнал-шум было достаточным для проведения самокалибровки (см. §1.2.3).

В 2019 году на основе почти четверти века наблюдений в рамках данной программы была сформирована статистически полная по плотности VLBA-потока выборка АЯГ, названная 1.5 Jy Quarter Century MOJAVE sample (1.5JyQC) — Четвертьвековая выборка MOJAVE до уровня 1.5 Ян. В ней вошли все 232 АЯГ со склонением  $> -30^\circ$ , у которых с начала 1994 г. до начала 2019 г. было зафиксировано превышение плотностью VLBA-потока на 15 ГГц порога в 1.5 Ян. Данная полная выборка радиогромких блазаров покрывает 75% площади неба.

Количество эпох наблюдений значительно различается для разных источников выборки, поскольку они были включены в программу в разное время и

<sup>11</sup><http://www.physics.purdue.edu/MOJAVE>

<sup>12</sup><http://archive.nrao.edu>

по разным причинам. Большинство источников наблюдались от 5 до 15 раз. Значительное количество источников наблюдалось существенно большее число раз, из них больше всего наблюдений у BL Lacertae (TXS 2200+420) — около 150. Некоторое количество источников имеют 4 и менее эпох наблюдений. Медианный промежуток времени между наблюдениями лежит в диапазоне от 35 дней для BL Lacertae до примерно 2 лет у некоторых источников. Столь большой разброс обусловлен стратегией наблюдений MOJAVE: источники наблюдаются тем чаще, чем выше угловая скорость движения видимых компонент их радиоджетов.

### 3.3 Измерение яркостных температур радиоядер релятивистских джетов

В настоящей работе были использованы данные для тех источников выборки MOJAVE, для которых в исследуемом временном диапазоне с 31 августа 1994 г. до 4 августа 2019 г. имеются 5 и более эпох наблюдений. Это 447 АЯГ, из которых 206 входят в статистически полную выборку до 1.5 Ян (1.5JyQC, см. §3.2). Для различных источников наблюдения охватывают период от полутора до 25 лет. Данные обрабатывались традиционным образом в пакете AIPS [59] (см. обсуждение обработки РСДБ-данных в Главе 1), затем проводилось гибридное картографирование, использующее метод CLEAN и самокалибровку, в пакете Difmap [62; 72; 73]. Анализ кинематики джетов по этим данным был выполнен в [162].

Для каждой эпохи наблюдения каждого источника яркостная температура радиоядра джета измерялась путём подгонки эллиптической гауссианы к функции видности. Сначала с CLEAN-карты источника в пакете Difmap удалялись CLEAN-компоненты в области вокруг ядра с размерами, равными размеру диаграммы направленности по половине максимума при натуральном взвешивании. В некоторых случаях размер области увеличивался, если это приводило к уменьшению финального  $\chi^2$  подогнанной гауссианы. Центром области являлся пиксель, ближайший либо к положению ядра, определённого в кинематическом анализе в [162], либо к ближайшему к ядру локальному максимуму интенсивности, если расстояние от этого максимума до ядра не превышало половину ширины диаграммы направленности. Удалённые CLEAN-компоненты заменялись на одну эллиптическую гауссиану, и эта комбинированная модель подгонялась к функ-

ции видности. В результате подгонки получалась модель, в которой гауссиана описывает область радиоядра, где оптическая толща примерно равна единице, а CLEAN-компоненты — остальную структуру источника.

Рис. 3.1 иллюстрирует этот метод. На нём показана внутренняя область источника 0003+380 для первых шести эпох его наблюдения. Поскольку вся область ядра моделируется одной гауссианой, любая субструктура этой области усредняется. В некоторых случаях это приводит к заметно худшей, чем в среднем, сходимости модели (см. вторую карту на рис. 3.1). В эту эпоху только что появившаяся новая компонента структуры джета ещё недостаточно отделилась от ядра, чтобы в данном подходе быть описанной CLEAN-компонентами. В таких случаях можно было бы подгонять две гауссианы в области ядра вместо одной. Однако представляет трудность определение надежных критериев, в каких случаях использовать одну гауссиану, а в каких две. Напротив, использование всегда только одной гауссианы обеспечивает единообразный подход ко всем эпохам и ко всем источникам, лишь в отдельных случаях, подобных описанному выше, приводя к ложному увеличению размеров ядра и, как следствие, к возможной недооценке яркостной температуры.

В результате подгонки модели определялась пиковая яркостная температура подогнанной гауссианы в переводе в систему покоя родительской галактики [например, 85] (см. также §1.2.4):

$$T_b^{\text{host}} = 1.22 \cdot 10^{12} \frac{S_G(1+z)}{\Omega_{\text{maj}}\Omega_{\text{min}}\nu_{\text{obs}}^2} \text{ K}, \quad (3.6)$$

где  $S_G$  — плотность потока гауссовой компоненты в янских,  $z$  — красное смещение источника,  $\Omega_{\text{maj}}$  и  $\Omega_{\text{min}}$  — длина в миллисекундах дуги большой и малой осей эллипса, образованного сечением гауссовой компоненты по уровню половины максимума, а  $\nu_{\text{obs}}$  — частота наблюдения в ГГц.

Далее для краткости будем называть полученную напрямую из наблюдений по формуле (3.6) яркостную температуру в системе покоя родительской галактики  $T_b^{\text{host}}$  наблюдаемой яркостной температурой, чтобы отличать её от яркостной температуры в собственной системе отсчёта излучающей области  $T_b^{\text{int}}$ .

В случаях, когда ядро не разрешается VLBA, вычислялись верхние пределы на размер и нижние пределы на яркостную температуру одним из двух методов:

1. Методом из [85], описанным также в данной диссертации в §1.2.4.
2. Путём увеличения углового размера подгоняемой гауссианы до тех пор, пока приведённый  $\chi^2$  модели не увеличивался на 1.0.

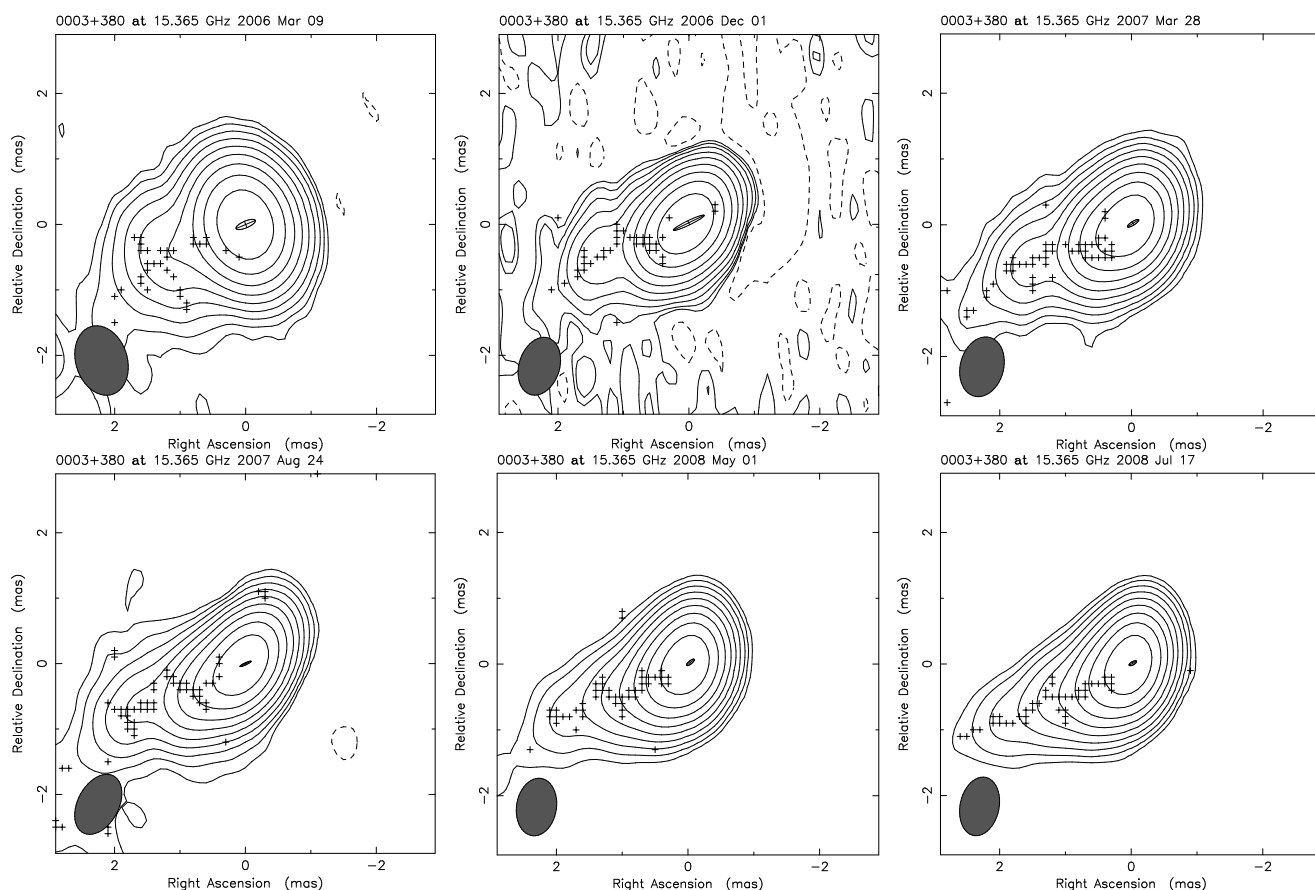


Рисунок 3.1 — Карты с натуральным взвешиванием, иллюстрирующие моделирование области ядра источника 0003+380 для первых шести эпох его наблюдения: верхний ряд слева направо — 9 марта 2006 г., 1 декабря 2006 г., 28 марта 2007 г.; нижний ряд слева направо — 24 августа 2007 г., 1 мая 2008 г., 17 июля 2008 г. По осям отложены относительные прямые восхождения и склонения в миллисекундах дуги. Контуры интенсивности начинаются на уровне 0.2% и возрастают с коэффициентом 2 до 51.2% от пиковой интенсивности, равной для показанных карт (в хронологическом порядке) 0.543, 0.363, 0.427, 0.417, 0.601 и 0.545 Ян/луч, соответственно. Размер диаграммы направленности, с которой восстановлена карта, по уровню половины максимума показан серым эллипсом в левом нижнем углу каждой карты. Как описано в тексте, вблизи ядра CLEAN-компоненты (показанные знаками «+») заменены одной гауссианой (показанной эллипсом). Повышенный уровень шума во вторую эпоху вызван вылетом из ядра новой компоненты, которая ещё находится очень близко к ядру и поэтому искажает модель, описывающую его.

В каждом случае использовался тот метод, который давал более консервативный предел. Для источников с неизвестным красным смещением вычислялась яркост-

ная температура в системе наблюдателя ( $z = 0$ ) как нижний предел на яркостную температуру в системе отсчёта родительской галактики.

Чтобы проверить пригодность данного метода, он был апробирован на искусственных данных. Был сгенерирован набор моделей оптически тонких однородных сферических источников. Они имели одинаковую плотность потока 1 Ян, но разные угловые размеры: 0.010, 0.025, 0.050, 0.100, 0.250, 0.500, 1.000 и 2.000 миллисекунды дуги. Этот диапазон включает размеры от не разрешаемых VLBA на данной частоте до существенно превосходящих размеры диаграммы направленности. С помощью функции UVMOD пакета AIPS были сгенерированы искусственные интерферометрические данные на основе этих моделей с добавлением теплового шума и с реальными  $uv$ -покрытиями, соответствующим нескольким эпохам наблюдений источников 0415+379 и 1510–089. Было сделано гибридное картографирование этих данных тем же способом, что и для реальных данных MOJAVE, а затем для них был проведён весь анализ, описанный выше. За редкими исключениями, все модели с диаметром  $<0.050$  миллисекунд дуги оказались неразрешёнными, в то время как большинство моделей с диаметром 0.050 миллисекунд дуги и более были разрешены. Для каждой комбинации источника, определяющего  $uv$ -заполнение (из двух перечисленных выше), и диаметра модели, при диаметрах 0.050 миллисекунд дуги и более, была вычислена медиана пиковой яркостной температуры гауссианы, описывающей «ядро», по всем эпохам. Это значение сравнивалось с ожидаемой яркостной температурой в центре сферы в каждом случае. Отношение той и другой величины не должно равняться единице, так как гауссиана имеет более острый пик, чем распределение яркости однородной оптически тонкой сферы. В самом деле, было получено среднее значение отношения 1.81. Это отношение примерно одинаково для размеров модели от 0.050 до 2.000 миллисекунд дуги; стандартное отклонение его распределения равно 0.15; значимой зависимости от диаметра сферы не обнаружено. Это показывает, что в случае больших диаметров остающиеся CLEAN-компоненты, аппроксимирующие протяжённую структуру, не влияют на качество описания гауссианой яркостной температуры в центре сферы. При этом в случае пяти из шести моделей с разрешаемой структурой данные с  $uv$ -покрытием для источника с низким склонением дают большую медианную яркостную температуру, чем для источника с высоким склонением. Разница в среднем составила  $10\% \pm 4\%$ . Это означает, что различное  $uv$ -покрытие для различных источников может приводить к небольшой погрешности измерений яркостной температуры.

То, что измеренная пиковая яркостная температура гауссианы отличается в 1.8 раз от ожидаемой яркостной температуры в центре однородной сферы, иллюстрирует тот факт, что яркостные температуры, определённые описанным методом подгонки гауссианы, могут быть завышенными для областей с более однородным распределением яркости. Неочевидно, насколько хорошо распределение яркости в неоднородном видимом начале конического или параболического джета описывается одной гауссианой. Вследствие этого, абсолютные значения яркостных температур, определённые в данной работе, следует интерпретировать с осторожностью. Однако постоянный коэффициент, зависящий от геометрии излучающей области, сокращается при вычислении Доплер-фактора по формуле (3.4).

На рис. 3.2 показаны зависимости яркостной температуры радиоядра от эпохи наблюдения. Для каждого источника были найдены медиана и 25-й и 75-й процентиля распределения яркостных температур, показанные на рис. 3.2 чёрными, красными и синими линиями, соответственно. Так как среди измерений  $T_b^{\text{host}}$  присутствуют нижние пределы, были определены и нижние, и верхние (когда это было возможно) границы возможных значений этих квантилей. Для определения нижних границ нижние пределы рассматривались как обычные измерения. Для определения верхних границ все нижние пределы сдвигались выше всех измерений. Если и верхняя, и нижняя граница определены, значение квантиля вычислялось как среднее между ними. В некоторых случаях, когда среди индивидуальных значений  $T_b^{\text{host}}$  слишком много нижних пределов, верхнюю границу медианы, 25-го или 75-го процентиля невозможно определить. В таком случае, считался известным лишь нижний предел на соответствующий квантиль.

### 3.4 Оценка собственной яркостной температуры и фактора Доплера

В работе [55] было показано, как с помощью наблюдаемых яркостных температур радиоядер  $T_b^{\text{host}}$  и видимых скоростей движения джетов для большой выборки определить характерную яркостную температуру  $T_b^{\text{int}}$  в системе покоя излучающего джета (собственную яркостную температуру) для выборки в целом. Ещё раз отметим, что здесь и далее для краткости наблюдаемой яркостной температурой называется яркостная температура в системе покоя родительской галактики, то есть, уже исправленная за красное смещение. В настоящей работе

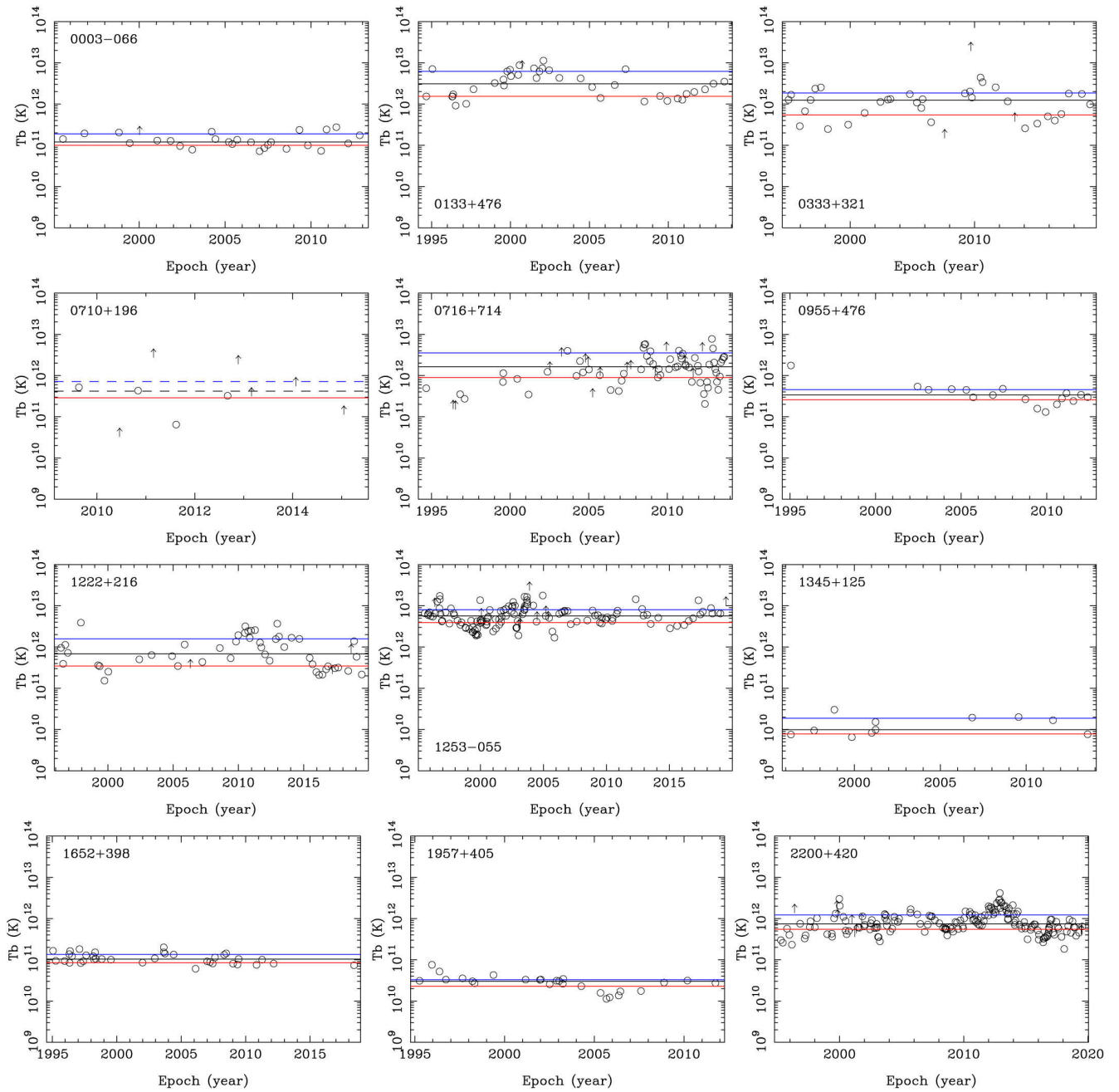


Рисунок 3.2 — Примеры зависимостей наблюдаемой яркостной температуры радиоядра АЯГ в кельвинах от времени в годах для разных источников. Графики для всех 447 источников выборки доступны в онлайн-версии статьи [A3]: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/ac27af#apjac27aff2>. Кружки обозначают измерения, стрелки — нижние пределы. Чёрной линией показана медиана, красная и синия линии — 25-й и 75-й процентиля, соответственно. Линии штриховые, если для соответствующих величин получены только нижние пределы.

аналогичный анализ был проведён на большем, чем в [55], объёме данных, после чего для каждого джета выборки в отдельности был оценён Доплер-фактор.



Для статистического анализа с целью определения  $T_b^{\text{int}}$  каждый источник должен быть охарактеризован одной парой значений наблюдаемой яркостной температуры и видимой скорости джета. В качестве характерной яркостной температуры использовалась медианное значение  $T_b^{\text{host}}$ ; будем далее называть его медианной наблюдаемой яркостной температурой радиоядра. Более сложной является проблема выбора характерной наблюдаемой скорости, так как разные компоненты джета обычно имеют разные скорости, иногда различающиеся в разы. Детали структуры джета могут быть как сгустками плазмы, так и ударными волнами [109; 110]. Во втором случае они могут распространяться со скоростью, отличной от скорости потока вещества в джете. Поэтому априори непонятно, какая из наблюдаемых скоростей компонент джета лучше всего соответствует скорости джета как целого.

Для исследования этого вопроса были проанализированы зависимости от наблюдаемой яркостной температуры трёх величин: максимальной видимой скорости, медианной видимой скорости, а также видимой скорости той компоненты джета, которая в первую эпоху своего наблюдения была ближе к ядру, чем все остальные компоненты в первую эпоху их наблюдения. Для получения распределения скоростей для данного источника рассматривались только детали джета со значимыми скоростями,  $\geq 3\sigma$ , в приближающемся к наблюдателю джете согласно [162]; детали с движением в обратную сторону исключались. В анализ включались только источники, в которых наблюдалось 5 и более компонент со скоростями, удовлетворяющими вышеперечисленным критериям. Источники, для которых был получен только нижний предел на яркостную температуру, исключались из анализа. Рис. 3.3 показывает зависимости трёх перечисленных характерных скоростей джетов от медианной наблюдаемой яркостной температуры ядра для 83 источников, удовлетворяющих данным критериям.

Видимая скорость компонент джета в проекции на картинную плоскость в единицах скорости света равна [например, 153]:

$$\beta_{\text{app}} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (3.7)$$

где  $\beta$  — истинная скорость компонент джета в единицах скорости света, а  $\theta$  — угол между направлением джета и лучом зрения. При фиксированной  $\beta$  максимальная  $\beta_{\text{app}}$  наблюдается при критическом угле  $\theta_{\text{cr}} = \arccos \beta$ . При критическом угле Доплер-фактор равен Лоренц-фактору,  $\delta = \Gamma$ , а

$$\beta_{\text{app}} = \beta \delta = \beta T_b^{\text{host}} / T_b^{\text{int}}. \quad (3.8)$$

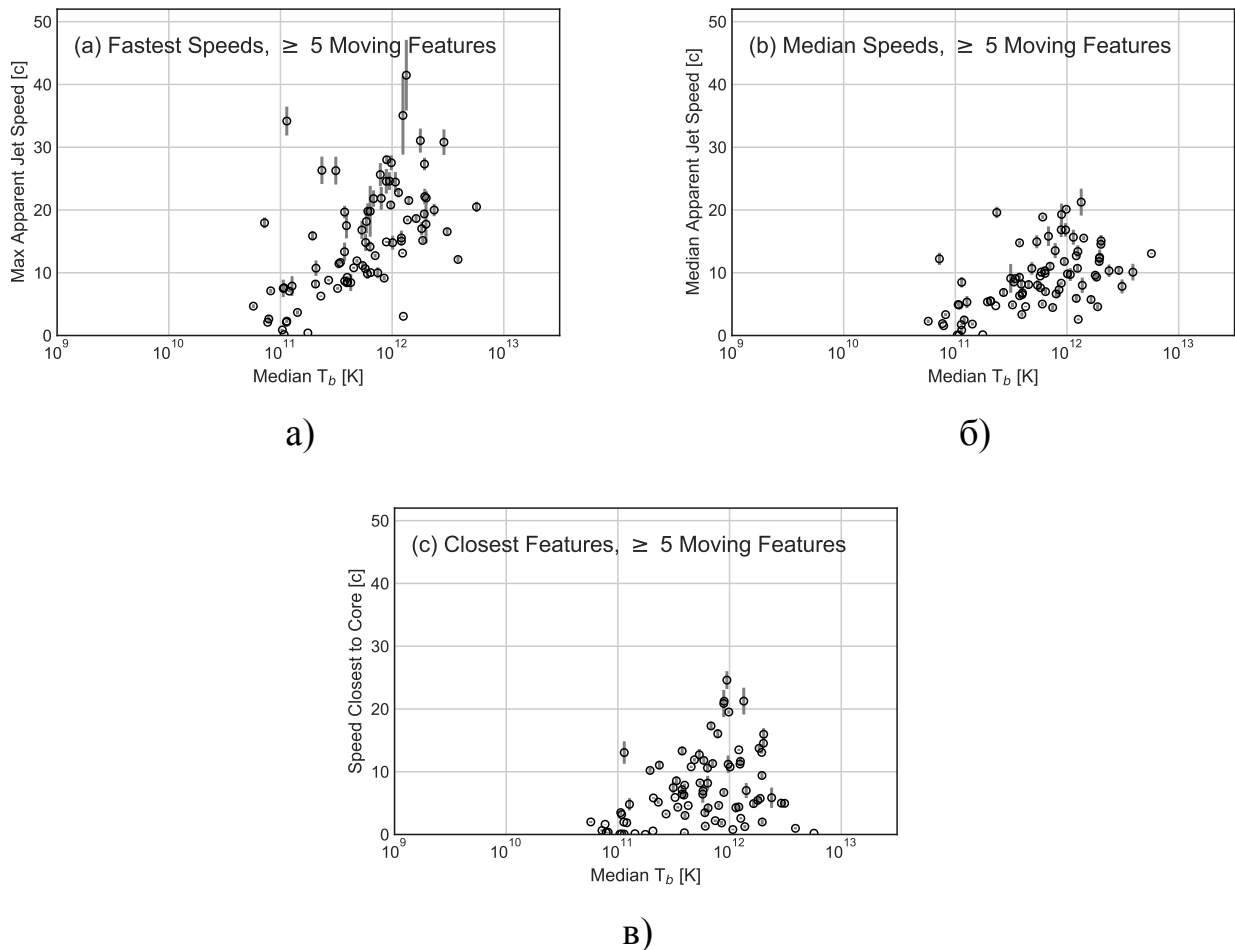


Рисунок 3.3 — Видимая скорость компонент джета в единицах скорости света в зависимости от медианной яркостной температуры ядра, промоделированной гауссианой, для 83 источников с 5 и более компонентами джета, удовлетворяющими условиям из §3.4. а) Максимальная скорость. б) Медианная скорость. в) Скорость, измеренная наиболее близко к ядру.

Предположив, что у всех источников выборки одинаковая  $T_b^{\text{int}}$ , и учитывая, что в мощных джетах АЯГ  $\beta$  обычно очень близка к единице, можно ожидать корреляцию между  $T_b^{\text{host}}$  и  $\beta_{\text{app}}$ . Если ослабить предположения, допустив, что джеты могут иметь большие или меньшие углы к лучу зрения, чем критический угол, то появится разброс вокруг зависимости (3.8), однако корреляция сохранится. Действительно, на рис. 3.3 такая корреляция видна. Самый большой коэффициент корреляции Спирмена с медианной  $T_b^{\text{host}}$  имеет максимальная видимая скорость (рис. 3.3а):  $\rho = 0.63$ . Медианная скорость и скорость самой близкой к ядру детали имеют  $\rho = 0.58$  и  $\rho = 0.36$ , соответственно. Джеты, в которых возможно надёжно идентифицировать несколько (более 5, как сказано выше) деталей и проследить их движение, с большой вероятностью имеют угол к лучу зрения, близкий

к критическому. Причина этого в том, что угол  $\theta_{cr}$  к направлению джета в системе отсчёта наблюдателя соответствует прямому углу в собственной системе отсчёта джета согласно преобразованиям Лоренца, т. е., в таком случае наблюдатель смотрит на джет сбоку в собственной системе отсчёта джета. Учитывая это, был сделан вывод, что наилучшим образом характеризует движение джета как целого максимальная видимая скорость  $\beta_{max}$ , имеющая самую сильную корреляцию с яркостной температурой.

Из формулы (3.8) можно получить следующую связь между собственной и наблюдаемой яркостными температурами для  $\theta = \theta_{cr}$ :

$$T_b^{host} = \sqrt{1 + \beta_{app}^2} T_b^{int}. \quad (3.9)$$

Соответствующий Доплер фактор равен

$$\delta_{cr} = \sqrt{1 + \beta_{app}^2} \approx \beta_{app}. \quad (3.10)$$

В статистически полных выборках, ограниченных плотностью РСДБ-потока, джеты с большей вероятностью наблюдаются под углами к лучу зрения меньше критического из-за эффекта селекции, вызванного доплеровским усилением [например, 163]. В работе [164] было показано, что типичный джет в полной по плотности РСДБ-потока выборке направлен к лучу зрения под углом примерно в половину критического. В [55] на основе симуляции полной по РСДБ-поток выборки была сделана оценка, что около 75% джетов в такой выборке должны иметь угол наклона меньше критического и Доплер-фактор  $\delta > \delta_{cr}$ .

Как уже было сказано выше, ядро выборки MOJAVE составляет четверть-вековая выборка MOJAVE, полная по плотности РСДБ-потока до уровня 1.5 Ян (1.5JyQC). Для квазаров этой выборки (174 источника) в работе [45] было выполнено популяционное моделирование, в результате которого по наблюдаемым распределениям плотности потока, красного смещения, светимости в радиодиапазоне и видимой скорости джета были восстановлены функция светимости, распределение Лоренц-фактора и пространственная плотность источников. Найденные в [45] параметры были использованы в настоящей работе для уточнения доли источников, имеющих угол к лучу зрения меньше критического. С этой целью был сгенерирован по методу Монте-Карло набор из 1000 искусственных выборок по 174 источника в каждой, ограниченных плотностью потока. Из сгенерированных таким образом джетов 69% имеют угол к лучу зрения меньше критического. Далее описано, как с использованием этой оценки, а также предположения о равенстве собственных яркостных температур для всех источников

и следующего из него соотношения (3.9), была найдена характерная для выборки  $T_b^{\text{int}}$ .

В выборке MOJAVE для 309 источников имеются измерения и медианной яркостной температуры, и видимой скорости. Из них 178 источников входят в статистически полную подвыборку 1.5JyQC. На рис. 3.4 для них показаны зависимости максимальной видимой скорости джета от медианной яркостной температуры радиоядра. Графики аналогичны показанному на рис. 3.3а, но включают больше источников, так как на рис. 3.4 источники показаны вне зависимости от количества деталей. Будем рассматривать формулу (3.9) как уравнение, связывающее медианную яркостную температуру и максимальную видимую скорость, со свободным параметром  $T_b^{\text{int}}$ . В таком случае оно задаёт семейство кривых, одна из которых показана на рис. 3.4 оранжевой линией. Источники, джеты которых направлены к наблюдателю под углом меньше критического, должны при наших предположениях находиться справа от кривой, соответствующей правильному значению собственной яркостной температуры. Было подобрано такое значение  $T_b^{\text{int}}$ , при котором 69% из 178 источников статистически полной подвыборки MOJAVE 1.5JyQC находятся справа от соответствующей кривой, в согласии с результатами популяционного моделирования. Таким образом было получено  $T_b^{\text{int}} = 10^{10.609}$  К. Если ограничиться рассмотрением только 149 квазаров данной подвыборки, исключив лацертиды и источники других типов, то результат не меняется существенным образом. Погрешность  $T_b^{\text{int}}$  была оценена двумя способами:

1. С помощью генерации 10000 выборок по 178 источников путём случайного выбора с заменами из имеющихся данных (бутстрэппинг), чтобы учесть эффекты конечного размера выборки.
2. С помощью изменения доли источников, джеты которых направлены у наблюдателю под углом меньше критического, на  $\pm 5\%$  и проведения аналогичного анализа для долей 64% и 74%.

В результате получена оценка  $T_b^{\text{int}} = 10^{10.609 \pm 0.067}$  К =  $(4.1 \pm 0.6) \cdot 10^{10}$  К. Это значение оказалось близко к яркостной температуре в состоянии равнораспределения энергии между частицами и магнитным полем [49] (см. обсуждение в §3.6).

Зная медианную наблюдаемую яркостную температуру  $T_b^{\text{host}}$  или её нижний предел для всех 447 источников выборки, а также определив характерную величину собственной яркостной температуры  $T_b^{\text{int}}$ , можно вычислить Доплер-фактор или его нижний предел для всех источников, используя формулу (3.4), что и было сделано. Распределение полученных Доплер-факторов в статистически полной по

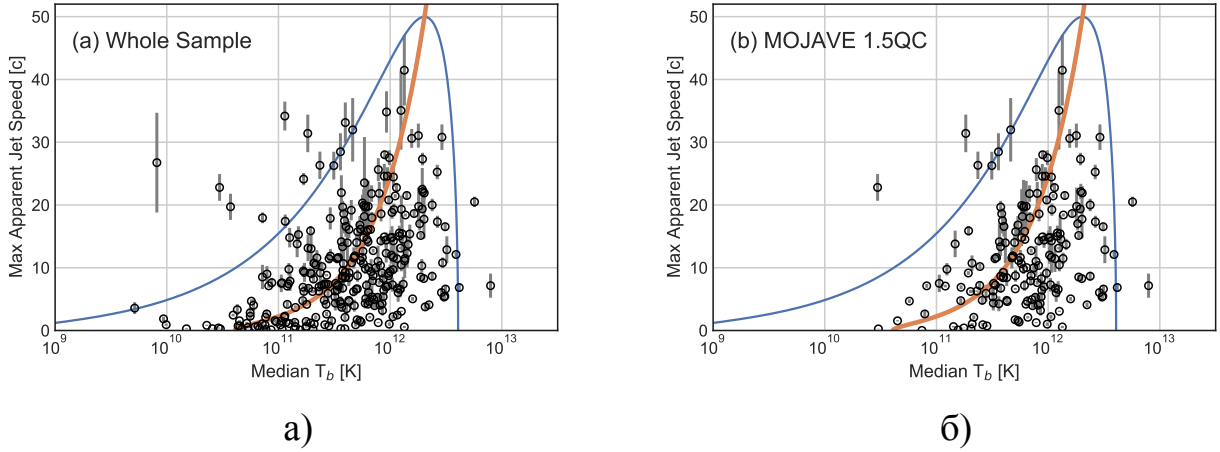


Рисунок 3.4 — Зависимость максимальной видимой скорости джета в единицах скорости света от медианной яркостной температуры в кельвинах гауссианы, описывающей его радиоядро: а) для всех 309 источников выборки, для которых есть измерения обеих величин; б) только для тех 178 из них, которые относятся к статистически полной выборке MOJAVE 1.5JyQC. Оранжевая кривая соответствует формуле (3.9) при значении  $T_b^{\text{int}} = 10^{10.609}$  К, обеспечивающем наилучшее согласие наблюдений и популяционного моделирования. Голубая кривая ограничивает область, в которой должны лежать источники с Лоренц-фактором менее 50 и указанной собственной яркостной температурой.

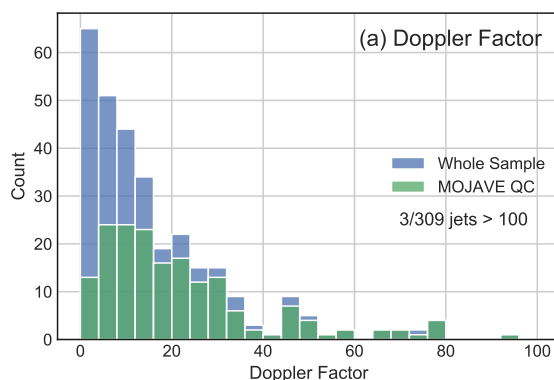
плотности РСДБ-потока подвыборке 1.5JyQC (рис. 3.5а) имеет пик вблизи  $\delta = 10$ , медиану  $\delta \approx 17$  и длинный невысокий хвост до  $\delta \approx 100$ . Только три блазара имеют  $\delta > 100$ : 1253–055 (ЗС 279), 1329–049 и 1749+096. Для совокупности всех наблюдавшихся источников, как входящих, так и не входящих в подвыборку MOJAVE 1.5JyQC, пик распределения Доплер-фактора находится на близких к нулю значениях, медиана на  $\delta \approx 11$ . Отличие этих двух распределений ожидается, так как в подвыборку самых сильных наблюдавшихся источников должны входить источники с более сильным в среднем доплеровским усилением.

Далее, используя найденное значение Доплер-фактора  $\delta$  и измеренную максимальную видимую скорость джета  $\beta_{\text{max}}$ , можно найти Лоренц-фактор джета  $\Gamma$  и его угол к лучу зрения в системе отсчёта наблюдателя  $\theta$ :

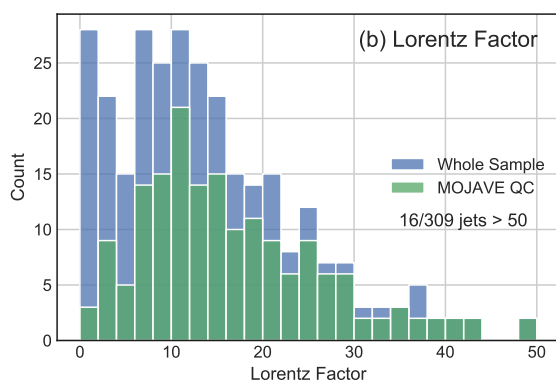
$$\Gamma = (\beta_{\text{max}}^2 + \delta^2 + 1)/2\delta, \quad (3.11)$$

$$\theta = \arctan \frac{2\beta_{\text{max}}}{\beta_{\text{max}}^2 + \delta^2 - 1}. \quad (3.12)$$

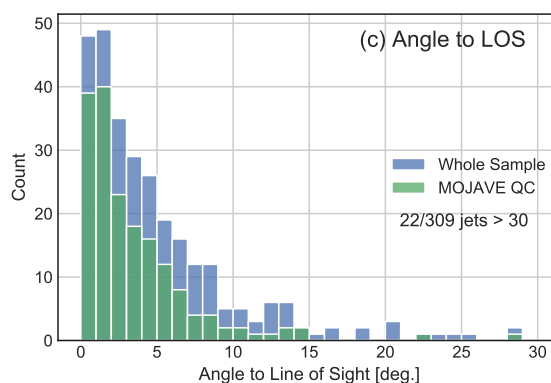
Распределения данных величин показаны на рис. 3.5б, 3.5в. Для подвыборки MOJAVE 1.5JyQC пик распределения приходится на  $\Gamma \approx 10$ , а медиана  $\Gamma \approx 15$ .



a)



б)



в)

Рисунок 3.5 — Гистограммы распределений полученных величин: а) Доплер-фактора  $\delta$ ; б) Лоренц-фактора  $\Gamma$ ; в) угла джета к лучу зрения  $\theta$  в градусах. По вертикальной оси — количество источников. Синим цветом построены гистограммы для всех 309 источников, для которых измерены и медианная яркостная температура, и видимая скорость джета; зелёным цветом поверх них — для тех из них, которые входят в статистически полную по плотности потока выборку MOJAVE 1.5JyQC. Немногочисленные источники, имеющие значения вне изображённого диапазона, не показаны на рисунке; их количество указано на каждом графике.

Практически все источники выборки имеют Лоренц-факторы меньше 50. Характерные углы джета к лучу зрения — несколько градусов; лишь отдельные джеты из выборки направлены под углом более  $15^\circ$  к лучу зрения. Форма данных распределений согласуется с полученными в результате популяционного моделирования в [45].

### 3.5 Сравнение с результатами других методов

Представляет интерес сравнение Доплер-факторов, которые были оценены описанным выше способом по данным проекта MOJAVE, со значениями, полученными другими методами (см. §3.1). Для сравнения были выбраны Доплер-факторы, определённые для большого количества источников с помощью моделирования вспышек по данным многолетних мониторинговых программ на 40-метровом радиотелескопе Обсерватории Оуэнс-Вэлли (OVRO) на частоте 15 ГГц [52], в Обсерватории Метсахови на 22 и 37 ГГц [50] и в проекте F-GAMMA на 100-метровом радиотелескопе в Эффельсберге и на 30-метровом телескопе Института миллиметровой радиоастрономии (IRAM) на Пико Велета на частотах от 2.64 до 86 ГГц [51]. Также было проведено сравнение с оценками Доплер-факторов в программе VLBA-BU-BLAZAR [53], полученными по времени угасания плотности потока РСДБ-компонент джета на 43 ГГц. На рис. 3.6 показано сравнение этих значений с результатами настоящей работы. Были вычислены коэффициенты частной корреляции Кендалла  $\tau$ , используя как значения Доплер-факторов, так и нижние пределы [104], а также рассчитаны вероятности  $p$  того, что эти корреляции случайны. Кроме того, мы вычислили коэффициенты частной корреляции Кендалла  $\tau_z$  с красным смещением в качестве контрольной переменной и соответствующие вероятности  $p_z$ . Как мера систематического расхождения между наборами данных рассматривалась медиана  $R_{\text{med}}$  отношения Доплер-факторов, полученных в соответствующих программах, к значениям, полученным нами для тех же источников; погрешность медианы оценивалась методом бутстрэппинга. Эти величины приведены в таблице 3.1.

Наилучшее согласие наши результаты имеют со значениями, определёнными группой OVRO (рис. 3.6, левый столбец). Эта пара имеет наименьшее относительное смещение (рис. 3.6, левый нижний график): медиана отношения Доплер-факторов равна  $0.87 \pm 0.06$ . Это различие не превышает погрешностей обоих методов, и поэтому не является значимым, хотя для индивидуальных источников разброс отношений Доплер-факторов достаточно велик. Доплер-факторы по данным MOJAVE и OVRO, кроме того, имеют корреляцию с высокой статистической значимостью:  $p_z \sim 10^{-12}$ , что соответствует уровню значимости значительно выше  $5\sigma$ .

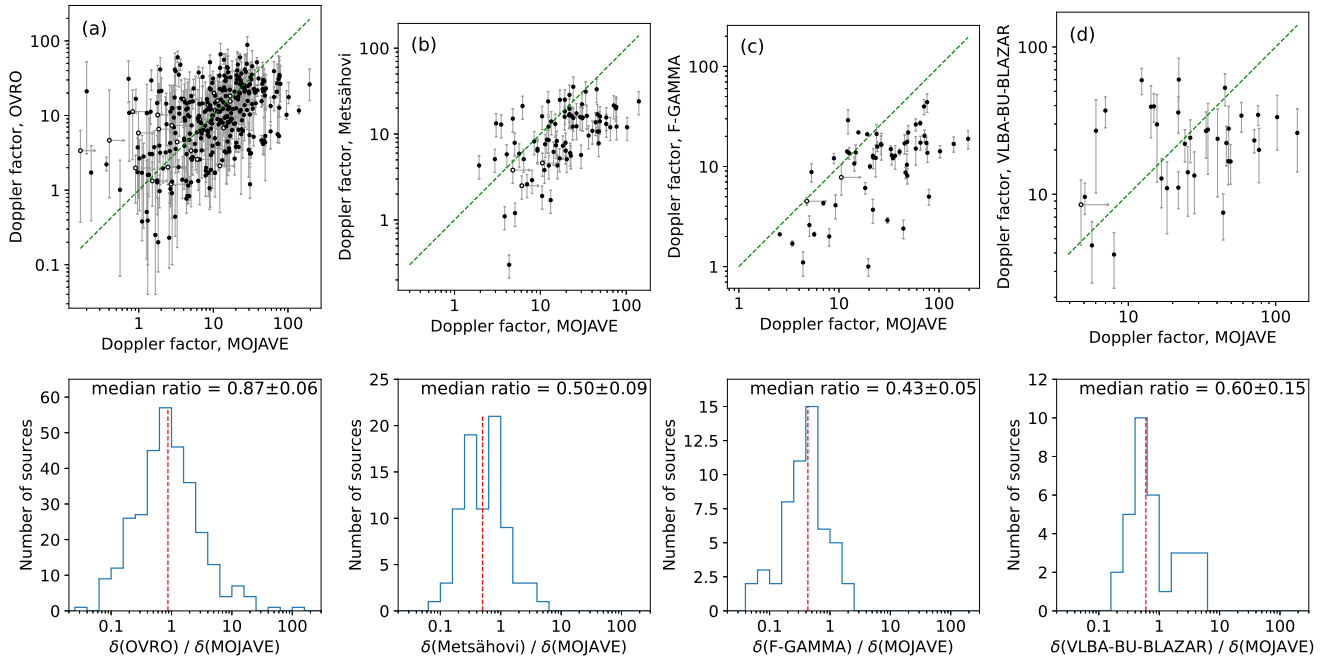


Рисунок 3.6 — Сравнение оценок Доплер-фактора из настоящей работы и ранее опубликованных оценок по данным различных наблюдательных программ: OVRO [52] (первый слева столбец), Метсахови [50] (второй столбец), F-GAMMA [51] (третий столбец) и VLBA-BU-BLAZAR [53] (четвёртый столбец). Верхний ряд: по горизонтальной оси — Доплер-фактор по нашим данным, по вертикальной — по данным соответствующих программ. Нижние пределы обозначены кружками без заливки со стрелками. Штриховая линия обозначает идеальный случай равенства обоих значений. Нижний ряд: распределение отношений Доплер-факторов с соответствующих графиков верхнего ряда; по вертикальной оси — количество источников. Значения медиан  $R_{\text{med}}$  обозначены вертикальными красными штриховыми линиями, их численные значения и погрешности, приведены над гистограммами. См. обсуждение корреляций и смещений в §3.5.

Важно отметить, что в настоящей работе и в работе группы мониторинга OVRO применялись принципиально различные методы определения Доплер-фактора. Исследовались различные состояния источников и использовались соответственно различающиеся значения  $T_b^{\text{int}}$ . Полученная выше типичная собственная яркостная температура для источников MOJAVE в медианном состоянии близка к значению для состояния равномерного распределения энергии. В отличие от этого, в работе OVRO [52] Доплер-фактор определялся с помощью выделения вспышек из кривых блеска, и использовалась соответствующая собственная яркостная температура  $T_b^{\text{int}} = 2.8 \cdot 10^{11}$  К. Тот факт, что несмотря на это полученные двумя методами Доплер-факторы находятся в таком хорошем согласии, увеличи-



Таблица 3.1 — Связь значений Доплер-фактора из настоящей работы и значений, ранее опубликованных по результатам различных наблюдательных программ (см. ссылки в тексте).

Программа	$N$	$\tau$	$p$	$\tau_z$	$p_z$	$R_{\text{med}}$
OVRO	336	$0.27 \pm 0.03$	$7 \cdot 10^{-15}$	$0.24 \pm 0.03$	$3 \cdot 10^{-12}$	$0.87 \pm 0.06$
Метсахови	85	$0.32 \pm 0.07$	$9 \cdot 10^{-6}$	$0.28 \pm 0.06$	$2 \cdot 10^{-6}$	$0.50 \pm 0.09$
F-GAMMA	56	$0.37 \pm 0.09$	$3 \cdot 10^{-5}$	$0.28 \pm 0.08$	$8 \cdot 10^{-4}$	$0.43 \pm 0.05$
VLBA-BU-BLAZAR	34	$0.07 \pm 0.12$	$5 \cdot 10^{-1}$	$0.02 \pm 0.11$	$9 \cdot 10^{-1}$	$0.60 \pm 0.15$

Примечание:  $N$  — количество источников, составляющих пересечение MOJAVE с данной программой;  $\tau$  — коэффициент корреляции Кендалла наших значений и значений из указанной программы;  $\tau_z$  — коэффициент частной корреляции Кендалла с красным смещением в качестве контрольной переменной;  $p$  и  $p_z$  — соответствующие вероятности случайной корреляции;  $R_{\text{med}}$  — медиана отношения Доплер-факторов из указанных и нашей работ.

вадет доверие к обоим методам. В то же время, следует отметить, что эти методы не являются абсолютно независимыми: в [52] используются более ранние данные MOJAVE по кинематике джетов для их популяционного моделирования, с помощью которого они определяют  $T_b^{\text{int}}$  в состоянии вспышки.

Значения, полученные группами Метсахови и F-GAMMA путём моделирования вспышек [50; 51] (рис. 3.6, второй и третий столбцы) также имеют статистически значимую корреляцию со значениями MOJAVE ( $p_z \leq 10^{-3}$ ), но при этом в среднем в два раза меньше их. В обеих этих работах авторы использовали в качестве собственной яркостной температуры значение для состояния равнораспределения  $T_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{10}$  К [49]. Если привести эти Доплер-факторы к более высокой  $T_b^{\text{int}} = 2.8 \cdot 10^{11}$  К, использованной в проекте OVRO, то они уменьшатся примерно в два раза, согласно формуле (3.5), что ещё сильнее увеличит их отличие от наших результатов. В [52] обсуждаются причины расхождения между схожими в принципиальной сути метода работами [50—52]. Одна из возможных причин — недостаточно плотное временное покрытие более ранних мониторингов [50] и [51], в которых источники наблюдались раз в несколько недель. Это могло привести к потере информации о наиболее быстрых вспышках источников, которые дают наиболее высокие значения Доплер-фактора, и, соответственно, к занижению оценок этой величины.

Доплер-факторы по данным MOJAVE и по данным VLBA-BU-BLAZAR [53] имеют достаточно слабую корреляцию (рис. 3.6, правый столбец). Это справедливо вне зависимости от того, какое из значений Доплер-фактора для отдельных компонент джета каждого источника брать как результат VLBA-BU-BLAZAR: максимальное, медианное или среднее. На рис. 3.6 показаны максимальные значения для каждого источника. Возможно, причина этого в том, что оценки Доплер-фактора авторов [53] могут иметь большую погрешность, если не выполняется их предположение о равенстве в собственной системе отсчёта времени угасания компоненты и времени, за которое свет проходит через неё.

Как было сказано выше, распределение Доплер-фактора для источников выборки MOJAVE 1.5JyQC было также ранее восстановлено путём популяционного моделирования [45]. Форма распределения Доплер-факторов, полученного в нашей работе (рис. 3.5а) достаточно хорошо совпадает с результатами [45]. Отчасти в это соответствие вносит вклад то, что в нашей работе использован результат [45] о доле в полной выборке источников с углом джета к лучу зрения меньше критического, а также сильно пересекающийся набор данных по видимым скоростям джетов. Однако измерения яркостных температур никак не использовались в [45], поэтому согласие того и другого распределения может служить подтверждением реалистичности использованной в [45] модели.

### 3.6 Обсуждение результатов

Значение характерной яркостной температуры в собственной системе отсчёта  $T_b^{\text{int}} = (4.1 \pm 0.6) \cdot 10^{10}$  К, определённое выше, приблизительно равно значению для состояния равнораспределения между энергией частиц и магнитного поля  $T_b^{\text{int}} \approx 5 \cdot 10^{10}$  [49]. Для его определения использовались медианные яркостные температуры радиоядер джетов. Так как источники проводят большую часть времени в спокойном состоянии, медиана характеризует именно такое состояние. Таким образом, можно сделать вывод, что в спокойном состоянии радиоядра джетов исследуемой выборки находятся вблизи равнораспределения, что и предсказывалось ранее [49]. В то же время, Лиодакис с соавторами [52], анализируя вспышки источников в выборке аналогичных объектов, получили

собственную яркостную температуру  $T_b^{\text{int}} = 2.8 \cdot 10^{11}$  К, что почти достигает обратного комптоновского предела [48; 49]. Это соответствует доминированию энергии частиц в полной энергии джета во время вспышек, что согласуется с моделью, в которой вспышки обусловлены выбросом из центральной машины более плотной плазмы, чем в спокойном состоянии [например, 165].

Основным источником погрешности наших оценок, вероятно, является предположение о равенстве яркостной температуры в собственной системе отсчёта для всех источников выборки. В реальности должен иметь место некий разброс  $T_b^{\text{int}}$  от источника к источнику. Однако надёжных методов измерения  $T_b^{\text{int}}$  по наблюдениям для каждого источника в отдельности в настоящее время не разработано. Это можно было бы сделать, если бы Доплер-фактор источников определялся без использования  $T_b^{\text{int}}$ . Как было показано в предыдущих параграфах, все такие методы либо ненадёжны, либо применимы к очень малому числу объектов.

Подтверждение достоверности полученных в данной работе оценок Доплер-фактора, полученное из сравнительного анализа с результатами других методов, даёт основание использовать эти значения в широком круге задач. Во-первых, это позволит пересчитывать получаемые из наблюдений параметры, такие как плотности потока, яркостные температуры, временные задержки, частоты, в собственную систему отсчёта джетов. Это ведёт, например, к выводу о том, что открытые «РадиоАстроном» экстремальные  $T_b \sim 10^{13} - 10^{14}$  К [11; 46; 166; 167] даже после учёта доплеровского усиления превышают обратный комптоновский предел  $T_b \approx 10^{11.5}$  К [49]. Для их объяснения нужно привлекать какие-то дополнительные эффекты, например, синхротронное излучение протонов либо постоянное ре-ускорение электронов. То или другое может обеспечиваться обсуждавшимся в Главе 2 эффективным механизмом ускорения частиц. Во-вторых, полученные на основе Доплер-фактора и видимых скоростей физические параметры джетов — Лоренц-фактор и угол к лучу зрения — могут быть использованы в аналитическом и численном моделировании джетов АЯГ.

### 3.7 Выводы

В данной главе были проанализированы измерения медианной яркостной температуры радиоядер джетов выборки АЯГ в проекте MOJAVE. Статистическая полнота выборки дала возможность использовать результаты популяционного моделирования и по распределению наблюдаемых медианных яркостных температур и скоростей джетов найти характерное значение яркостной температуры в собственной системе отсчёта  $T_b^{\text{int}} = (4.1 \pm 0.6) \cdot 10^{10}$  К. На основе этого были получены оценки Доплер-фактора (или его нижнего предела) для 447 источников и Лоренц-фактора и угла джета к лучу зрения для 309 объектов. На основе этих результатов можно сделать следующие выводы:

1. Радиоядра релятивистских джетов АЯГ в спокойном (медианном) состоянии находятся вблизи состояния равнораспределения между энергией частиц и энергией магнитного поля.
2. Характерные значения Доплер-фактора источников выборки  $\delta \approx 10$ . Большинство источников имеют  $\delta < 50$ , а  $\delta \sim 100$  наблюдается всего у нескольких из 447 источников.
3. Наши оценки Доплер-фактора для спокойного состояния источников в среднем согласуются с оценками, полученными независимо другими авторами принципиально иным методом, анализирующим радиовспышки источников. Это даёт основание доверять результатам обоих методов.

## Заключение

В данной диссертации на основании наблюдений на одиночных радиотелескопах и на радиоинтерферометрах со сверхдлинной базой и их совместного анализа для статистически полных выборок источников были исследованы различные наблюдательные и физические свойства АЯГ. Получены следующие основные выводы:

- В выборке, ограниченной полной плотностью потока на частоте 1.4 ГГц, джеты с детектируемыми радиоядрами с плоским спектром наблюдаются у 14% источников. Ещё 17% составляют компактные источники с круто падающим спектром, излучение которых приходит, главным образом, от оптически тонких областей джетов и/или облаков плазмы, возникающих при взаимодействии джетов с окружающей средой. У остальных источников компактные структуры не детектируются РСДБ.
- Каталоги компактных источников, составленные по наблюдениям только источников с плоским полным спектром, неполны примерно на 20% на уровне 200 мЯн на сантиметровых волнах и ещё сильнее — для более слабых плотностей потока. Для достижения высокой полноты каталогов необходимо включать в РСДБ-обзоры источники независимо от формы спектра.
- Блазар TXS 0506+056, отождествлённый коллаборацией IceCube источник нейтрино высоких энергий, является типичным переменным АЯГ и находился в состоянии начала радиовспышки в период регистрации нейтрино. Это свидетельствует о возможности рождения нейтрино высоких энергий при вспышках во многих блазарах и предполагает наличие в их джетах релятивистских протонов.
- Доплер-факторы джетов АЯГ, определённые по медианной яркостной температуре их радиоядер, имеют распределение с медианой порядка 10 и для подавляющего большинства источников не превышают 50. Полученные значения согласуются с результатами независимого метода анализа радиовспышек в пределах погрешностей методов.

В получении всех данных результатов ключевую роль сыграла статистическая полнота исследованных выборок. Полученные результаты могут применяться как для планирования и анализа новых наблюдений, так и для аналитического

и численного моделирования. Планируемые дальнейшие исследования по данной тематике дадут возможность ещё дальше продвинуться в понимании физики активных ядер галактик. В частности, по заявке диссертанта с соавторами недавно были проведены наблюдения на VLBA двух более глубоких несмещённых выборок радиоисточников, отобранных на частотах 5 ГГц и 20 ГГц. Их совместный анализ с изученной в данной работе выборкой на 1.4 ГГц позволит более детально понять состав популяции АЯГ. Продолжающиеся наблюдения с участием диссертанта на РАТАН-600 полной выборки блазаров в сочетании с данными новых нейтринных детекторов Baikal-GVD, KM3Net, IceCube-Gen2 дадут основу для статистически значимых выводов по поиску источников нейтрино высоких энергий. Применение полученных Доплер-факторов при анализе данных «Радио-Астроны» позволят уточнить механизмы излучения АЯГ.

В заключение автор выражает глубокую благодарность научному руководителю Ковалеву Ю. Ю. за внимательное руководство проектом, за ценные указания как по конкретным аспектам работы, так и по сути научного метода в целом, а также за создание комфортной среды для научной работы. Автор благодарит соавторов опубликованных статей, сотрудников лаборатории фундаментальных и прикладных исследований релятивистских объектов Вселенной МФТИ и Астрокосмического центра ФИАН и коллег из других научных организаций за плодотворные обсуждения и ценные комментарии. Также автор выражает глубокую благодарность своей семье, без поддержки которой данная работа была бы невозможна.

При оформлении диссертации был использован шаблон \*Russian-Phd-LaTeX-Dissertation-Template\*.

## Список литературы

1. *Woo J.-H., Urry C. M.* Active Galactic Nucleus Black Hole Masses and Bolometric Luminosities // *ApJ*. — 2002. — Nov. — Vol. 579, no. 2. — P. 530—544.
2. *Salpeter E. E.* Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects // *ApJ*. — 1964. — Aug. — Vol. 140. — P. 796—800.
3. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Излучение гравитационных волн телами, движущимися в поле коллапсирующей звезды // *Доклады АН СССР*. — 1964. — Т. 155, № 5. — С. 1033—1036.
4. *Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama K., Alberdi A., [et al.]*. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole // *ApJL*. — 2019. — Apr. — Vol. 875, no. 1. — P. L1.
5. *Blandford R. D., Znajek R. L.* Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes // *MNRAS*. — 1977. — May. — Vol. 179. — P. 433—456.
6. *Blandford R., Meier D., Readhead A.* Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei // *ARA&A*. — 2019. — Aug. — Vol. 57. — P. 467—509.
7. *Padovani P., Alexander D. M., Assef R. J., [et al.]*. Active galactic nuclei: what's in a name? // *A&A Rev.* — 2017. — Aug. — Vol. 25, no. 1. — P. 2.
8. *Oei M. S. S. L., van Weeren R. J., Hardcastle M. J., [et al.]*. The discovery of a radio galaxy of at least 5 Mpc // *A&A*. — 2022. — Apr. — Vol. 660. — A2.
9. *Матвеев Л. И., Кардашев Н. С., Шоломицкий Г. Б.* О радиоинтерферометре с большой базой // *Известия ВУЗов. Радиофизика*. — 1965. — Т. 8, № 4. — С. 651—654.
10. *Thompson A. R., Moran J. M., Swenson George W. J.* Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy, 3rd Edition. — Springer, 2017.
11. *Gómez J. L., Lobanov A. P., Bruni G., [et al.]*. Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. I. Imaging BL Lacertae at 21 Microarcsecond Resolution // *ApJ*. — 2016. — Feb. — Vol. 817, no. 2. — P. 96.

12. *Giovannini G., Savolainen T., Orienti M., [et al.]*. A wide and collimated radio jet in 3C84 on the scale of a few hundred gravitational radii // *Nature Astronomy*. — 2018. — Apr. — Vol. 2. — P. 472—477.
13. *Vega-García L., Lobanov A. P., Perucho M., [et al.]*. Multiband RadioAstron space VLBI imaging of the jet in quasar S5 0836+710 // *A&A*. — 2020. — Sept. — Vol. 641. — A40.
14. *Kovalev Y. Y., Kardashev N. S., Sokolovsky K. V., [et al.]*. Detection statistics of the RadioAstron AGN survey // *Advances in Space Research*. — 2020. — Jan. — Vol. 65, no. 2. — P. 705—711.
15. *Petrov L.* The Wide-field VLBA Calibrator Survey: WFCS // *AJ*. — 2021. — Jan. — Vol. 161, no. 1. — P. 14.
16. *Charlot P., Jacobs C. S., Gordon D., [et al.]*. The third realization of the International Celestial Reference Frame by very long baseline interferometry // *A&A*. — 2020. — Dec. — Vol. 644. — A159.
17. *Шкловский И. С.* О возможном вековом изменении потока и интенсивности радиоизлучения от некоторых дискретных источников // *Астрон. журн.* — 1960. — Т. 37, № 2. — С. 256—264.
18. *Шкловский И. С.* О возможном вековом изменении потока и спектра радиоизлучения источника 1934–63 // *Астрон. журн.* — 1965. — Т. 42, № 1. — С. 30—32.
19. *Кардашев Н. С.* Нестационарность спектров молодых источников нетеплового космического радиоизлучения // *Астрон. журн.* — 1962. — Т. 39, № 3. — С. 393—409.
20. *Hovatta T., Aller M. F., Aller H. D., [et al.]*. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XI. Spectral Distributions // *AJ*. — 2014. — June. — Vol. 147, no. 6. — P. 143.
21. *Blandford R. D., Königl A.* Relativistic jets as compact radio sources. // *ApJ*. — 1979. — Aug. — Vol. 232. — P. 34—48.
22. *Pearson T. J., Readhead A. C. S.* The Milliarcsecond Structure of a Complete Sample of Radio Sources. II. First-Epoch Maps at 5 GHz // *ApJ*. — 1988. — May. — Vol. 328. — P. 114.



23. *Tzioumis A., King E., Morganti R., [et al.]*. A sample of southern Compact Steep Spectrum radio sources: The VLBI observations // *A&A*. — 2002. — Sept. — Vol. 392. — P. 841—850.
24. *Dallacasa D., Orienti M., Fanti C., [et al.]*. A sample of small-sized compact steep-spectrum radio sources: VLBI images and VLA polarization at 5 GHz // *MNRAS*. — 2013. — July. — Vol. 433, no. 1. — P. 147—161.
25. *Antonucci R. R. J.* VLA maps of 41 radio galaxies. // *ApJS*. — 1985. — Dec. — Vol. 59. — P. 499—511.
26. *O’Dea C. P.* The Compact Steep-Spectrum and Gigahertz Peaked-Spectrum Radio Sources // *PASP*. — 1998. — May. — Vol. 110, no. 747. — P. 493—532.
27. *O’Dea C. P., Saikia D. J.* Compact steep-spectrum and peaked-spectrum radio sources // *A&A Rev.* — 2021. — Dec. — Vol. 29, no. 1. — P. 3.
28. *Taylor G. B., Vermeulen R. C., Readhead A. C. S., [et al.]*. A Complete Flux-Density-limited VLBI Survey of 293 Flat-Spectrum Radio Sources // *ApJS*. — 1996. — Nov. — Vol. 107. — P. 37.
29. *Kovalev Y. Y., Petrov L., Fomalont E. B., [et al.]*. The Fifth VLBA Calibrator Survey: VCS5 // *AJ*. — 2007. — Apr. — Vol. 133, no. 4. — P. 1236—1242.
30. *Pearson T. J., Readhead A. C. S.* The milli-arcsecond structure of a complete sample of radio sources. I. VLBI maps of seven sources. // *ApJ*. — 1981. — Aug. — Vol. 248. — P. 61—81.
31. *Polatidis A. G., Wilkinson P. N., Xu W., [et al.]*. The First Caltech–Jodrell Bank VLBI Survey. I.  $\lambda = 18$  Centimeter Observations of 87 Sources // *ApJS*. — 1995. — May. — Vol. 98. — P. 1.
32. *Thakkar D. D., Xu W., Readhead A. C. S., [et al.]*. The First Caltech–Jodrell Bank VLBI Survey. II.  $\lambda = 18$  Centimeter Observations of 25 Sources // *ApJS*. — 1995. — May. — Vol. 98. — P. 33.
33. *Xu W., Readhead A. C. S., Pearson T. J., [et al.]*. The First Caltech–Jodrell Bank VLBI Survey. III. VLBI and MERLIN Observations at 5 GHz and VLA Observations at 1.4 GHz // *ApJS*. — 1995. — Aug. — Vol. 99. — P. 297.
34. *Giovannini G., Taylor G. B., Feretti L., [et al.]*. The Bologna Complete Sample of Nearby Radio Sources // *ApJ*. — 2005. — Jan. — Vol. 618, no. 2. — P. 635—648.

35. *Liuzzo E., Giovannini G., Giroletti M., [et al.]*. The Bologna complete sample of nearby radio sources. II. Phase referenced observations of faint nuclear sources // *A&A.* — 2009. — Oct. — Vol. 505, no. 2. — P. 509–520.
36. *Deller A. T., Middelberg E.* mJIVE-20: A Survey for Compact mJy Radio Objects with the Very Long Baseline Array // *AJ.* — 2014. — Jan. — Vol. 147, no. 1. — P. 14.
37. *Herrera Ruiz N., Middelberg E., Deller A., [et al.]*. The faint radio sky: VLBA observations of the COSMOS field // *A&A.* — 2017. — Nov. — Vol. 607. — A132.
38. *Radcliffe J. F., Garrett M. A., Muxlow T. W. B., [et al.]*. Nowhere to Hide: Radio-faint AGN in GOODS-N field. I. Initial catalogue and radio properties // *A&A.* — 2018. — Nov. — Vol. 619. — A48.
39. *IceCube Collaboration, Aartsen M. G., Ackermann M., [et al.]*. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A // *Science.* — 2018. — July. — Vol. 361, no. 6398. — eaat1378.
40. *IceCube Collaboration, Aartsen M. G., Ackermann M., [et al.]*. Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert // *Science.* — 2018. — July. — Vol. 361, no. 6398. — P. 147–151.
41. *Murase K., Oikonomou F., Petropoulou M.* Blazar Flares as an Origin of High-energy Cosmic Neutrinos? // *ApJ.* — 2018. — Oct. — Vol. 865, no. 2. — P. 124.
42. *Yuan C., Murase K., Mészáros P.* Complementarity of Stacking and Multiplet Constraints on the Blazar Contribution to the Cumulative High-energy Neutrino Intensity // *ApJ.* — 2020. — Feb. — Vol. 890, no. 1. — P. 25.
43. *Murase K., Stecker F. W.* High-Energy Neutrinos from Active Galactic Nuclei // *arXiv e-prints.* — 2022. — Feb. — arXiv:2202.03381.
44. *Keivani A., Murase K., Petropoulou M., [et al.]*. A Multimessenger Picture of the Flaring Blazar TXS 0506+056: Implications for High-energy Neutrino Emission and Cosmic-Ray Acceleration // *ApJ.* — 2018. — Sept. — Vol. 864, no. 1. — P. 84.
45. *Lister M. L., Homan D. C., Hovatta T., [et al.]*. MOJAVE. XVII. Jet Kinematics and Parent Population Properties of Relativistically Beamed Radio-loud Blazars // *ApJ.* — 2019. — Mar. — Vol. 874, no. 1. — P. 43.

46. *Kovalev Y. Y., Kardashev N. S., Kellermann K. I., [et al.].* RadioAstron Observations of the Quasar 3C273: A Challenge to the Brightness Temperature Limit // *ApJL*. — 2016. — Mar. — Vol. 820, no. 1. — P. L9.
47. *Войцук П. А.* Исследование центральных областей активных ядер галактик с экстремальным угловым разрешением : диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, специальность 01.03.02. — М. : АКЦ ФИАН, 2022. — 123 с.
48. *Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K.* The Spectra of Opaque Radio Sources // *ApJL*. — 1969. — Feb. — Vol. 155. — P. L71.
49. *Readhead A. C. S.* Equipartition Brightness Temperature and the Inverse Compton Catastrophe // *ApJ*. — 1994. — May. — Vol. 426. — P. 51.
50. *Hovatta T., Valtaoja E., Tornikoski M., [et al.].* Doppler factors, Lorentz factors and viewing angles for quasars, BL Lacertae objects and radio galaxies // *A&A*. — 2009. — Feb. — Vol. 494, no. 2. — P. 527—537.
51. *Liidakis I., Marchili N., Angelakis E., [et al.].* F-GAMMA: variability Doppler factors of blazars from multiwavelength monitoring // *MNRAS*. — 2017. — Apr. — Vol. 466, no. 4. — P. 4625—4632.
52. *Liidakis I., Hovatta T., Huppenkothen D., [et al.].* Constraining the Limiting Brightness Temperature and Doppler Factors for the Largest Sample of Radio-bright Blazars // *ApJ*. — 2018. — Oct. — Vol. 866, no. 2. — P. 137.
53. *Jorstad S. G., Marscher A. P., Morozova D. A., [et al.].* Kinematics of Parsec-scale Jets of Gamma-Ray Blazars at 43 GHz within the VLBA-BU-BLAZAR Program // *ApJ*. — 2017. — Sept. — Vol. 846, no. 2. — P. 98.
54. *Guijosa A., Daly R. A.* Equipartition Doppler Factors for a Sample of Active Galactic Nuclei // *ApJ*. — 1996. — Apr. — Vol. 461. — P. 600.
55. *Homan D. C., Kovalev Y. Y., Lister M. L., [et al.].* Intrinsic Brightness Temperatures of AGN Jets // *ApJL*. — 2006. — May. — Vol. 642, no. 2. — P. L115—L118.
56. *Plavin A., Kovalev Y. Y., Kovalev Y. A., [et al.].* Observational Evidence for the Origin of High-energy Neutrinos in Parsec-scale Nuclei of Radio-bright Active Galaxies // *ApJ*. — 2020. — May. — Vol. 894, no. 2. — P. 101.

57. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Kovalev Y. A., [et al.]*. Directional Association of TeV to PeV Astrophysical Neutrinos with Radio Blazars // *ApJ*. — 2021. — Feb. — Vol. 908, no. 2. — P. 157.
58. *Hovatta T., Lindfors E., Kiehlmann S., [et al.]*. Association of IceCube neutrinos with radio sources observed at Owens Valley and Metsähovi Radio Observatories // *A&A*. — 2021. — June. — Vol. 650. — A83.
59. *Greisen E. W.* AIPS, the VLA, and the VLBA // *Information Handling in Astronomy - Historical Vistas*. Vol. 285 / ed. by A. Heck. — 03/2003. — P. 109. — (Astrophysics and Space Science Library).
60. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E. B., [et al.]*. The Very Long Baseline Array Galactic Plane Survey—VGaPS // *AJ*. — 2011. — Aug. — Vol. 142, no. 2. — P. 35.
61. *Högbom J. A.* Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines // *A&AS*. — 1974. — June. — Vol. 15. — P. 417.
62. *Shepherd M. C., Pearson T. J., Taylor G. B.* DIFMAP: an interactive program for synthesis imaging. // *Bulletin of the American Astronomical Society*. Vol. 26. — 05/1994. — P. 987—989.
63. *Хайкин С. Э., Кайдановский Н. Л., Парийский Ю. Н. [и др.]*. Радиотелескоп РАТАН-600 // *Известия ГАО в Пулкове*. — 1972. — № 188. — С. 3—12.
64. *Parijskij Y. N.* RATAN-600 - The world's biggest reflector at the 'cross roads' // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. — 1993. — Aug. — Vol. 35, no. 4. — P. 7—12.
65. *Ковалев Ю. А., Сотникова Ю. В., Эркенов А. К., Попков А. В., Вольвач Л. Н., Васильков В. И., Лусаков М. М., Семенова Т. А., Цыбулёв П. Г.* Особенности калибровки космического радиотелескопа «РадиоАстрон» и радиотелескопа РАТАН-600 // *Труды ИПА РАН*. — 2018. — Вып. 47. — С. 38—42.
66. *Сотникова Ю. В., Ковалев Ю. А., Эркенов А. К.* Метод синхронной калибровки РАТАН-600 с использованием двух его секторов // *Астрофиз. бюлл.* — 2019. — Т. 74, № 4. — С. 535—543.
67. *Condon J. J., Cotton W. D., Greisen E. W., [et al.]*. The NRAO VLA Sky Survey // *AJ*. — 1998. — May. — Vol. 115, no. 5. — P. 1693—1716.

68. *Condon J. J., Kellermann K. I., Kimball A. E., [et al.]*. Active Galactic Nucleus and Starburst Radio Emission from Optically Selected Quasi-stellar Objects // *ApJ*. — 2013. — May. — Vol. 768, no. 1. — P. 37.
69. *Kellermann K. I., Condon J. J., Kimball A. E., [et al.]*. Radio-loud and Radio-quiet QSOs // *ApJ*. — 2016. — Nov. — Vol. 831, no. 2. — P. 168.
70. *Padovani P.* The faint radio sky: radio astronomy becomes mainstream // *A&A Rev.* — 2016. — Sept. — Vol. 24, no. 1. — P. 13.
71. *Walker R. C.* Flux Density Calibration on the VLBA // VLBA Scientific Memo #37. — 2014. — Dec. — [https://library.nrao.edu/public/memos/vlba/sci/VLBAS\\_37.pdf](https://library.nrao.edu/public/memos/vlba/sci/VLBAS_37.pdf).
72. *Shepherd M. C.* Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging // *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*. Vol. 125 / ed. by G. Hunt, H. Payne. — 01/1997. — P. 77. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
73. *Shepherd M.* Difmap: Synthesis Imaging of Visibility Data [Electronic Resource]. — 03/2011. — Astrophysics Source Code Library, record ascl:1103.001.
74. *Pearson T. J., Shepherd M. C., Taylor G. B., [et al.]*. Automatic Synthesis Imaging with Difmap // *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. Vol. 185. — 12/1994. — P. 08.08. — (American Astronomical Society Meeting Abstracts).
75. *Frieden B. R.* Restoring with Maximum Likelihood and Maximum Entropy // *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*. — 1972. — Apr. — Vol. 62, no. 4. — P. 511.
76. *Narayan R., Nityananda R.* Maximum entropy image restoration in astronomy. // *ARA&A*. — 1986. — Jan. — Vol. 24. — P. 127—170.
77. *Bajkova A. T.* The generalization of maximum entropy method for reconstruction of complex functions // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. — 1992. — Jan. — Vol. 1, no. 4. — P. 313—320.
78. *Chael A. A., Johnson M. D., Narayan R., [et al.]*. High-resolution Linear Polarimetric Imaging for the Event Horizon Telescope // *ApJ*. — 2016. — Sept. — Vol. 829, no. 1. — P. 11.

79. *Cornwell T. J., Wilkinson P. N.* A new method for making maps with unstable radio interferometers // MNRAS. — 1981. — Sept. — Vol. 196. — P. 1067—1086.
80. *Schwab F. R.* Processing of three-dimensional data // 1980 International Optical Computing Conference I. Vol. 231 / ed. by W. T. Rhodes. — 01/1980. — P. 18. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
81. *Wilkinson P. N., Conway J., Biretta J.* Developments in Continuum Imaging (review) // The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics. Vol. 129 / ed. by M. J. Reid, J. M. Moran. — 01/1988. — P. 509. — (IAU Symposium).
82. *Martí-Vidal I., Marcaide J. M.* Spurious source generation in mapping from noisy phase-self-calibrated data // A&A. — 2008. — Mar. — Vol. 480, no. 1. — P. 289—295.
83. *Martí-Vidal I., Ros E., Pérez-Torres M. A., [et al.].* Coherence loss in phase-referenced VLBI observations // A&A. — 2010. — June. — Vol. 515. — A53.
84. *Cornwell T., Fomalont E. B.* Self-Calibration // Synthesis Imaging in Radio Astronomy II. Vol. 180 / ed. by G. B. Taylor, C. L. Carilli, R. A. Perley. — 01/1999. — P. 187. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
85. *Kovalev Y. Y., Kellermann K. I., Lister M. L., [et al.].* Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure // AJ. — 2005. — Dec. — Vol. 130, no. 6. — P. 2473—2505.
86. *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. — Oct. — Vol. 452, no. 4. — P. 4274—4282.
87. *Lobanov A. P.* Resolution limits in astronomical images // arXiv e-prints. — 2005. — Mar. — astro—ph/0503225.
88. *Мингалиев М. Г., Сотникова Ю. В., Бурсов Н. Н. [и др.].* Спектральные характеристики радиоисточников вблизи северного полюса Мира // Астрон. журн. — 2007. — Т. 84, № 5. — С. 343—363.
89. *Korolkov D. V., Pariiskii I. N.* The Soviet RATAN-600 Radio Telescope // Sky & Telescope. — 1979. — Apr. — Vol. 57. — P. 324.

90. *Kovalev Y. Y., Nizhelsky N. A., Kovalev Y. A., [et al.]*. Survey of instantaneous 1-22 GHz spectra of 550 compact extragalactic objects with declinations from  $-30^\circ$  to  $+43^\circ$  // *A&AS*. — 1999. — Nov. — Vol. 139. — P. 545—554.
91. *Боташев А. М., Горшков А. Г., Конникова В. К. [и др.]*. Мультичастотные спектры полной выборки радиоисточников с крутыми ( $\alpha < -0.5$ ) спектральными индексами // *Астрон. журн.* — 1999. — Окт. — Т. 76, № 10. — С. 723—728.
92. *Верходанов О. В., Трушкин С. А., Андернах Х. [и др.]*. Текущий статус базы данных CATS // *Бюллетень САО РАН*. — 2005. — Т. 58. — С. 118—131.
93. *Мингалиев М. Г., Сотникова Ю. В., Ларионов М. Г. [и др.]*. Кандидаты в GPS-источники в приполярной области северного неба // *Астрон. журн.* — 2011. — Март. — Т. 88, № 3. — С. 211—217.
94. *Mingaliev M. G., Stolyarov V. A., Davies R. D., [et al.]*. Observations of the bright radio sources in the North Celestial Pole region at the RATAN-600 radio telescope // *A&A*. — 2001. — Apr. — Vol. 370. — P. 78—86.
95. *Ricci R., Righini S., Verma R., [et al.]*. A 20 GHz bright sample for  $\delta > 72^\circ$  - II. Multifrequency follow-up // *MNRAS*. — 2013. — Nov. — Vol. 435, no. 4. — P. 2793—2805.
96. *Aller M. F., Aller H. D., Hughes P. A.* Pearson-Readhead Survey Sources: Properties of the Centimeter-Wavelength Flux and Polarization of a Complete Radio Sample // *ApJ*. — 1992. — Nov. — Vol. 399. — P. 16.
97. *Marecki A., Kunert-Bajraszewska M., Spencer R. E.* FIRST-based survey of compact steep spectrum sources. III. MERLIN and VLBI observations of subarcsecond-scale objects // *A&A*. — 2006. — Apr. — Vol. 449, no. 3. — P. 985—996.
98. *Kunert-Bajraszewska M., Marecki A., Thomasson P.* FIRST-based survey of compact steep spectrum sources. IV. Multifrequency VLBA observations of very compact objects // *A&A*. — 2006. — May. — Vol. 450, no. 3. — P. 945—958.
99. *Kunert-Bajraszewska M., Marecki A.* FIRST-based survey of compact steep spectrum sources. V. Milliarcsecond-scale morphology of CSS objects // *A&A*. — 2007. — July. — Vol. 469, no. 2. — P. 437—450.
100. *Fanti R., Fanti C., Schilizzi R. T., [et al.]*. On the nature of compact steep spectrum radio sources. // *A&A*. — 1990. — May. — Vol. 231. — P. 333—346.

101. *Kendall M. G.* The Treatment Of Ties In Ranking Problems // *Biometrika*. — 1945. — Nov. — Vol. 33, no. 3. — P. 239—251.
102. *Brown B. W., Hollander M., Korwar R. M.* // *Reliability and Biometry: Statistical Analysis of Life Length* / ed. by F. Prochan, R. J. Serfling. — Philadelphia : SIAM, 1974. — Chap. Nonparametric tests of independence for censored data with applications to heart transplant studies. P. 327.
103. *Isobe T., Feigelson E. D., Nelson P. I.* Statistical Methods for Astronomical Data with Upper Limits. II. Correlation and Regression // *ApJ*. — 1986. — July. — Vol. 306. — P. 490.
104. *Akritas M. G., Siebert J.* A test for partial correlation with censored astronomical data // *MNRAS*. — 1996. — Feb. — Vol. 278, no. 4. — P. 919—924.
105. *Sligh V. I.* Angular Size of Radio Stars // *Nature*. — 1963. — Aug. — Vol. 199, no. 4894. — P. 682.
106. *Marscher A. P.* Accurate formula for the self-Compton X-ray flux density from a uniform, spherical, compact radio source. // *ApJ*. — 1983. — Jan. — Vol. 264. — P. 296—297.
107. *Артюх В. С., Тюльбашев С. А., Черников П. А.* Исследование компактных радиоисточников с крутыми спектрами методом межпланетных мерцаний на 102 МГц // *Астрон. журн.* — 1999. — Т. 76, № 1. — С. 3—16.
108. *Landt H., Buchanan C. L., Barmby P.* On the dust geometry in radio-loud active galactic nuclei // *MNRAS*. — 2010. — Nov. — Vol. 408, no. 4. — P. 1982—1997.
109. *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. — Nov. — Vol. 298. — P. 114—127.
110. *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. — June. — Vol. 341. — P. 54.
111. *Carilli C. L., Bartel N., Linfield R. P.* VLBI Observations of the Nuclear Jet in Cygnus A // *AJ*. — 1991. — Nov. — Vol. 102. — P. 1691.
112. *Condon J. J., Ledden J. E.* A confusion-limited extragalactic source survey at 4.755 GHz. II - Radio spectra and source evolution // *AJ*. — 1981. — May. — Vol. 86. — P. 643—652.



113. *Горшков А. Г.* Подсчеты и распределение спектральных индексов внегалактических радиоисточников // *Астрон. журн.* — 1991. — Дек. — Т. 68, № 6. — С. 1121—1134.
114. *Shu F., Petrov L., Jiang W., [et al.]*. VLBI Ecliptic Plane Survey: VEPS-1 // *ApJS.* — 2017. — June. — Vol. 230, no. 2. — P. 13.
115. *Горшков А. Г., Конникова В. К., Мингалиев М. Г.* Анализ мгновенных спектров полной выборки радиоисточников со спектральными индексами  $> -0.5$  (плоские спектры) // *Астрон. журн.* — 2000. — Т. 77, № 6. — С. 407—420.
116. *Горшков А. Г., Конникова В. К., Мингалиев М. Г.* Спектры, оптические отождествления и статистика полной по плотности потока выборки радиоисточников в области склонений  $10^\circ$ - $12^\circ 30'$  // *Астрон. журн.* — 2003. — Т. 80, № 11. — С. 978—991.
117. *Горшков А. Г., Конникова В. К., Мингалиев М. Г.* Мгновенные спектры полной по плотности потока выборки радиоисточников в области склонений  $74$ - $75$  градусов // *Астрон. журн.* — 2006. — Т. 83, № 3. — С. 241—252.
118. *Chhetri R., Ekers R. D., Jones P. A., [et al.]*. The AT20G high-angular-resolution catalogue // *MNRAS.* — 2013. — Sept. — Vol. 434, no. 2. — P. 956—965.
119. *Koryukova T. A., Pushkarev A. B., Plavin A. V., [et al.]*. Tracing Milky Way scattering by compact extragalactic radio sources // *arXiv e-prints.* — 2022. — Jan. — arXiv:2201.04359.
120. *Berezinsky V. S.* // *Int. Conf. on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics “Neutrino-77”, Elbrus. Vol. 1.* — Moscow : Nauka Publishing House, 1977. — P. 177.
121. *Eichler D.* High-energy neutrino astronomy: a probe of galactic nuclei? // *ApJ.* — 1979. — Aug. — Vol. 232. — P. 106—112.
122. *Mannheim K.* High-energy neutrinos from extragalactic jets // *Astroparticle Physics.* — 1995. — May. — Vol. 3, no. 3. — P. 295—302.
123. *IceCube Collaboration.* Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector // *Science.* — 2013. — Nov. — Vol. 342, no. 6161. — P. 1242856.

124. *Aartsen M. G., Ackermann M., Adams J., [et al.]*. The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems // *Journal of Instrumentation*. — 2017. — Mar. — Vol. 12, no. 3. — P03012.
125. *Abbasi R., Ackermann M., Adams J., [et al.]*. Improved Characterization of the Astrophysical Muon-neutrino Flux with 9.5 Years of IceCube Data // *ApJ*. — 2022. — Mar. — Vol. 928, no. 1. — P. 50.
126. *Paiano S., Falomo R., Treves A., [et al.]*. The Redshift of the BL Lac Object TXS 0506+056 // *ApJL*. — 2018. — Feb. — Vol. 854, no. 2. — P. L32.
127. *Véron-Cetty M. .-, Véron P.* A catalogue of quasars and active nuclei: 13th edition // *A&A*. — 2010. — July. — Vol. 518. — A10.
128. *Padovani P., Oikonomou F., Petropoulou M., [et al.]*. TXS 0506+056, the first cosmic neutrino source, is not a BL Lac // *MNRAS*. — 2019. — Mar. — Vol. 484, no. 1. — P. L104—L108.
129. *Douglas J. N., Bash F. N., Bozyan F. A., [et al.]*. The Texas Survey of Radio Sources Covering -35.5 degrees < declination < 71.5 degrees at 365 MHz // *AJ*. — 1996. — May. — Vol. 111. — P. 1945.
130. *Горшков А. Г., Конникова В. К.* Быстрая переменность внегалактических радиоисточников в сантиметровом диапазоне длин волн // *Астрон. журн.* — 1996. — Т. 73, № 3. — С. 351—357.
131. *Richards J. L., Max-Moerbeck W., Pavlidou V., [et al.]*. Blazars in the Fermi Era: The OVRO 40 m Telescope Monitoring Program // *ApJS*. — 2011. — June. — Vol. 194, no. 2. — P. 29.
132. *Teräsranta H., Wiren S., Koivisto P., [et al.]*. 24 year monitoring of extragalactic sources at 22 and 37 GHz // *A&A*. — 2005. — Sept. — Vol. 440, no. 1. — P. 409—410.
133. *Kun E., Biermann P. L., Gergely L. Á.* Very long baseline interferometry radio structure and radio brightening of the high-energy neutrino emitting blazar TXS 0506+056 // *MNRAS*. — 2019. — Feb. — Vol. 483, no. 1. — P. L42—L46.
134. *Britzen S., Fendt C., Böttcher M., [et al.]*. A cosmic collider: Was the IceCube neutrino generated in a precessing jet-jet interaction in TXS 0506+056? // *A&A*. — 2019. — Oct. — Vol. 630. — A103.

135. *Li X., An T., Mohan P., [et al.]*. The Parsec-scale Jet of the Neutrino-emitting Blazar TXS 0506+056 // *ApJ*. — 2020. — June. — Vol. 896, no. 1. — P. 63.
136. *Ros E., Kadler M., Perucho M., [et al.]*. Apparent superluminal core expansion and limb brightening in the candidate neutrino blazar TXS 0506+056 // *A&A*. — 2020. — Jan. — Vol. 633. — P. L1.
137. *Hirabayashi H., Fomalont E. B., Horiuchi S., [et al.]*. The VSOP 5 GHz AGN Survey I. Compilation and Observations // *Publications of the ASJ*. — 2000. — Dec. — Vol. 52. — P. 997—L1014.
138. *Ковалев Ю. А.* Нестационарное радиоизлучение квазаров и галактик : диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, специальность 01.03.02. — М. : АКЦ ФИАН, 2002. — 171 с.
139. *Baars J. W. M., Genzel R., Pauliny-Toth I. I. K., [et al.]*. The absolute spectrum of Cas A: an accurate flux density scale and a set of secondary calibrators. // *A&A*. — 1977. — Oct. — Vol. 61. — P. 99—106.
140. *Perley R. A., Butler B. J.* An Accurate Flux Density Scale from 50 MHz to 50 GHz // *ApJS*. — 2017. — May. — Vol. 230, no. 1. — P. 7.
141. *Виняйкин Е. Н.* Эволюция радиоизлучения Крабовидной туманности по многолетним наблюдениям на частотах 927 и 151.5 МГц // *Астрон. журн.* — 2007. — Т. 84, № 7. — С. 634—641.
142. *Kovalev Y. A., Zhekanis G. V., Kovalev Y. Y., Popkov A. V., Plavin A. V., Nizhelsky N. A., Tsybulev P. G., Sotnikova Y. V., Erkenov A. K., Troitsky S. V.* Active Galaxies with Compact Jets Studied at RATAN-600 // *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century* / ed. by I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, D. O. Kudryavtsev. — Nizhnii Arkhyz : SAO RAS, 12/2020. — P. 355—363.
143. *Preston R. A., Morabito D. D., Williams J. G., [et al.]*. A VLBI survey at 2.29 GHz. // *AJ*. — 1985. — Sept. — Vol. 90. — P. 1599—1603.
144. *Kovalev Y. A., Kovalev Y. Y., Nizhelsky N. A.* Broad-Band Spectra Study of 213 VSOP 5-GHz Survey Sources // *Publications of the ASJ*. — 2000. — Dec. — Vol. 52. — P. 1027—L1036.
145. *Kovalev Y. A., Kovalev Y. Y., Nizhelsky N. A.* Instantaneous 1-22 GHz Spectra of 214 VSOP Survey Sources // *Astrophysical Phenomena Revealed by Space VLBI* / ed. by H. Hirabayashi, P. G. Edwards, D. W. Murphy. — 04/2000. — P. 193—198.

146. *Kovalev Y. Y., Kovalev Y. A., Nizhelsky N. A., [et al.]*. Broad-band Radio Spectra Variability of 550 AGN in 1997-2001 // *PASA*. — 2002. — Jan. — Vol. 19, no. 1. — P. 83—87.
147. *Жеканис Г. В., Жеканис Л. С.* Программное обеспечение подготовки данных на управление антенной РАТАН-600 // Тезисы докладов XXVII Радиоастрономической конференции «Проблемы современной радиоастрономии». Т. 3. — СПб. : ИПА РАН, 1997. — С. 78—79.
148. *Mingaliev M. G., Sotnikova Y. V., Udovitskiy R. Y., [et al.]*. RATAN-600 multi-frequency data for the BL Lacertae objects // *A&A*. — 2014. — Dec. — Vol. 572. — A59.
149. *Ковалев Ю. Ю., Ковалев Ю. А., Нижельский Н. А. [и др.]*. Типы и структура мгновенных спектров 2600 внегалактических РСДБ-объектов по данным 5-6 частот от 1 до 22 ГГц на РАТАН-600 // Труды ГАИШ. — 2004. — Т. 75. — С. 116.
150. *Jukes J. D.* Continuum Radiation from Quasi-stellar Sources // *Nature*. — 1967. — Nov. — Vol. 216, no. 5114. — P. 461.
151. *Kardashev N. S.* Radio Synchrotron Emission by Protons and Electrons in Pulsars and the Nuclei of Quasars // *Astronomy Reports*. — 2000. — Nov. — Vol. 44, no. 11. — P. 719—724.
152. *Rees M. J.* Proton Synchrotron Emission from Compact Radio Sources // *Astrophys. Lett.* — 1968. — Jan. — Vol. 2. — P. 1.
153. *Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei / ed. by M. Boettcher, D. E. Harris, H. Krawczynski.* — Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012.
154. *Wardle J. F. C., Aaron S. E.* How fast are the large-scale jets in quasars? Constraints on both Doppler beaming and intrinsic asymmetries // *MNRAS*. — 1997. — Apr. — Vol. 286, no. 2. — P. 425—435.
155. *Mertens F., Lobanov A. P., Walker R. C., [et al.]*. Kinematics of the jet in M 87 on scales of 100-1000 Schwarzschild radii // *A&A*. — 2016. — Oct. — Vol. 595. — A54.
156. *Ghisellini G., Padovani P., Celotti A., [et al.]*. Relativistic Bulk Motion in Active Galactic Nuclei // *ApJ*. — 1993. — Apr. — Vol. 407. — P. 65.

157. *Lähteenmäki A., Valtaoja E.* Total Flux Density Variations in Extragalactic Radio Sources. III. Doppler Boosting Factors, Lorentz Factors, and Viewing Angles for Active Galactic Nuclei // *ApJ*. — 1999. — Aug. — Vol. 521, no. 2. — P. 493—501.
158. *Jorstad S. G., Marscher A. P., Lister M. L., [et al.]*. Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array // *AJ*. — 2005. — Oct. — Vol. 130, no. 4. — P. 1418—1465.
159. *Tingay S. J., Preston R. A., Lister M. L., [et al.]*. Measuring the Brightness Temperature Distribution of Extragalactic Radio Sources with Space VLBI // *ApJL*. — 2001. — Mar. — Vol. 549, no. 1. — P. L55—L58.
160. *Kellermann K. I., Vermeulen R. C., Zensus J. A., [et al.]*. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei // *AJ*. — 1998. — Apr. — Vol. 115, no. 4. — P. 1295—1318.
161. *Lister M. L., Homan D. C.* MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. I. First-Epoch 15 GHz Linear Polarization Images // *AJ*. — 2005. — Oct. — Vol. 130, no. 4. — P. 1389—1417.
162. *Lister M. L., Homan D. C., Kellermann K. I., [et al.]*. Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies // *ApJ*. — 2021. — Dec. — Vol. 923, no. 1. — P. 30.
163. *Cohen M. H., Lister M. L., Homan D. C., [et al.]*. Relativistic Beaming and the Intrinsic Properties of Extragalactic Radio Jets // *ApJ*. — 2007. — Mar. — Vol. 658, no. 1. — P. 232—244.
164. *Lister M. L., Marscher A. P.* Statistical Effects of Doppler Beaming and Malmquist Bias on Flux-limited Samples of Compact Radio Sources // *ApJ*. — 1997. — Feb. — Vol. 476, no. 2. — P. 572—588.
165. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., [et al.]*. Significant core shift variability in parsec-scale jets of active galactic nuclei // *MNRAS*. — 2019. — May. — Vol. 485, no. 2. — P. 1822—1842.
166. *Pilipenko S. V., Kovalev Y. Y., Andrianov A. S., [et al.]*. The high brightness temperature of B0529+483 revealed by RadioAstron and implications for interstellar scattering // *MNRAS*. — 2018. — Mar. — Vol. 474, no. 3. — P. 3523—3534.

167. *Kutkin A. M., Pashchenko I. N., Lisakov M. M., [et al.]*. The extreme blazar AO 0235+164 as seen by extensive ground and space radio observations // *MNRAS*. — 2018. — Apr. — Vol. 475, no. 4. — P. 4994—5009.