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

Направление подготовки / специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика
Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

ЭВОЛЮЦИЯ КВАЗАРА 0858-279 С ПИКОВОЙ ФОРМОЙ РАДИОСПЕКТРА НА МАСШТАБАХ ПАРСЕК

(магистерская диссертация)

Студент:

Косогоров Никита Александрович

(подпись студента)

Научный руководитель:

Ковалев Юрий Юрьевич,
д-р физ.-мат. наук, чл.-кор. РАН

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2022

Аннотация

В настоящей работе были изучены многоэпоховые многочастотные свойства квазара 0858–279. Наблюдения источника на системе VLBA, а также РАТАН-600 позволили уточнить значения магнитного поля в доминирующей в излучении детали джета, которое оказалось равным порядка 1 Гс. Также удалось оценить доплеровский фактор для источника равный 2.1 ± 0.1 и оценить магнитное поле в ядре квазара равное 0.1 Гс. Помимо этого наблюдения на Gaia подтвердили интерпретацию локализации видимого начала джета. Кроме того, источник не показал значительных изменений в своей общей структуре на протяжении более 15 лет. Эволюция спектрального индекса в яркой детали указала на взаимодействие между струей джета и плотным межгалактическим облаком. Поляризационные исследования продемонстрировали, что величина меры вращения за год уменьшилась с 6000 рад/м² до 1000 рад/м². Направление магнитного поля также резко изменилось с перпендикулярного к распространению струи после ее наблюдаемого изгиба на перпендикулярное к распространению струи до изгиба. Совокупность спектральных и поляризационных свойств позволили сказать, что в 2005 году могло наблюдаться нелинейное взаимодействие стоячей и бегущей ударных волн. Часть результатов была опубликована в статье "Parsec-scale properties of the peculiar gigahertz-peaked spectrum quasar 0858-279" (Kosogorov et al. 2022) в журнале Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.

Содержание

1. Введение	5
1.1. Квазары с пиком в радиоспектре в гигагерцовых диапазонах	5
1.2. Радиointерферометрия со сверхдлинными базами	5
1.3. Предыдущие исследования квазара 0858–279	6
1.4. Постановка задачи	6
2. Детали эксперимента и обработки данных	8
2.1. Наблюдения на телескопе РАТАН-600	8
2.2. Наблюдения на системе VLBA	8
3. Совместный анализ РСДБ и Gaia астрометрии	11
4. Доплеровский фактор	12
4.1. Подходы для оценки доплеровского фактора	12
4.2. Моделирование переменного потока экспоненциальными вспышками	12
5. Магнитное поле в яркой детали джета J и в ядре для эпохи 2005 года	15
5.1. Моделирование спектра и оценка магнитного поля в доминирующей детали джета J	15
5.2. Оценка магнитного поля в ядре источника	16
5.2.1. Сохранение магнитного потока	16
5.2.2. Сдвиг ядра	17
6. Анализ многоэпоховых карт интенсивности и моделирование структуры квазара	19
6.1. Карты полной интенсивности	19
6.2. Моделирование структуры	19
6.3. РСДБ переменность	22
6.4. Переменность на РАТАНе-600	25
6.5. Карты спектрального индекса	27
7. Изменение поляризационных свойств источника	29
7.1. Степень линейной поляризации	29
7.2. Влияние непрозрачности излучения на карты EVPA	30
7.3. Карты меры вращения и направления магнитного поля	31

8. Эволюция ударных волн в источнике	36
8.1. Изменение структуры источника и стоячая волна	36
8.2. Две ударные волны в яркой детали	36
8.3. Эволюция пиковых параметров на $(\nu_m - S_m)$ -плоскости . . .	38
8.4. Эволюция магнитного поля и меры вращения	39
9. Заключение	40
10. Благодарности	42
Список литературы	43

1. Введение

1.1. Квазары с пиком в радиоспектре в гигагерцовых диапазонах

Эволюция активных галактических ядер (АГЯ) имеет ключевое значение для понимания формирования галактик и изучения среды, в которой они развиваются. Квазары являются подклассом АГЯ, а также обладают одним из самых ярких излучений во Вселенной [1, 2, 3]. Данные объекты также имеют классификацию по различным признакам, например, таким как форма их спектра. В данной работе был изучен GPS-источник (gigahertz-peaked spectrum, источник с пиком в радиоспектре в гигагерцовых диапазонах). Данные источники имеют инвертированный спектр ниже пиковой частоты, возникающий из-за синхротронного самопоглощения или свободного-свободного поглощения. Поскольку источники этого типа, как правило, находятся на ранней стадии развития, изучение таких квазаров может помочь углубить и расширить наши знания о галактиках на начальных стадиях их роста. Некоторые общие свойства GPS-источников включают отсутствие сильной переменности плотности потока, малую скорость компонентов струи и малую степень линейной поляризации. Однако есть примеры источников, которые имеют нетипичные свойства, поскольку определение данных объектов основано исключительно на их спектрах. При этом пиковая форма спектра может возникать из-за очень разных физических процессов, происходящих в них. Большое количество исследований было посвящено изучению GPS-источников и выявлению их свойств (например, [4, 5, 6, 7, 8]). Анализ эволюции их свойств, включая спектральных и поляризационных, может помочь решить некоторые из ключевых загадок GPS-источников, таких как проблемы классификации, взаимодействие с окружающей средой, природа механизма поглощения и т.д.

1.2. Радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами

Радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ) [9] позволяет исследовать эволюцию квазаров на исключительно близких расстояниях до центральных машин, которые чаще всего представляют собой черные дыры [10]. Этот метод использует сеть из радиотелескопов, разбросанных на очень больших расстояниях друг от друга, как правило, несколько тысяч километров. После независимой записи данных, они коррелируются. РСДБ позволяет заглянуть в парсекские области далеких квазаров. Кроме того, этот метод позволяет нам разрешить движущиеся компоненты струи, а значит, тщательно изучить кинематику релятивистски движущейся плазмы (например, [11]). Обычно в джете

наблюдаются яркие места в излучении, происхождение которых не изучено до конца. В некоторых случаях они имеют сверхсветовые видимые скорости. В то же время они могут быть и квазистационарными (например, [12, 13]). Считается, что данные детали могут представлять из себя реколимационные или стоячие ударные волны [14, 15]. Кроме того, в большинстве случаев самая яркая деталь в квазаре является ядром, регионом с синхротронным самопоглощением. Для объяснения свойств движущейся плазмы было предложено несколько аналитических моделей (например, [16, 17]). Помимо этого, для исследования эволюции струй и выявления природы ярких деталей используется численное моделирование (например, [18, 19, 20, 21, 22]).

1.3. Предыдущие исследования квазара 0858—279

В бакалаврской работе ([23]) удалось подробно изучить свойства квазара 0858—279 на одной эпохе РСДБ наблюдений. Этот источник привлек внимание тем, что имел нетипично высокую амплитуду и короткие временные масштабы переменности по данным ПАТАН-600. При этом ранние РСДБ наблюдения источника (VLBA Calibrator Search program [24]) продемонстрировали протяженную структуру. Типичные размеры этой структуры не соотносились с размерами, определяемыми из принципа причинности.

Карты интенсивности с высоким разрешением, а также спектральные свойства позволили разрешить ядро и яркую деталь в излучении джета, превосходящую по яркости излучение от ядра источника. Кроме того, моделирование спектра яркой детали позволило оценить величину магнитного поля в ней, которое оказалось равным $(0.55 \pm 0.22)\delta$ Гс, где δ — релятивистский доплеровский фактор. Также карты меры вращения позволили изучить внешнее по отношению к джету вещество, которое оказалось достаточно плотным. Полученные карты в совокупности с картами параметров Стокса Q и U были использованы для восстановления направления магнитного поля. Таким образом, по спектральным и поляризационным свойствам был сделан вывод, что в яркой детали джета могла образоваться ударная волна благодаря взаимодействию с плотным межгалактическим облаком. Эта волна привела к ре-ускорению электронов, и, соответственно, уярчению излучения в месте ее формирования.

1.4. Постановка задачи

Джеты квазаров являются нестационарными объектами. Интересно изучить, как эволюционировал джет источника, а также свойства ударной волны и окружающей среды. Данная работа посвящена поиску ответов на эти и многие другие вопросы. Например, что является источни-

ком переменности, ядро или джет квазара? Какова кинематика плазмы в джете? Как эволюционирует яркая деталь в джете? Можно ли дать более точные оценки на магнитное поле в джете и в ядре? Для дальнейшего изучения свойств источника в данной работе была исследована его эволюция с помощью многоэпыховых многочастотных поляризационных наблюдений РСДБ, а также с помощью наблюдений на телескопе РАТАН-600.

2. Детали эксперимента и обработки данных

2.1. Наблюдения на телескопе РАТАН-600

Квazar 0858–279 наблюдался на 5-7 частотах в диапазоне от 1 до 22 ГГц на радиотелескопе РАТАН-600 Специальной астрофизической обсерватория (например, [25]) с 1997 года 2-4 раза в год. Как правило, спектры для каждого источника измерялись 1-3 раза в каждом из наблюдений и усреднялись. Каждый спектр наблюдался в пределах нескольких минут в транзитном режиме. Калибровочная кривая амплитуды на каждой частоте была построена независимо для каждого наблюдения. При этом использовались измерения калибраторов, в основном выбранных из [26, 27]. Плотность потока была откалибрована согласно [27]. Все ошибки измерений были рассчитаны как средневзвешенные значения и включали погрешность калибровочной кривой амплитуды. Погрешность шкалы плотности потока не была включена. Детали процедуры измерений подробно описаны в [28].

На рис. 1 показаны медианные спектры для разных периодов наблюдения источника. Можно заметить, что источник является GPS источником на протяжении более 20 лет. При этом пиковая частота, при которой достигается максимум плотности потока, падает с 5.5 до 3 ГГц за весь период наблюдений. Также на рис. 2 показаны РАТАНовские кривые блеска для источника на трех частотах 21.7, 11.1 и 7.7 ГГц.

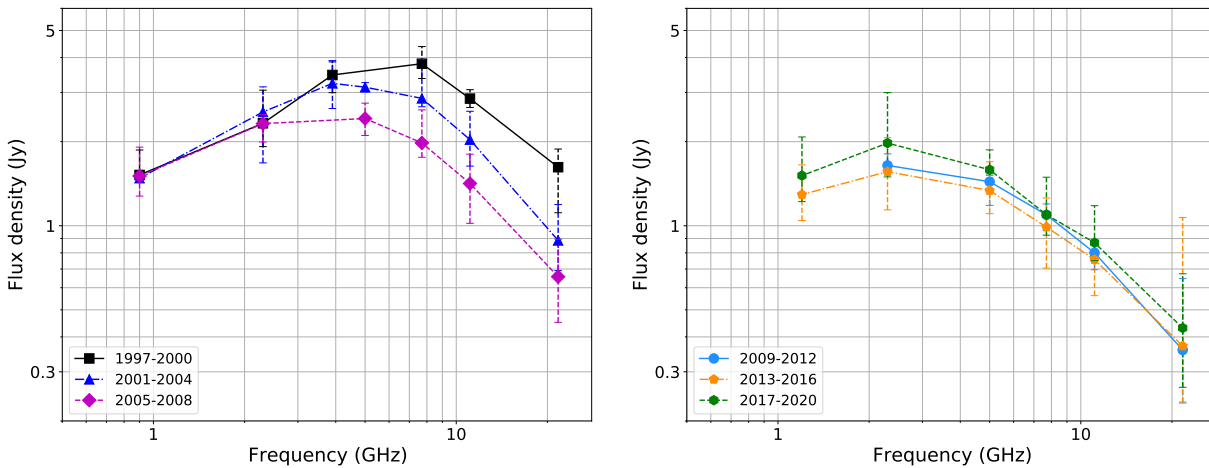


Рис. 1. Медианные спектры РАТАН-600 за шесть указанных периодов времени наблюдений квазара 0858–279. Пунктирные вертикальные линии показывают интервал значений от наименьшей до наибольшей плотности потока за соответствующий период.

2.2. Наблюдения на системе VLBA

Квazar наблюдался на системе радиотелескопов Very Long Baseline Array (VLBA) 26 ноября 2005 года, 9 февраля 2007 года, 23 мая 2007

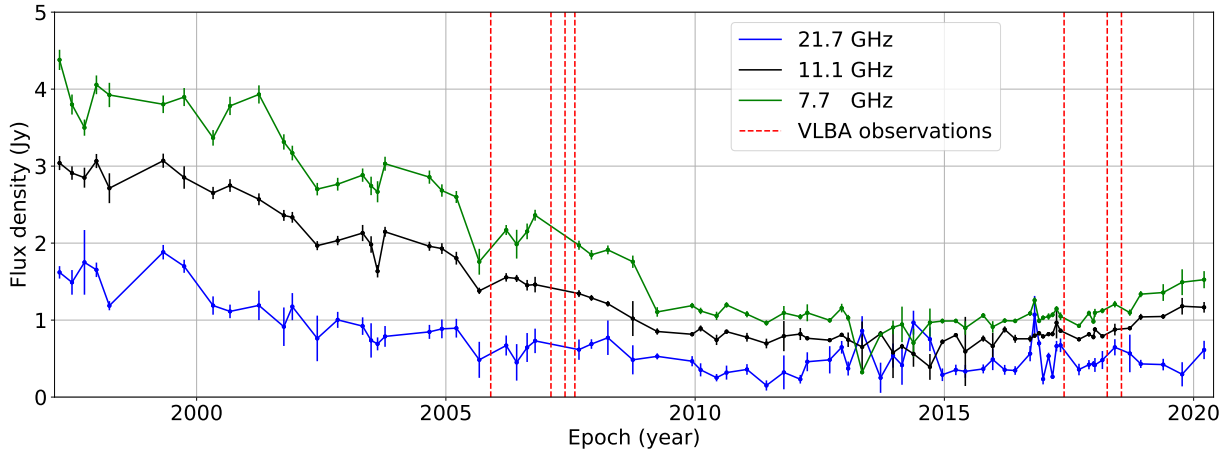


Рис. 2. Многочастотная кривая блеска квазара 0858–279 для трех частот. Красные пунктирные линии показывают время наблюдений на VLBA.

года и 3 августа 2007 года. Коды проектов - ВК128, ВК133а, ВК133b и ВК133с. Детали наблюдений и обработки данных проекта ВК128 можно найти в бакалаврской работе ([23]).

Здесь описаны данные проекта ВК133. Источник наблюдался на частотах 1.5 ГГц, 2.3 ГГц, 4.8 ГГц, 8.3 ГГц, 15.4 ГГц и 22.2 ГГц. Каждая частотная полоса включала четыре канала шириной 8 МГц. В последующем анализе мы объединили все каналы на всех частотах, за исключением изучения поляризации. При поляризационном анализе четыре самые низкочастотные полосы были разбиты на два поддиапазона, по два канала на поддиапазон, с центрами на 1.41 ГГц, 1.66 ГГц, 2.28 ГГц, 2.39 ГГц, 4.64 ГГц, 5.04 ГГц, 8.15 ГГц, 8.50 ГГц. Данные на каждой станции VLBA записывались с 2-битной дискретизацией и общей скоростью 256 Мбит/с в правой и левой круговой поляризации.

Наблюдаемые калибраторы состояли из калибратора фазы 1226+023 (3С 273) и калибратора инструментальной поляризации 0919–260. Кроме того, были использованы калибраторы EVPA (позиционный угол электрического вектора) и включали 1328+307 (3С 286) на всех трех эпохах в 2007, а также 0851+202 (ОJ 287) в феврале и 0923+392 в мае и августе. Квазар 3С 286 обладает примерно постоянным значением интегрального EVPA и на период наблюдений он составлял 33° и одинаков для частот 1.41, 1.66, 2.28 и 2.39 ГГц. Для остальных частот использовались ОJ 287 и 0923+392. Значения EVPA для данных калибраторов были взяты из VLA (Very Large Array) Monitoring Program ([29]).

Начальные этапы обработки данных были выполнены в пакете Astronomical Image Processing System ([30]) для каждой частоты независимо. Они состояли из типичных процедур обработки данных VLBI, которые можно найти в AIPS cookbook. В качестве первого этапа самокалибровки использовалась команда CALIB в AIPS. Также был использован

программный пакет difmap ([31]) для итеративного выполнения фазовой и амплитудной самокалибровки, а также для получения CLEAN-изображений методом гибридного картографирования [32] (CLEAN – от названия используемого алгоритма деконволюции [33]). Точность амплитудной калибровки оценивается нами на уровне 10 % для 22 ГГц и около 5 % для частот в диапазоне от 1.4 ГГц до 15 ГГц. Эти оценки находятся в хорошем согласии с точностью калибровки, описанной в сводке о состоянии наблюдений VLBA¹.

Помимо традиционно используемого в радиоастрономии алгоритма CLEAN ([33]), для проверки достоверности наших результатов были восстановлены изображения с помощью методов регуляризованного максимального правдоподобия, которые реализованы в пакете eht-imaging (например, [34]). На рис. 3 представлены изображения на самой высокой частоте наших наблюдений на 22 ГГц в 2005 году, построенные повторно с использованием этих двух подходов. Оказалось, что результаты хорошо согласуются друг с другом при восстановлении изображений с одинаковой диаграммой направленности.

Кроме того, мы использовали изображения источника на частоте 8.3 ГГц для трех других эпох 2017-05-27, 2018-04-08, 2018-07-21, которые доступны публично в базе данных изображений Astrogateo VLBI FITS².

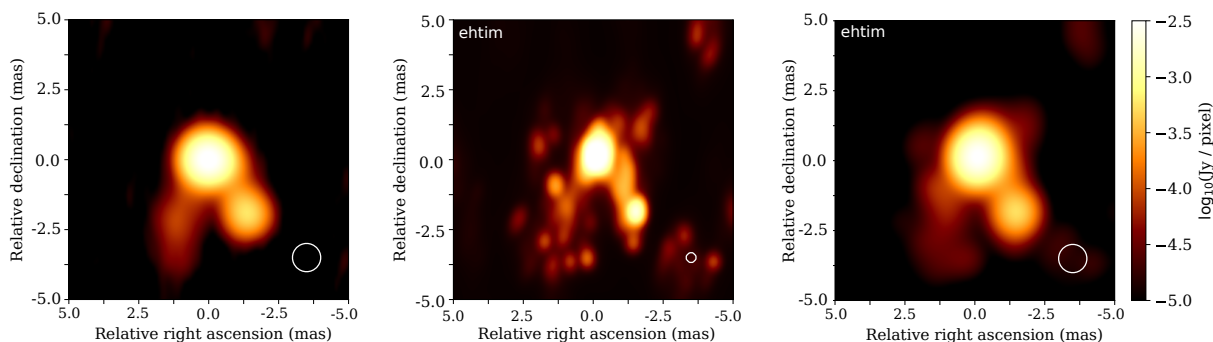


Рис. 3. Изображения источника с высоким разрешением, полученные с помощью различных алгоритмов реконструкции. Изображение, полученное с помощью алгоритма CLEAN, представлено слева. Оно было восстановлено с круглой диаграммой направленности. Изображение, полученное с помощью пакета eht-imaging, показано в центре. Оно было восстановлено с номинальным разрешением наблюдения, равным обратной величине самой длинной базовой линии. Справа показано то же изображение, восстановленное с круглой диаграммой направленности, взятой из изображения слева. Диаграммы направленности показаны белыми кругами в правом нижнем углу каждого из изображений.

¹<https://science.nrao.edu/facilities/vlba/docs/manuals>

²http://astrogateo.org/vlbi_images/

3. Совместный анализ РСДБ и Gaia астрометрии

В этой работе использовалась версия Gaia Early Data Release 3 (Gaia EDR3) [35, 36]. Этот каталог обеспечивает чрезвычайно точные измерения оптических положений различных источников, включая АЯГ. Аналогичная точность в угловом разрешении может быть получена при наблюдениях РСДБ. В дальнейшем анализе мы использовали данные Radio Fundamental Catalog³ для кросс-идентификации и изучения 0858–279.

Преыдущие анализы смещений РСДБ-Gaia показал, что существует много источников со значительными различиями между их оптически-ми и РСДБ-позициями [37, 38]. Эти смещения могут варьироваться и составлять до десятков миллисекунд. Обычно позиции Gaia расположены ниже по течению по направлению распространения струи по сравнению с их РСДБ-позициями. Такое поведение ожидается, когда в струях есть сильные и протяженные оптические джеты на парсековых масштабах. С другой стороны, некоторые источники представили смещения в противоположном направлении. Это может быть вызвано эффектом смещения ядра или доминирующим воздействием аккреционного диска.

Поскольку 0858–279 имеет нетипичную структуру со слабым ядром и яркой деталью в джете, было интересно найти и сравнить его оптическое положение с РСДБ. Положение источника в Radio Fundamental Catalog, скорее всего, соответствует доминирующей детали джета, поскольку она наблюдалась в течение более чем десяти лет (см. дальнейший анализ в этой работе). Координаты РСДБ и Gaia приведены в табл. 1. Таким образом, смещение между Gaia и VLBI составляет около 2.5 mas. При этом координаты Gaia расположены в юго-западном направлении, где наблюдалось ядро. Положение Gaia и ядра совпали с хорошей точностью в пределах погрешности (см. Рис. 6). Это можно объяснить тем, что в оптике доминирует излучение аккреционного диска и начала джета. При этом их разделение является непростой задачей и включает в себя анализ оптического цвета.

Таблица 1. Координаты для 0858–279 на РСДБ и Gaia. Для прямого восхождения они даны в часах, минутах, секундах. Для склонения – в градусах, минутах, секундах.

	Прямое восхождение	Склонение
РСДБ	09 00 40.038782 ± 0.00013	-28 08 20.34533 ± 0.00017
Gaia	09 00 40.038693 ± 0.00006	-28 08 20.34742 ± 0.00006

³http://astrogeo.org/sol/rfc/rfc_2022a/

4. Доплеровский фактор

4.1. Подходы для оценки доплеровского фактора

Существует несколько подходов, предложенных для оценки доплеровского фактора усиления излучения, такие как анализ рентгеновских наблюдений вместе с РСДБ потоками (например, [39]) или непосредственное наблюдение яркостной температуры с помощью РСДБ. Также были предложены методы анализа медианной яркостной температуры (например, [40]). Кроме того, можно сравнить время спада потока компонента в струе с его РСДБ размером ([41]) или найти доплеровские факторы из наблюдений зависимости плотности потока от времени. Последний подход используется в данной работе ([42]). Для получения доплеровского фактора по переменной плотности потока, необходимо промоделировать, как изменяется плотность потока со временем с помощью экспоненциальных вспышек.

После этого можно рассчитать параметры каждой вспышки и посчитать соответствующую яркостную температуру источника. Наблюдаемая яркостная температура усилена по сравнению с собственной температурой T_{int} . Несмотря на то, что в некоторых работах (например, [43]) предполагается, что данная температура близка к температуре равновесия $T_{\text{eq}} = 5 \times 10^{10}$ К, в данной работе использовалось другое значение. Исходя из физических соображений, для вспышек значение температуры должно быть ближе к обратному комптоновскому пределу ([44]). Таким образом, для собственной температуры использовалось значение $T_{\text{int}} = 2.78 \times 10^{11}$ К, полученное в [45].

4.2. Моделирование переменного потока экспоненциальными вспышками

Вспышки моделировались с использованием экспоненциальной формы, используемой, например, в [46, 43]:

$$\Delta S(t) = \begin{cases} \Delta S_{\text{max}} e^{(t-t_{\text{max}})/\tau}, & t < t_{\text{max}} \\ \Delta S_{\text{max}} e^{-(t-t_{\text{max}})/1.3\tau}, & t > t_{\text{max}} \end{cases}, \quad (1)$$

где ΔS_{max} — максимальная плотность потока вспышки в Янах, наблюдаемая в момент времени t_{max} , а τ — время нарастания вспышки. Мы следовали [46], взяв 1.3 в коэффициенте времени затухания для согласованности.

Были использованы две кривые блеска на частотах 21.7 ГГц и 11.1 ГГц, чтобы подогнать вспышки, поскольку временные масштабы переменной на высоких частотах обычно меньше. Как следствие, в отличие от низких частот не возникает проблемы их наложения друг на друга.

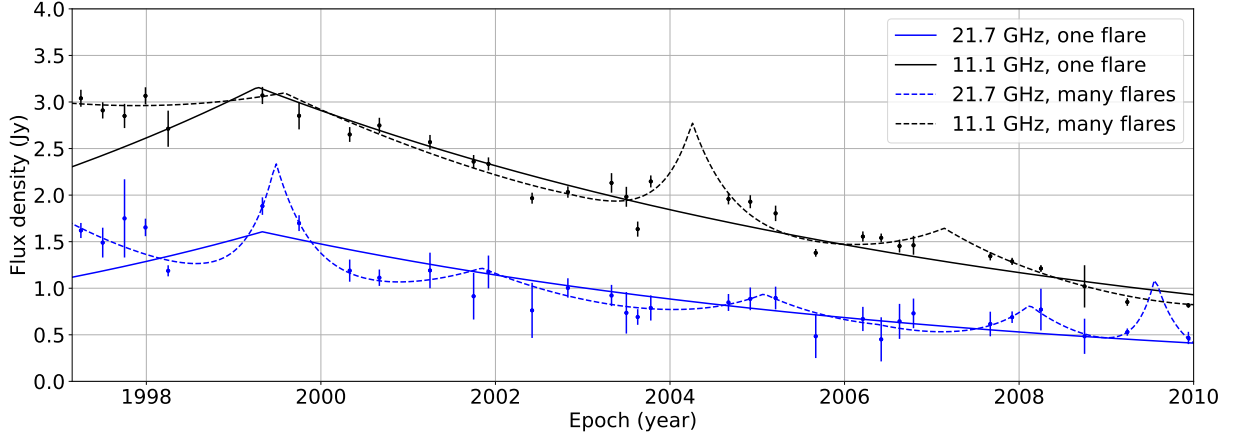


Рис. 4. Кривые плотности потока излучения РАТАН-600 с разложением на одну (сплошные кривые) и несколько вспышек (пунктирные кривые) для частот 21.7 ГГц и 11.1 ГГц. Сплошные кривые показывают консервативную модель одиночной вспышки, которая используется для получения нижнего предела доплеровского фактора.

Для начала, была использована модель с одной вспышкой. В данном случае считалось, что все точки на каждой кривой блеска лежат на одной продолжительной вспышке. Данный подход установил нижний предел на доплеровский фактор. Чтобы исключить влияние данных наблюдений, далеких от 2005 года, мы не использовали точки, полученные после 2010.

Кроме того, мы разложили наши кривые блеска, считая, что они могут быть описаны несколькими вспышками. Поскольку количество точек данных в наших наблюдениях невелико, мы применили информационный критерий Акаике [47], чтобы найти лучшее количество вспышек, представляющих наши кривые. Все кривые модели показаны на рис. 4.

Используя полученные подгонки, были рассчитаны соответствующие яркостные температуры в К. Для каждой вспышки температура (например, [16]) может быть посчитана как:

$$T_{\text{var}} = 1.47 \times 10^{13} \frac{D_L^2 \Delta S_{\text{max}}(\nu)}{\nu^2 \tau^2 (1+z)^4}, \quad (2)$$

где D_L — расстояние светимости в Мпк, τ — временная шкала переменности в днях, $z = 2.152$ — красное смещение квазара, ν — наблюдаемая частота в ГГц. Соответствующий доплеровский фактор для вспышки, согласно уравнению (2) в [48], рассчитывается как:

$$\delta_{\text{var}} = (1+z) \left(\frac{T_{\text{var}}}{T_{\text{int}}} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

В конечном итоге при использовании одновспышечной модели для частот 11 и 22 ГГц полученный усредненный доплеровский фактор ока-

зался равным $\delta_{\text{var}} = 2.1 \pm 0.1$. Ошибка была рассчитана из ковариационной матрицы подгонки. Используя множество вспышек для двух частот, удалось оценить доплеровский фактор переменности источника как медианное значение всех полученных факторов для каждого пика $\delta_{\text{var}} = 4.8 \pm 3.9$. Оба подхода дают одинаковый порядок величины. Однако в последующем анализе было отдано предпочтение консервативному подходу с одиночной продолжительной вспышкой.

5. Магнитное поле в яркой детали джета J и в ядре для эпохи 2005 года

5.1. Моделирование спектра и оценка магнитного поля в доминирующей детали джета J

В прошлой работе [23] структура источника эпохи 2005 года была промоделирована набором гаусс компонент (см. подробности моделирования в разд. 6.2). После этого для доминирующей в излучении компоненты был промоделирован спектр в рамках модели однородного синхротронного источника. Из данной модели удалось найти максимальную плотность потока S_m для данной детали на критической частоте ν_m , где этот максимум достигается. Для оценки индукции магнитного поля использовалась уточненная формула Слыша [49]:

$$B = 10^{-5} b(\alpha_{\text{thin}}) \theta^4 \nu_m^5 S_m^{-2} \left(\frac{\delta}{1+z} \right), \quad (4)$$

где B — индукция магнитного поля в Гс, δ — релятивистский доплеровский фактор, $b(\alpha_{\text{thin}})$ — коэффициент, зависящий от спектрального индекса оптически тонкого излучения в рассматриваемой области, $z = 2.152$ — красное смещение исследуемого квазара [50]. При этом $\theta = 1.8\theta_G$ в миллисекундах является разумной оценкой углового диаметра рассматриваемой области (см. почему возникает коэффициент 1.8 в работе [49]), где θ_G — угловой размер гаусс компоненты. В прошлой работе для того, чтобы посчитать ошибку в индукции магнитного поля, во внимание были приняты ошибки критической частоты и максимальной плотности потока. Они были получены по ковариационной матрице подгонки данных к модели. В данной работе мы уточняем оценку ошибки индукции магнитного поля, включая в рассмотрение ошибку углового размера гаусс компоненты. Для этого источник был промоделирован различным количеством гаусс компонент от четырех до семи. Разброс размера компонент, отвечающих за разные части в джете, позволяет оценить ошибку в их размерах. Таким образом, после была найдена дисперсия компонент, отвечающих за яркую деталь в джете. Таким образом, размер компоненты оказался равным $\theta_G = 0.54 \pm 0.03$ mas. После перерасчета ошибки для индукции, итоговое значение оказалось равным $B = (0.55 \pm 0.37)\delta$ Гс.

Релятивистский доплеровский фактор был оценен в предыдущей секции 4 с помощью вспышек радиоизлучения. Нижний предел на этот параметр оказался равным $\delta_{\text{var}} = 2.1 \pm 0.1$. Таким образом, беря это значение, удалось посчитать индукцию магнитного поля ~ 1 Гс. Данное значение указывает на необычайно сильное магнитное поле, которое является

нетипичным для расстояний порядка 20 пк от центральных машин. Как обсуждалось ранее, причиной столь сильной индукции могла быть ударная волна, формирующаяся в данном месте джета.

5.2. Оценка магнитного поля в ядре источника

5.2.1. Сохранение магнитного потока

Для того, чтобы оценить магнитное поле в ядре источника использовались два подхода. Первый заключается в сохранении магнитного потока для релятивистски движущейся плазмы в джете. Если предположить, что в яркой детали джета формируется ударная стоячая волна, то можно оценить значение магнитного поля за фронтом ударной волны. Так как источник является компактным, то скорость движения плазмы до данной ударной волны должна быть примерно равной скорости света c . Предполагая, что ударная волна перпендикулярна потоку плазмы, струя плазмы может предельно замедлиться до $c/3$ (например, [51]). Далее были использованы условия скачка параметров на поверхности разрыва для ударных волн $\Gamma_2 B_2 = \Gamma_1 r B_1$, где индекс 1 отвечает за значения вверх по течению, а индекс 2 – вниз по течению, r – коэффициент компрессии, равный 3. Также считая, что Γ_2 близок к 1 из-за замедления на ударной волне, получилось, что магнитное поле после фронта усилено в $3\Gamma_1$ раз.

Для оценки Γ_1 было использовано упрощающее приближение $\Gamma \sin \theta = 1$ (например, [52]), а также $\delta_{\text{var}} = 2.1 \pm 0.1$ из секции 4, где θ – угол между направлением на наблюдателя и распространением струи. Кроме того, кинематические параметры связаны формулами, взятыми, например из [43]:

$$\Gamma = \frac{\beta_{\text{app}}^2 + \delta_{\text{var}}^2 + 1}{2\delta_{\text{var}}}, \quad (5)$$

$$\theta = \arctan \frac{2\beta_{\text{app}}}{\beta_{\text{app}}^2 + \delta_{\text{var}}^2 - 1}, \quad (6)$$

где β_{app} – видимая скорость движения в скоростях света. Таким образом, можно получить, что параметр $\Gamma_1 \approx 2$. Поэтому, взяв значение магнитного поля в 1.2 Гс, было рассчитано магнитное поле до фронта волны в области яркой детали, которое оказалось равным $B_1 \approx 0.2$ Гс.

Применяя закон сохранения магнитного потока, можно получить значение магнитного поля ядре источника (например, [53]). Ожидается, что магнитное поле должно быть тороидальным и можно пренебречь полоидальной компонентой поля. Получаем, что магнитное поле в ядре $B_{\text{core}} = B_1 r_1 / r_2$, где r_1 и r_2 – размеры яркой детали и ядра соответственно. Так как излучение ядра является непрозрачным на 22.2 ГГц и

15.4 ГГц (см. карты спектрального индекса в разд. 6.5), его размер зависит от частоты как ν^{-1} . Используя наибольшую частоту наблюдений, можно найти нижний предел для поля в ядре $B_{\text{core}} \approx 0.3$ Гс.

5.2.2. Сдвиг ядра

Второй подход заключается в эффекте сдвига ядра, при котором видимое положение ядра зависит от частоты наблюдений. Были использованы гаусс компоненты из табл. 3 и процедура наложения изображений, основанная на положении ярких деталей и описанная в разд. 6.5. Квазар был промоделирован разным количеством компонент, чтобы оценить погрешность измерения. После была найдена дисперсия радиального расстояния до центра компоненты. Значение смещения ядра 22.2–15.4 ГГц оказалось равным $\Delta r_{\text{core}} = 0.06 \pm 0.03$ mas. Направление вектора смещения ядра в пределах ошибок совпадает с направлением внутренней струи. Таким образом, нам удалось рассчитать меру сдвига ядра, определенную в [54] как:

$$\Omega_{r\nu} = 4.85 \times 10^{-9} \frac{\Delta r_{\text{core}} D_L}{(1+z)^2} \frac{\nu_2 \nu_1}{\nu_2 - \nu_1}, \quad (7)$$

где ν_1 и ν_2 — рассматриваемые частоты в ГГц, D_L — расстояние по светимости в парсеках, а Δr_{core} измеряется в mas. Окончательное значение $\Omega_{r\nu} = 26 \pm 13$ пк ГГц.

Магнитное поле в области ядра $B_{\text{core}} = B_1 r_{\text{core}}^{-1}$, где r_{core} — расстояние от центральной машины до ядра и равно $r_{\text{core}}(\nu) = \Omega_{r\nu} \nu^{-1} / \sin \theta$ [54]. Магнитное поле $B_{1\text{pc}}$ в Гс на расстоянии 1 пк можно рассчитать с помощью следующего уравнения [55, 56]:

$$B_1 \approx 0.025 \left(\frac{\Omega_{r\nu}^3 (1+z)^2}{\delta^2 \phi \sin^3 \theta} \right)^{0.25}, \quad (8)$$

где ϕ — половинный угол раскрытия струи и $\phi = \phi_{\text{obs}} \sin \theta$. Для того, чтобы найти этот угол интенсивность вдоль поперечных срезов, перпендикулярных линии хребта, была подогнана гауссовым профилем, а затем выполнили деконволюцию с диаграммой направленности, как в [52, 57]. В результате был измерен наблюдаемый угол раскрытия струи $\phi_{\text{obs}} = (7 \pm 1)^\circ$. Были использованы идентичные параметры из приближения $\Gamma \sin \theta = 1$. В итоге магнитное поле на расстоянии 1 пк от центральной машины $B_1 \approx 1.1 \pm 0.5$ Гс совпало со значениями, представленными в выборках для других квазаров [58]. Магнитное поле в области ядра для частоты 22.2 ГГц составило $B_{\text{core}} \approx 0.4 \pm 0.2$ Гс.

В результате были получены близкие значения в пределах погрешности для обоих независимых подходов, метода сдвига ядра и метода с

использованием условий разрыва для стоячей ударной волны и сохранения магнитного потока. Тот факт, что два разных подхода согласуются друг с другом, дает дополнительные аргументы в пользу предположения об ударной волне.

6. Анализ многоэпоховых карт интенсивности и моделирование структуры квазара

6.1. Карты полной интенсивности

Общая структура источника в 2007, 2017 и 2018 годах осталась такой же, как и в 2005 году, без появления новых особенностей в полной интенсивности. Изображения на всех частотах для эпохи 2005-11-26 можно найти на рис. 3 в бакалаврской работе [23]. Здесь на рис. 5 показаны изображения квазара, полученные для трех эпох в 2007 году на частоте 15.4 ГГц. Выбрана именно эта частота, так как разрешение на других частотах оказалось хуже, и структура ядро-джет была видна не так четко. Это касается и разрешения, полученного на самой высокой частоте 22.2 ГГц, где данные на некоторых антеннах были флажированы. Флажирование связано с проблемами наблюдений в разные периоды времени, которые включали отсутствие данных, проблемы со связью, плохие погодные условия и сбои в электропитании. Кроме того, на том же рисунке представлены изображения источника в 2017 и 2018 годах на частоте 8.3 ГГц.

6.2. Моделирование структуры

В табл. 2 представлены основные параметры всех карт полной интенсивности. Уровень шума σ_I на картах был посчитан как усредненное значение стандартного отклонения интенсивности в частях карт, не содержащих структуру источника. Плотность потока от источника была посчитана как сумма CLEAN-компонент, получаемых при гибридном картографировании.

В бакалаврской работе удалось установить, что юго-западная область может быть ассоциирована с непрозрачным ядром, а яркая особенность в центре оказалась частью струи. Для более детального изучения структуры и ее эволюции со временем были подогнаны несколько круговых гауссовых компонент к данным видимости в difmap с помощью modelfit независимо для разных эпох. Для того, чтобы найти оптимальное и минимальное количество гаусс компонент, новые компоненты добавлялись только тогда, когда это приводило к значительному уменьшению χ^2 модели.

В табл. 3 мы дополняем результаты моделирования квазара в 2005 году, полученные в прошлой работе (см. табл.2 в [23]), и показываем также гаусс компоненты на частоте 8.3 ГГц. Кроме того, мы обозначаем ядро квазара за компоненту C, а компоненты, отвечающие за яркую деталь в джете, как J_0 и J_1 . Можно заметить, что разрешения на 8.3 ГГц не хватает, чтобы различить J_0 и J_1 , и структура лучше всего моделируется

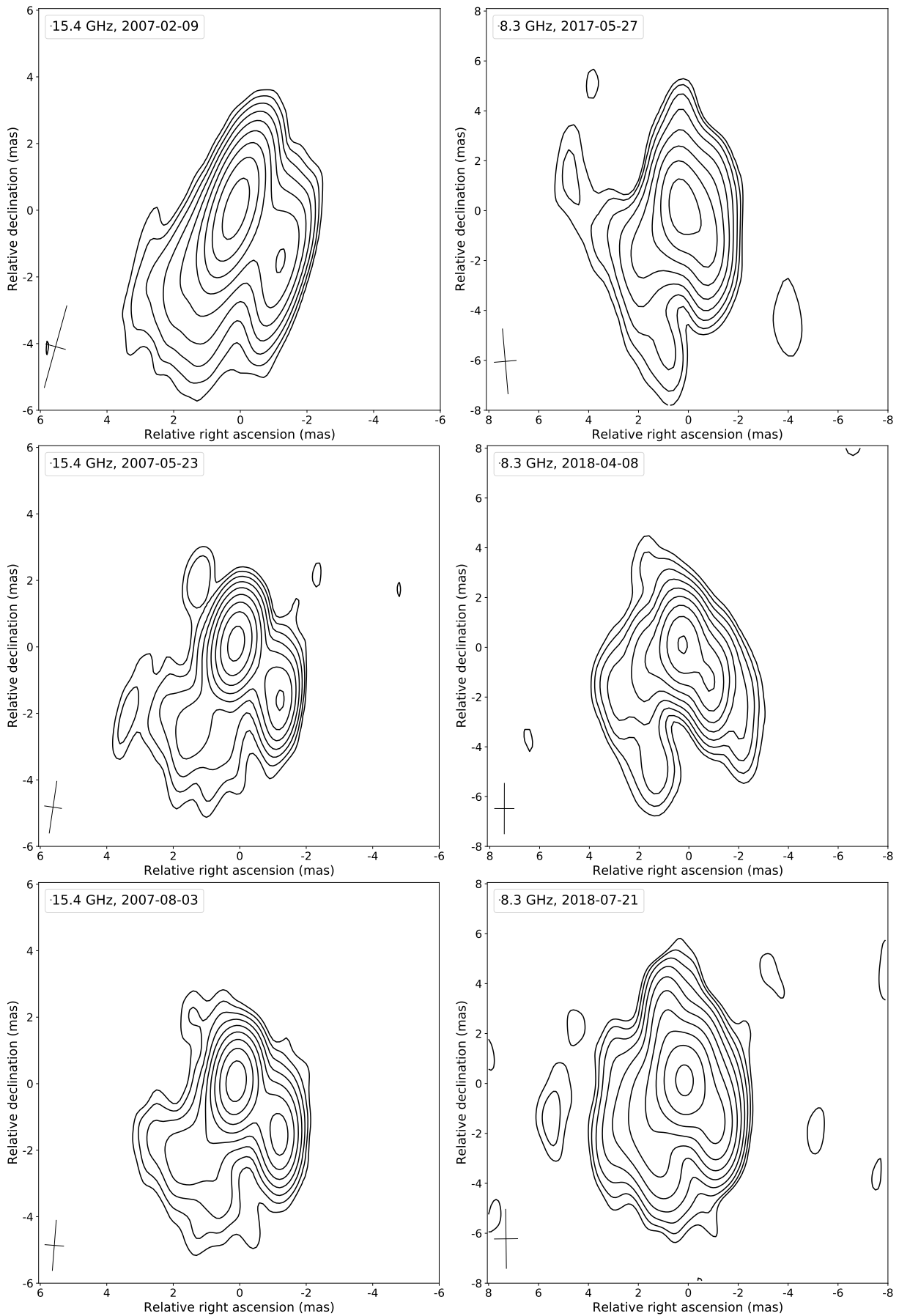


Рис. 5. Контурные карты полной интенсивности для квазара 0858–279 для следующих эпох: 2007-02-09, 2007-02-09, 2007-02-09 на 15.4 ГГц и 2017-05-27, 2018-04-08, 2018-07-21 на 8.3 ГГц. Контур intensity начинается на уровне $3\sigma_I$ и идет с шагом $\times 2$. Параметры диаграммы направленности показаны в левом нижнем углу.

Таблица 2. Основные параметры карт полной интенсивности квазара 0858–279. Суммарная плотность потока S вычислялась как сумма CLEAN-компонент, полученных в difmap. Мы не приводим параметры карты на 22.2 ГГц для эпохи 2007-08, так как не смогли восстановить изображение на этой частоте из-за проблем с данными, см. подробнее разд. 6.1.

Эпоха	Частота (ГГц)	Плотность потока, S (мЯн)	Пиковая интенсивность (мЯн/луч)	Уровень шума, σ_I (мЯн/луч)
2005-11	22.2	552	358	0.8
	15.4	969	478	0.2
	8.3	1577	758	0.3
	4.8	2114	1056	0.6
	2.3	2062	1111	1.1
	1.5	1591	912	2.9
2007-02	22.2	579	411	0.8
	15.4	727	373	0.3
	8.3	1271	623	0.3
	4.8	1582	725	0.8
	2.3	1857	897	1.2
	1.5	1699	757	2.6
2007-05	22.2	523	425	1.0
	15.4	792	389	0.2
	8.3	1275	662	0.3
	4.8	1758	728	0.4
	2.3	2256	981	0.8
	1.5	1752	714	1.8
2007-08	15.4	784	391	0.2
	8.3	1299	713	0.2
	4.8	1795	921	0.6
	2.3	2018	1100	1.4
	1.5	1712	744	1.2
2017-05	8.3	743	291	0.5
2018-04	8.3	1049	393	0.5
2017-07	8.3	1037	450	0.3

Таблица 3. Результаты моделирования структуры квазара в 2005 году. В таблице указаны: соответствующая эпоха, частота наблюдения квазара, плотность потока от компонента, радиальное расстояние центра компонента от центра карты, r , позиционный угол центра компонента, θ , полуширина на уровне половинной амплитуды. С — компонента, ассоциированная с ядром, J, J₀ и J₁ — компоненты, ассоциированные с яркой деталью джета.

Эпоха	Частота (ГГц)	Плотность потока (Ян)	Расстояние, r (mas)	Позиционный угол, θ (град.)	FWHM (mas)
2005-11	22.2	0.07	2.46	-143	0.22 ^C
		0.44	0.05	139	0.35 ^{J₀}
		0.07	0.34	-91	0.21 ^{J₁}
		0.03	2.49	156	1.09
		0.04	1.35	-137	0.72
	15.4	0.06	2.35	-143	0.37 ^C
		0.59	0.06	90	0.44 ^{J₀}
		0.15	0.29	-78	0.39 ^{J₁}
		0.08	2.36	156	1.72
		0.07	1.60	-142	0.66
	8.3	0.19	1.80	-143	1.25 ^C
		1.12	0.05	-17	1.04 ^J
		0.09	1.04	155	0.84
		0.14	2.68	148	1.80

одной компонентой J.

В табл. 4 приведены основные параметры гаусс компонент для оставшихся эпох. Типичные ошибки параметров моделирования оказались равны 5-10 %. Также на рис. 6 показаны результаты нашего моделирования на частоте 15.4 ГГц на четырех эпохах. Чтобы проследить, как изменилась структура источника через 10 лет в 2017 и 2018, его структура была промоделирована на частоте 8.3 ГГц для всех семи эпох. Отметим, что на 15.4 ГГц удалось проследить компоненту, находящуюся между ядром С и яркой деталью в 2005 (компонентой J) и в 2007 (компонентой J₁). В то же время данная компонента не выделяется на 8.3 ГГц на всех эпохах.

6.3. РСДБ переменность

Для изучения свойств РСДБ переменности источника необходимо было совместить изображения, полученные в разные эпохи. Это является нетривиальным процессом, поскольку абсолютные положения источников на небе теряются в процессе самокалибровки. Кроме того, различные

Таблица 4. Результаты моделирования структуры квазара. В таблице указаны: соответствующая эпоха, частота наблюдения квазара, плотность потока от компонента, радиальное расстояние центра компонента от центра карты, r , позиционный угол центра компонента, θ , полуширина на уровне половинной амплитуды. С — компонента, ассоциированная с ядром, J — компонента, ассоциированная с яркой деталью джета.

Эпоха	Частота (ГГц)	Плотность потока (Ян)	Расстояние, r (mas)	Позиционный угол, θ (град.)	FWHM (mas)
2007-02	15.4	0.08	2.21	-143	1.25 ^C
		0.53	0.03	134	0.61 ^J
		0.07	2.50	151	1.57
		0.05	1.21	-136	0.79
	8.3	0.13	1.67	-124	0.83 ^C
		0.97	0.03	-19	1.48 ^J
		0.16	2.28	141	2.07
2007-05	15.4	0.08	2.23	-143	0.30 ^C
		0.59	0.02	30	0.53 ^J
		0.07	2.69	152	1.91
		0.05	1.55	-141	0.48
	8.3	0.14	1.88	-141	0.79 ^C
		1.01	0.04	-29	1.08 ^J
		0.13	2.53	142	1.63
2007-08	15.4	0.09	2.21	-143	0.33 ^C
		0.55	0.01	50	0.50 ^J
		0.09	2.31	155	2.03
		0.06	1.53	-140	0.50
	8.3	0.18	1.90	-138	1.13 ^C
		0.98	0.09	20	1.06 ^J
		0.13	2.54	146	1.85
2017-05	8.3	0.19	1.80	-147	0.82 ^C
		0.44	0.10	48	0.93 ^J
		0.09	2.84	146	1.86
2018-04	8.3	0.30	2.08	-149	0.72 ^C
		0.60	0.06	51	0.79 ^J
		0.12	1.89	126	1.38
2018-07	8.3	0.16	2.11	-144	0.62 ^C
		0.70	0.08	33	0.88 ^J
		0.14	2.17	134	1.32

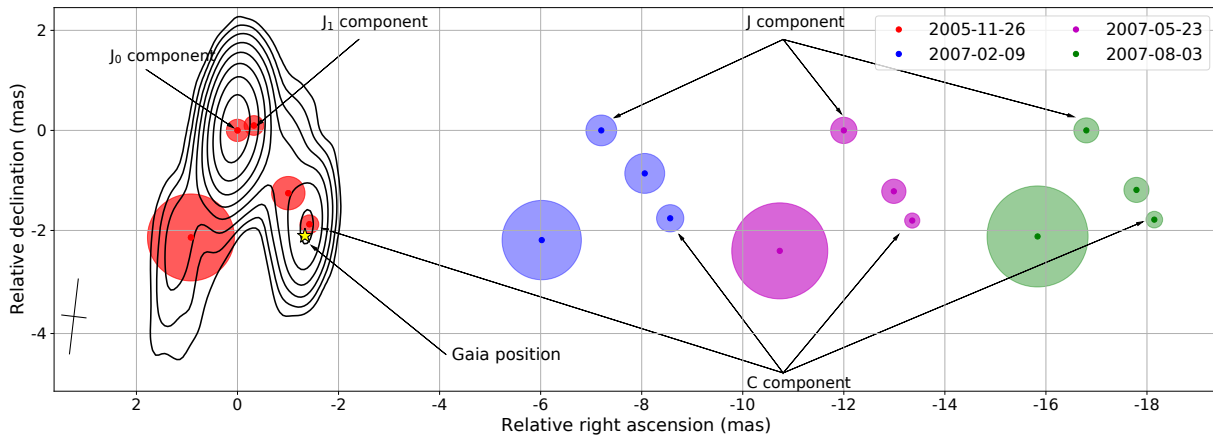


Рис. 6. Положения пиков и размеры гаусс компонент, полученных на частоте 15 ГГц для всех эпох, показаны точками и кружками. Стрелки показывают компоненты яркой детали джета и компоненты, связанные с ядром. Слева показаны контуры, взятые с карты полной интенсивности на частоте 22.2 ГГц для 2005-11-26. Контуры начинаются на уровне $2\sigma_I$ с шагом $\times 2$. Диаграмма направленности показана в нижнем левом углу на уровне FWHM. Компоненты трех эпох 2007 г. искусственно смещены вдоль оси прямого восхождения. См. также табл. 3 и табл. 4 для более подробной информации о параметрах компонент. Также показана положение координат Gaia для источника звездой в предположении, что компонент J_0 имеет абсолютные координаты из Radio Fundamental Catalog.

компоненты могут появляться и исчезать между разными эпохами наблюдений, например, из-за выброса нового материала плазмы в струю джета. Наконец, изменение свойств синхротронного самопоглощения в ядре источника может повлиять на видимые положения как ядра, так и джета. Как следствие, эта неоднозначность в позициях и количестве компонент делает кросс-идентификацию сложной. Однако моделирование структуры квазара 0858–279 показало, что компонента, ассоциированная с ядром, С отчетливо видна на всех эпохах (см. также карты спектральных индексов в разд. 6.5).

Было опробовано несколько подходов для совмещения изображений на частоте 15.4 ГГц вначале для следующих эпох: 2005-11-26 и 2007-02-09. Данные подходы включали наложение по положению ядра, а также наложение по положению компонент J и J_0 или J и J_1 . При помощи визуальной проверки разности между картами Стокса I был сделан вывод, что лучшие результаты были получены при наложении карт по ядру квазара.

Здесь на рис. 7 представлена разность между картами Стокса I на частоте 15.4 ГГц, восстановленными с одинаковыми размерами пикселей, uv-покрытием и усредненной между эпохами диаграммой направленности. В то же время, другие подходы наложения изображений показали аналогичные результаты с небольшими искусственными артефактами на

финальной карте, которые не противоречат результатам, полученным с помощью окончательно использованного подхода. Наиболее сильные изменения для 2005 и 2007 годов произошли в самой яркой детали. Кроме того, изменения плотности потока в ядре и на юго-востоке оказались незначительными. Также изменения в излучении между тремя эпохами в 2007 году оказались незначительными. Плотность потока не изменялась значимо ни в области ядра, ни в струе, поэтому эти карты не показаны.

Помимо этого, было изучено изменение излучения в 2007, 2017 и 2018 годах. Карты полной интенсивности были взяты на частоте 8.3 ГГц. Наилучшие результаты для карт разности интенсивностей были получены при наложении по яркой детали джета J. Наложение по ядру показало согласованные результаты, но с рядом искусственных артефактов. Это может быть связано с эффектом изменения свойств прозрачности излучения источника на этой частоте в эти эпохи. На рис. 7 представлены результаты. Можно отметить, что плотность потока упала в яркой детали джета J между 2007 и 2017 годами. Затем в 2018 году произошла вспышка, и плотность потока выросла как в ядре, так и в струе. Данный рост в этих двух местах не может быть связан из-за принципа причинности. Эпоха 2017 года демонстрирует проблемы с амплитудной калибровкой, так как интегральный поток с карты полной интенсивности ниже РАТАНовского на 30 %. Данная проблема будет изучена в дальнейшем и выходит за рамки этой работы. Наконец, в том же году поток в ядре начал падать, а плотность потока в струе немного выросла. Более подробную количественную информацию о величине изменений плотности потока в ядре и струе можно найти в табл. 4.

6.4. Переменность на РАТАНе-600

Мы провели анализ переменности источника по данным РАТАН-600 САО РАН. Кривые блеска для трех самых высоких частот приведены на рис. 2. Для того, чтобы изучить как меняется интегральный спектр со временем, он был промоделирован в рамках модели однородного синхротронного источника для каждой эпохи по следующей формуле [59, 60]:

$$I(\nu) = I_m \left(\frac{\nu}{\nu_m} \right)^{\alpha_{\text{thick}}} \frac{1 - \exp(-\tau_m (\nu/\nu_m)^{\alpha_{\text{thin}} - \alpha_{\text{thick}}})}{1 - \exp(-\tau_m)}, \quad (9)$$

где I_m — максимальная интенсивность в спектре, достигаемая на соответствующей критической частоте ν_m . τ_m — оптическая толщина на частоте оборота ν_m , которая может быть посчитана как:

$$\tau_m = \frac{3}{2} \left(\sqrt{1 - \frac{8\alpha_{\text{thin}}}{\alpha_{\text{thick}}}} - 1 \right). \quad (10)$$

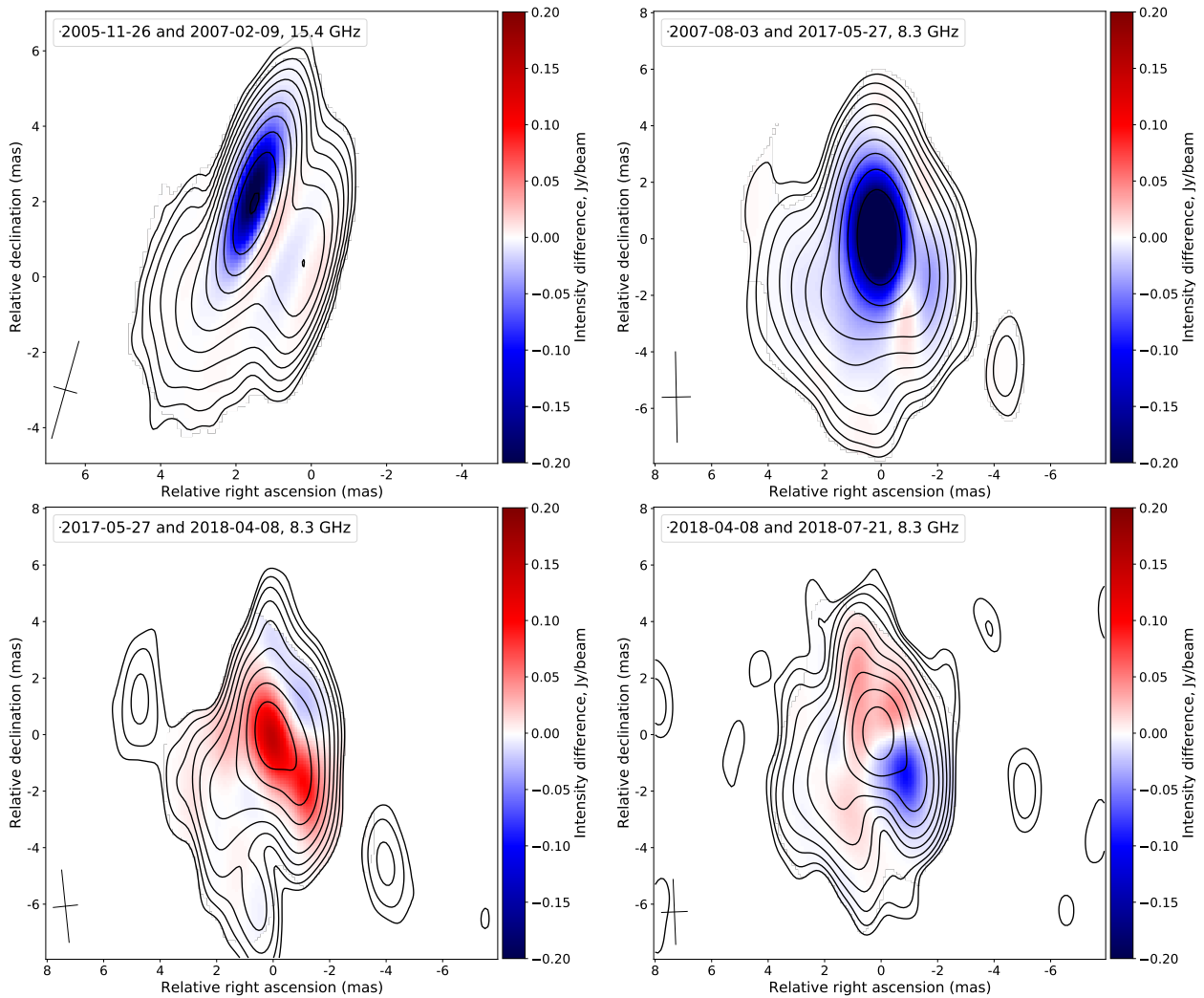


Рис. 7. Разность между картами Стокса I между эпохами, показанными в легенде на соответствующей частоте. Контурные карты полной интенсивности взяты из ранней соответствующей эпохи. Контурные карты начинаются с уровня $2\sigma_I$ и построены с шагом $\times 2$. Усредненная между эпохами диаграмма направленности показана на уровне FWHM в левом нижнем углу. Значения разности интенсивностей показаны только в тех пикселях, где интенсивность превышает $2\sigma_I$.

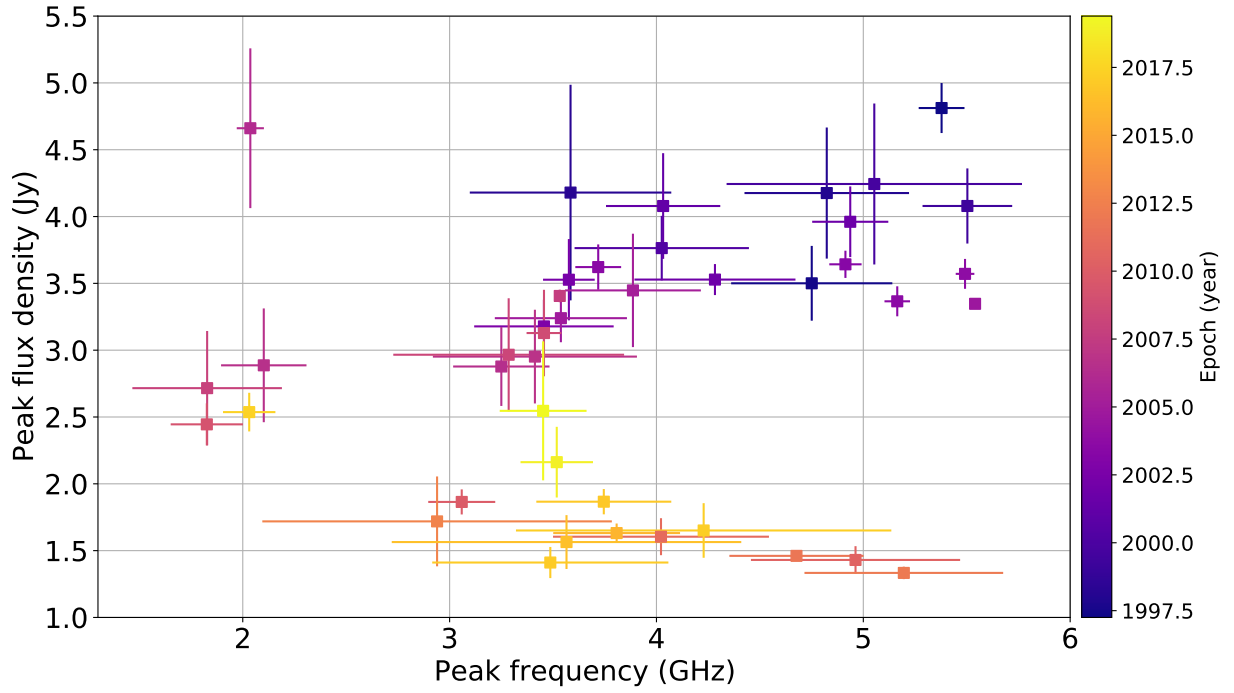


Рис. 8. Эволюция критической частоты и пиковой плотности потока на $(\nu_m - S_m)$ -плоскости. Цвета показывают соответствующую эпоху.

В данной модели $\alpha_{\text{thick}} = 2.5$. Отметим, что предположение об однородности интегрального спектра является грубым. Однако в итоге использовался этот консервативный подход в дальнейшем анализе вместо обобщенного с переменным показателем оптически толстого излучения α_{thick} (см. также подробности в бакалаврской работе [23]), чтобы число свободных параметров модели было минимальным. Кроме того, обобщенный подход показал одинаковые тенденции для эволюции критической частоты ν_m и пика интенсивности I_m .

На рис. 8 мы представляем на плоскости $(\nu_m - S_m)$ эволюцию пиковых параметров. Их ошибки были получены с использованием ковариационной матрицы подгонки. Заметим, что для некоторых эпох подгонка не сошлась из-за малого количества данных или их больших ошибок. Поэтому количество точек на рис. 8 меньше, чем общее количество эпох в наблюдениях РАТАН-600. Несмотря на это, количество точек было достаточным, чтобы сделать выводы об эволюции ударных волн в источнике (см. подробности в разд. 8.3).

6.5. Карты спектрального индекса

Существуют разные методы для наложения изображений на разных частотах, полученных на одной эпохе. Например, можно использовать положения оптически тонких ярких компонентов джета [61, 62, 63], использовать кросс-корреляцию изображений [64, 65, 66], а также исполь-

зывать фазовую привязку к близкому на небе компактному калибратору [67, 68]. В данной работе используется первый из этих методов, поскольку абсолютное положение оптически тонких компонент в струе не зависит от частоты, а также так как в данном конкретном случае данный метод уже был использован при анализе эпохи 2005 года и показал свою валидность.

После совмещения восстановленных карт полной интенсивности, спектральный индекс для каждого пикселя был посчитан с помощью степенного закона. В данной работе мы определяем знак индекса так: $S \propto \nu^{+\alpha}$, где S – поток, а ν – частота. На рис. 9 представлены восстановленные карты спектрального индекса для 15-22 ГГц для двух эпох 2005-11-26 и 2007-02-09 с одинаковым угловым разрешением. Карты спектральных индексов хорошо согласуются друг с другом на разных эпохах, демонстрируя аналогичную структуру с непрозрачным ядром в юго-западной области. Также можно заметить, что значения спектрального индекса увеличились в области ядра в 2007 по сравнению с 2005 годом. Чтобы проверить, является ли это увеличение значимым, спектральные индексы были рассчитаны для параметров соответствующих компонентов ядра, взятых из табл. 3 и 4 по плотности потока. Значение спектрального индекса ядра в 2005 году оказалось равным 0.4 ± 0.4 , в то время как в 2007 году оно составило 1.1 ± 0.4 . Таким образом, был сделан вывод о том, что увеличение является значимым.

Кроме того, спектральные индексы также увеличились в яркой детали джета. Это может повлиять на свойства непрозрачности, которые имеют решающее значение для последующего поляризационного анализа. Это было учтено при изучении поляризационных свойств источника в разд. 7.2.

7. Изменение поляризационных свойств источника

7.1. Степень линейной поляризации

Для того, чтобы проследить за тем, как изменились свойства источника, был проведен поляризационный анализ для трех эпох 2007 года. Во-первых, мы восстановили карты степени линейной поляризации. На рис. 10 показаны карты степени линейной поляризации для 15.4 ГГц в 2007 году. Они не продемонстрировали значительных изменений в структуре по сравнению с эпохой 2005 года. При этом излучение стало менее поляризованным на самых высоких частотах. В табл. 5 приведена средняя степень линейной поляризации для региона карты, в котором модуль линейной поляризации P превосходит $3\sigma_P$, где σ_P – уровень шума на картах модуля линейной поляризации. Модуль линейной поляризации был посчитан аналогично прошлой работе по формуле:

$$P = \sqrt{U^2 + Q^2}, \quad (11)$$

где U и Q – соответствующие параметры Стокса. Уровень шума σ_P на данных картах был посчитан как:

$$\sigma_P = \frac{\sigma_U + \sigma_Q}{2}, \quad (12)$$

где σ_U, σ_Q – стандартные отклонения для CLEAN карт для параметров Стокса U и Q соответственно, посчитанные в регионах не содержащих

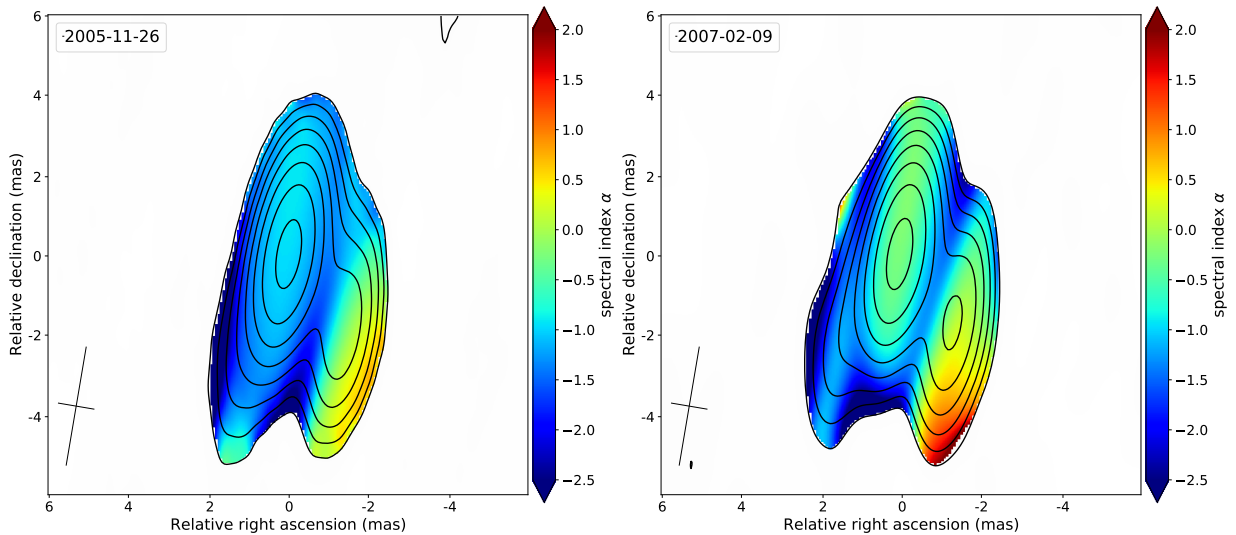


Рис. 9. Карты спектрального индекса для эпохи 2005-11-26 (слева) и 2007-02-09 (справа) для частотных интервалов 15–22 ГГц. На картах показаны контуры полной интенсивности, начиная с уровня $3\sigma_I$, взятые из карты Стокса I для 22 ГГц. Спектральный индекс показан только в пикселях, где полная интенсивность превышает $3\sigma_I$. Карты восстановлены с одинаковой диаграммой направленности, взятой с эпохи 2007-02-09. Ее параметры показаны в левом нижнем углу на уровне FWHM.

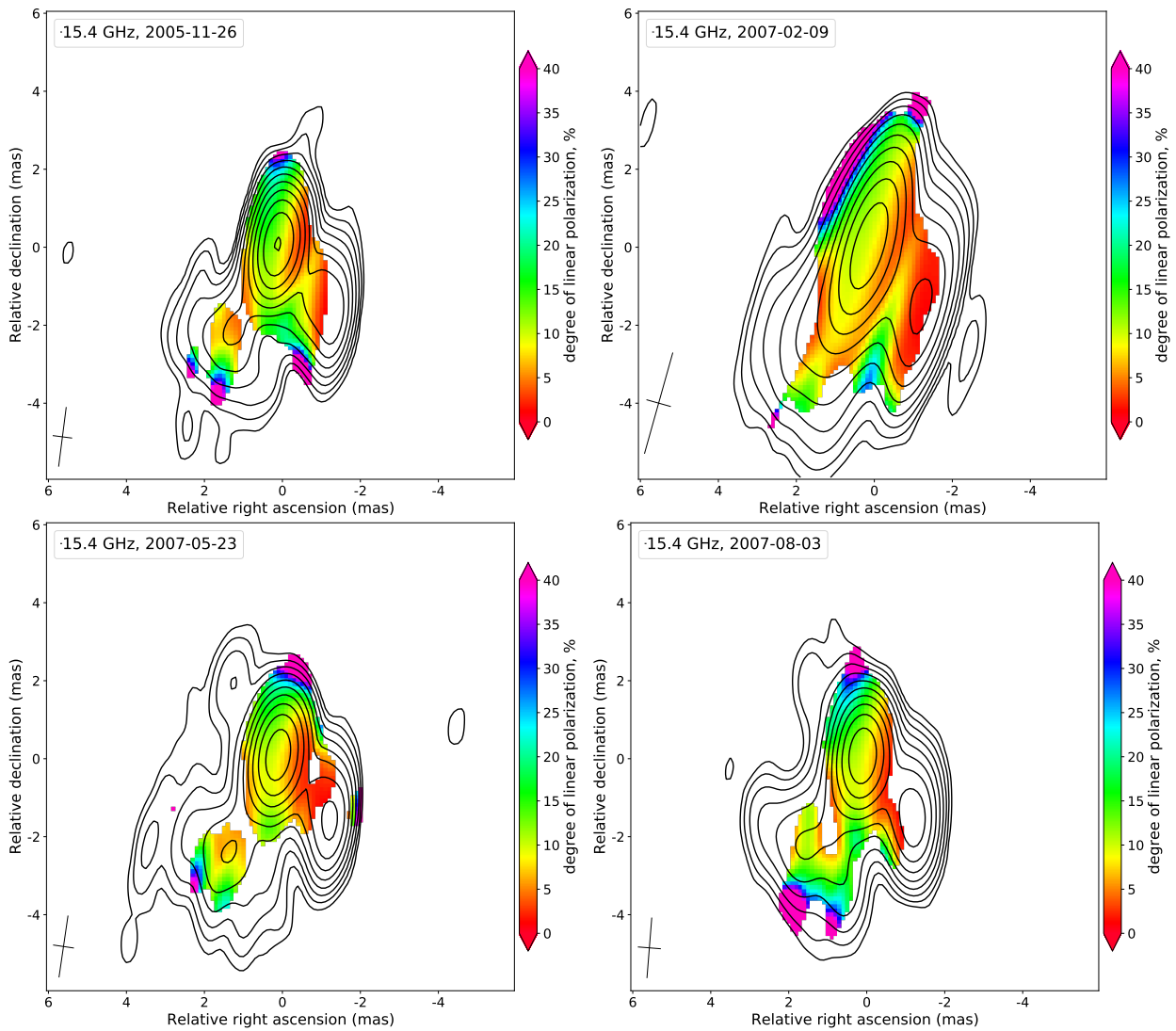


Рис. 10. Карты степени линейной поляризации на частоте 15.4 ГГц для эпох в 2005 и 2007 году. На картах показаны контуры полной интенсивности, начиная с уровня $2\sigma_I$. Степень линейной поляризации показана внутри контуров линейной поляризации, начиная с уровня $3\sigma_P$. Диаграмма направленности показана в левом нижнем углу на уровне FWHM.

структуру источника.

7.2. Влияние непрозрачности излучения на карты EVPA

Некоторые изображения EVPA показали явное присутствие эффекта влияния непрозрачности на видимые направления углов. Например, на рис. 11 в центре карты есть выделенная область, где направления EVPA перпендикулярны направлениям в окружающей области. Это можно объяснить режимом излучения, которой начинает быть оптически толстым на частоте около 8 ГГц в центральной области, в то время как в других частях оно оптически тонкое. Свидетельствами непрозрачности в этой центральной части квазаров являются низкая степень поляризации из-

Таблица 5. Интегральная степень линейной поляризации, m , полученная в области карты, которая начинается на уровне $3\sigma_P$.

Эпоха	Частота (ГГц)	m (%)
2007-02-09	22.2	7.2
	15.4	7.3
	8.5	0.8
	8.2	1.3
2007-05-23	22.2	6.6
	15.4	6.4
	8.5	0.8
	8.2	1.2
2007-08-03	15.4	6.4
	8.5	0.5
	8.2	1.1

лучения, которая равна $\sim 1\%$, а также высокие значения спектрального индекса. Кроме того, когда этот эффект был учтен с применением коррекции в 90° к этой области (см. правую часть рис. 11), реконструированное направление магнитного поля и карты RM оказались согласованными между различными частотами и эпохами. Заметим, что повезло поймать достаточно редкий пример перехода оптически тонкого синхротронного излучения в оптически толстое.

7.3. Карты меры вращения и направления магнитного поля

Для изучения внешней по отношению к джетам среды используются многочастотные поляризационные наблюдения (например, [69]). Параметр, который характеризует данные среды, называется мерой вращения RM и определяется в случае внешнего фарадеевского вращения как:

$$\text{RM} = \frac{d\chi}{d\lambda^2}, \quad (13)$$

где RM — мера вращения, измеряемая в рад/м², а χ — угол EVPA, наблюдаемый на длине волны λ .

В связи с изменениями в свойствах оптической толщины и из-за различных разрешений изображений карты меры вращения были восстановлены для частотных диапазонов 1.4–2.4, 2.3–5.0, 8.2–15.4, а также 15.4–22.2 ГГц для двух эпох 2007-02-09 и 2007-05-23. Для эпохи 2007-08-03 вместо диапазонов 8.2–15.4 ГГц и 15.4–22.2 ГГц использовался диапазон 8.3–15.4 ГГц, поскольку данные 22.2 ГГц были флажированы.

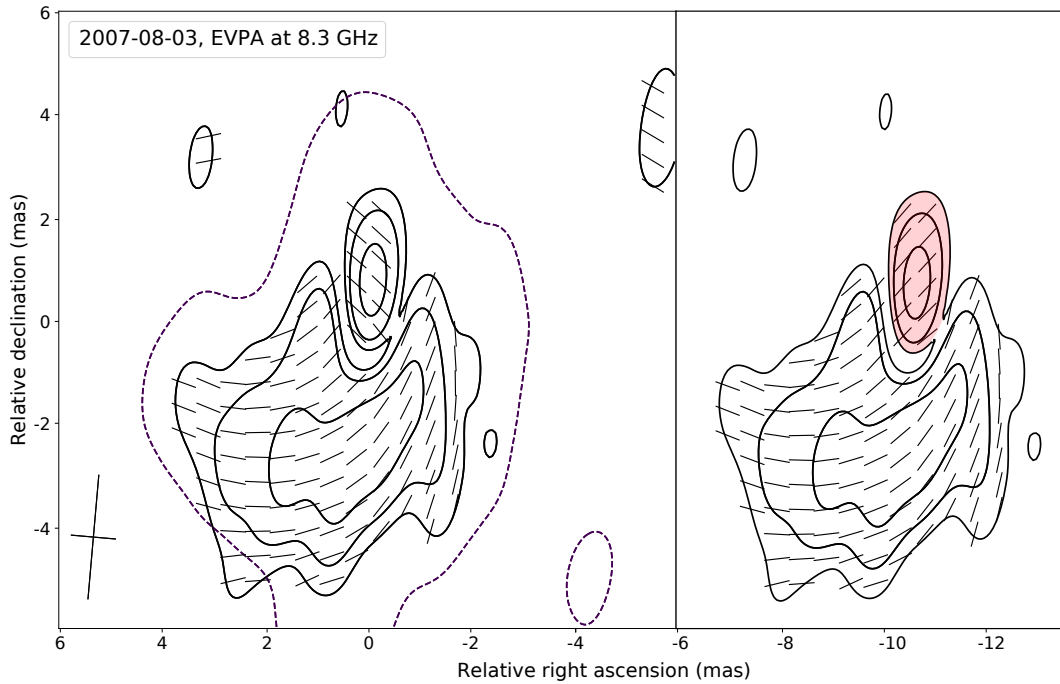


Рис. 11. Карта EVPA без поправки на фарадеевское вращение на частоте 8.3 ГГц. На карте показан внешний контур (пунктирная линия), взятый из карт полной интенсивности на уровне $5\sigma_I$. Направление EVPA показано черными штрихами в контурах линейной поляризации, начиная с уровня $3\sigma_P$ с шагом $\times 2$. Те же контуры линейной поляризации с поправкой на эффект непрозрачности EVPA (см. подробнее в разд. 7.2) показаны справа. Область структуры квазара с углами, которые были поправлены на 90° для получения карт меры вращения, выделена прозрачным красным цветом. Диаграмма направленности показана в левом нижнем углу на уровне FWHM.

Они показаны на рис. 12. Можно заметить, что мера вращения сильно упала по сравнению с 2005 годом, в котором она была больше 6000 рад/ m^2 . Это может быть связано с эволюцией ударной волны в яркой детали джета (см. подробности в разд. 8.4).

Также с помощью восстановленных карт можно учесть эффект фарадеевского вращения и восстановить направление магнитного поля в джете. На рис. 13 показаны направления магнитного поля для 15.4 ГГц из эпох 2007 года. Кроме того, в табл. 6 приведены соответствующие RM и значения направления магнитного поля. Результаты на других более низких частотах оказались такими же в пределах погрешности. Однако здесь они не показаны, так как ошибки в направлении на низких частотах были значительно больше. Также результаты хорошо согласуются между различными эпохами 2007 года.

Для того, чтобы изучить градиенты меры вращения, были применены несколько критериев значимости наблюдаемых градиентов. Они описаны, например в [70], и включают в себя ширину струи, которая должна быть более двух размеров диаграммы направленности в изучаемом на-

Таблица 6. Фарадеевское вращение и направление магнитного поля в доминирующей детали джета. Мера вращения и направление магнитного поля усреднялись по 9 пикселям в месте карты, содержащей самый яркий пиксель.

Эпоха	Частота (ГГц)	RM ($\times 10^3$ рад/м ²)	Направление магнитного поля (град.)
2007-02-09	15.4	1.43 ± 0.09	120 ± 2
	22.2		120 ± 1
2007-05-23	15.4	1.14 ± 0.19	126 ± 4
	22.2		126 ± 2
2007-08-03	8.5	1.07 ± 0.03	144 ± 2
	15.4		144 ± 1

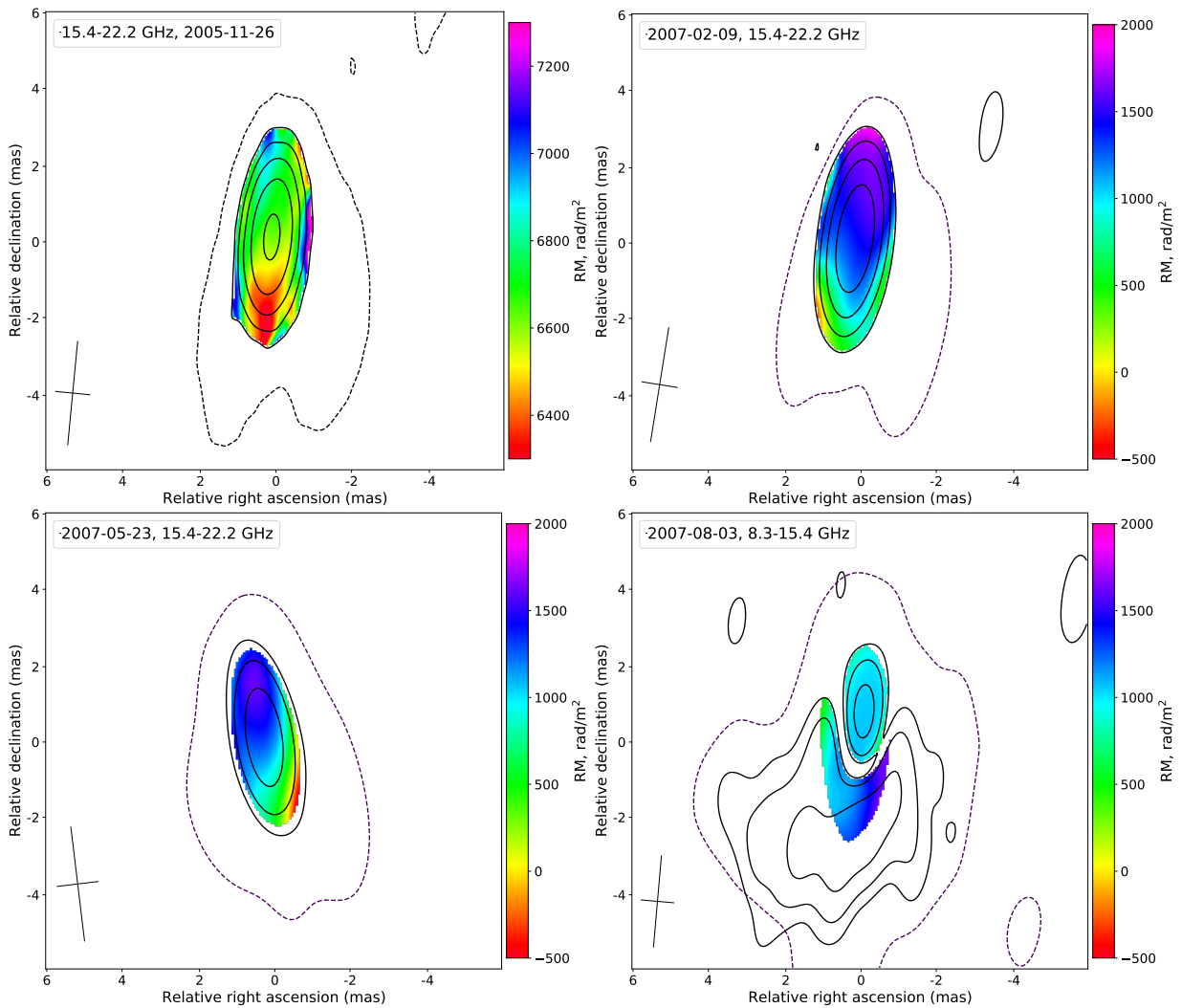


Рис. 12. Карты меры вращения для самых высоких используемых частотных интервалов из разных эпох на частоте 15.4 ГГц. На картах показан полный контур интенсивности (пунктирная линия) на уровне $5\sigma_I$, взятый из карты Стокса I на частоте 22.2 ГГц для интервала 15.4–22.2 ГГц и на частоте 8.3 ГГц для диапазона 8.3–15.4 ГГц. Значения RM показаны внутри контуров линейной поляризации, начиная с уровня $3\sigma_P$ с шагом $\times 2$. Диаграмма направленности показана в виде креста в левом нижнем углу на уровне FWHM.

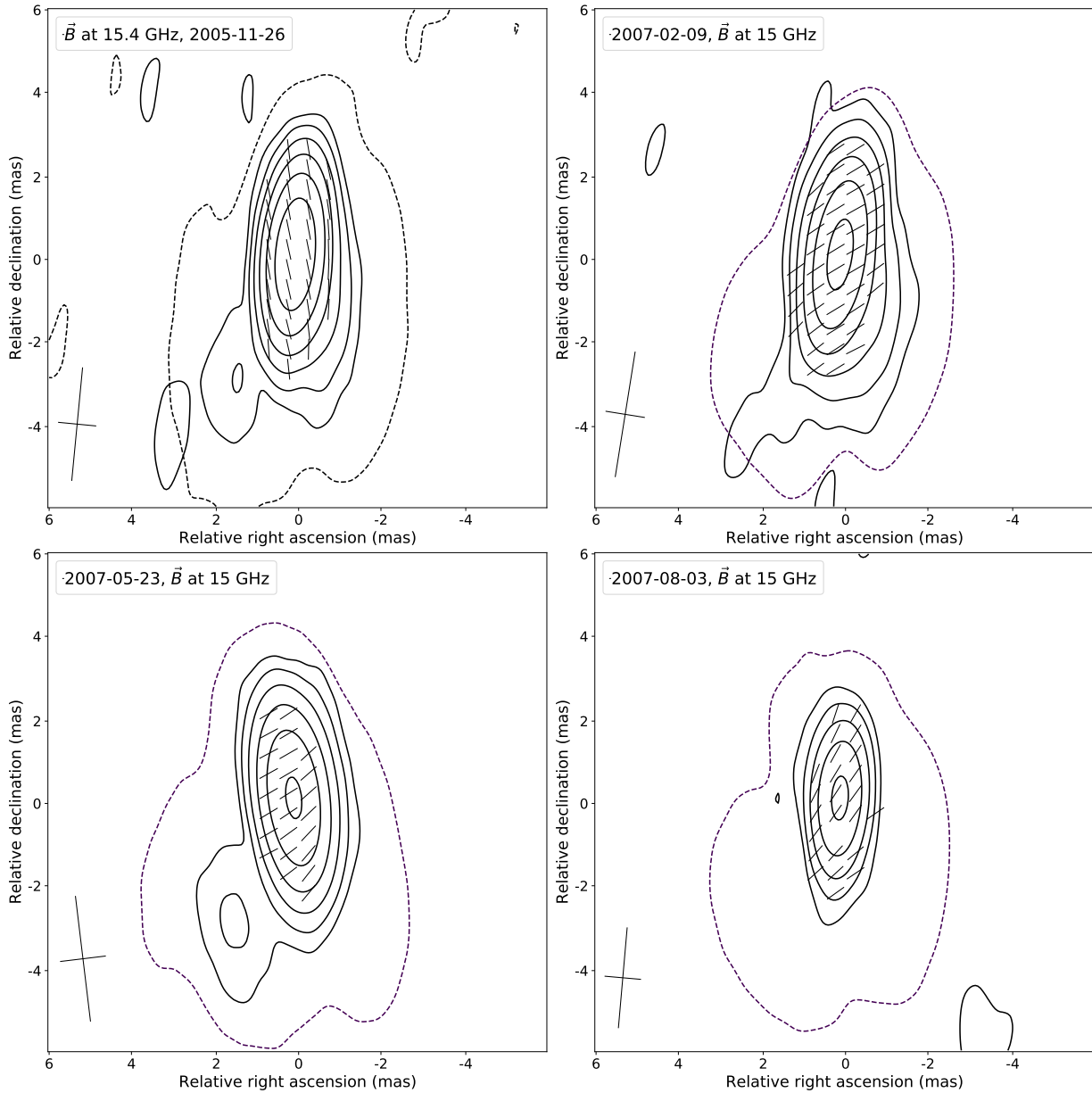


Рис. 13. Карты направления магнитного поля для самых высоких используемых частотных интервалов из разных эпох на частоте 15.4 ГГц. На картах показан контур интенсивности (пунктирная линия) на частоте $5\sigma_I$, взятый из карты Стокса I на частоте 15.4 ГГц. Направления магнитного поля показаны внутри контуров линейной поляризации штрихами, начиная с уровня $3\sigma_P$ с шагом $\times 2$. Диаграмма направленности показана в виде креста в левом нижнем углу на уровне FWHM.

правлении. Кроме того, градиенты должны превышать $3\sigma_{\text{RM}}$, где σ_{RM} – наибольшая ошибка RM. Похожие критерии можно найти, например, в работах [71] или [69]. В нашем случае градиенты оказались незначительными для всех эпох и частотных диапазонов.

8. Эволюция ударных волн в источнике

8.1. Изменение структуры источника и стоячая волна

Структура квазара не изменилась существенно за период более 10 лет. Самая яркая деталь в джете наблюдалась во все эпохи с 2005 по 2018 год. На рис. 9 видно, что спектральный индекс увеличился в этой области, что должно соответствовать усилению энергии излучающих частиц на наблюдаемом интервале лет. Энергия, которая идет на ускорение частиц, вероятно, генерируется за счет кинетической энергии, и, учитывая, что деталь в джете устойчива, можно интерпретировать ее как взаимодействие между потоком струи и плотным межгалактическим облаком. Возникающая в этом месте ударная волна может быть реколламинационной ударной волной, возникающей из-за поперечного градиента давления, что вписывается в картину видимого наблюдаемого изгиба в этой области. Кроме того, удалось пронаблюдать компонент между ядром С и яркими деталями J_1 в 2005 и J в 2007 годах (рис. 6) на самых высоких частотах. Низкое разрешение в другие эпохи не позволило нам обнаружить его в 2017 и 2018 годах. Этот компонент находился на расстоянии 0.7 mas от ядра в 2005 году и в мае и августе 2007 года. Эта деталь может быть реколламинационной стационарной ударной волной. Кроме того, в феврале 2007 года ее положение сместилось немного дальше вниз по течению, и расстояние от ядра стало равным 1 mas. Такое поведение может быть следствием того, что стоячая ударная волна затягивается вниз по течению, а затем возвращается в исходное положение выше по течению (например, [19, 21]). Однако эффект непрозрачности в ядре также может влиять на видимое положение деталей.

8.2. Две ударные волны в яркой детали

Наблюдаемые две компоненты J_0 и J_1 в 2005 году (см. рис. 6) могут служить следствием того, что в 2005 году наблюдались две ударные волны. Одна из них была стоячей, а другая – бегущей. На рис. 14 показано схематическое изображение распространения бегущей ударной волны между двумя стоячими как один из вариантов их эволюции в источнике. В этом сценарии J_1 в 2005 году может быть кросс-идентифицирована с J компонентой в 2007 году по одинаковому расстоянию до ядра при условии, что эффекты непрозрачности не повлияли на положение ядра. Это позволило бы предположить, что J_0 является движущейся деталью. Однако при этом неясно, почему плотность потока J_1 в 2005 году не соответствовала плотности потока J в 2007 году (см. табл. 3 и 4). Одно из возможных объяснений может быть связано с нелинейными эффектами взаимодействующих ударных волн.

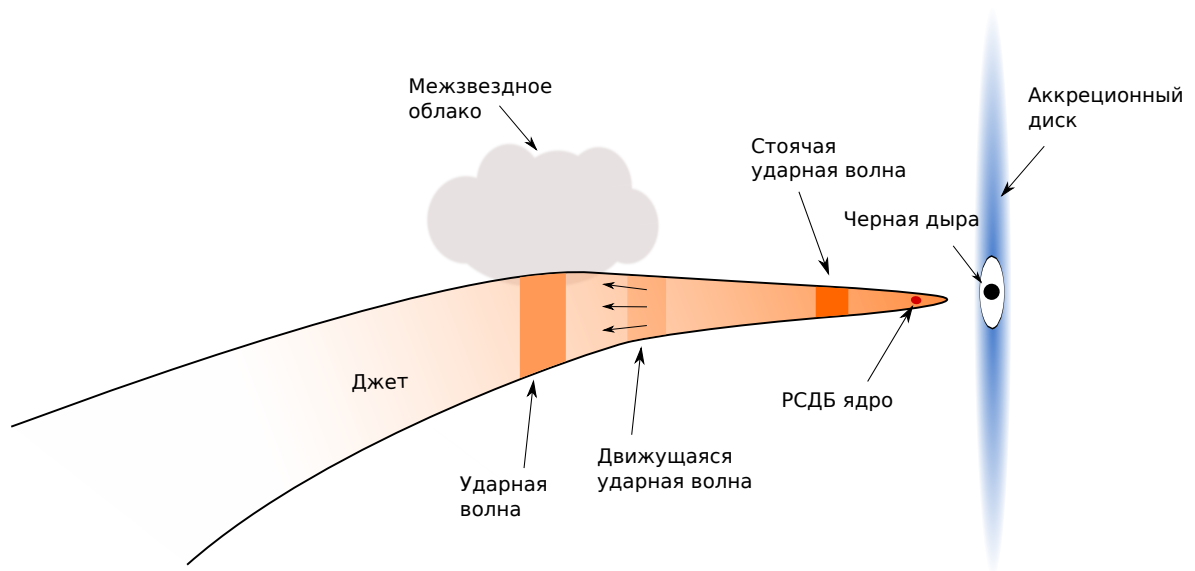


Рис. 14. Схематический рисунок, демонстрирующий гипотезу взаимодействия струи и облака, а также эволюцию ударных волн в источнике.

Напротив, если компоненты J и J_0 были кросс-идентифицированы друг с другом, то видимая скорость была бы равна $(8.9 \pm 1.9)c$, где c – скорость света. Данный результат снова использует предположение о том, что положение ядра было стационарным. Хотя сверхсветовые движения часто наблюдаются в джетах (например, [72, 73], в данном случае расстояние между компонентом ядра и струей уменьшилось, что означает, что самая яркая деталь джета сдвинулась назад. Такое поведение было бы исключительно необычным для таких скоростей, поскольку обычно для деталей, движущихся к ядру, наблюдаются медленные движения (например, [74, 73, 75]). Тем не менее, некоторые источники демонстрировали сверхсветовые движения компонент в направлении ядра (например, [76]). В основном они объясняются геометрией сильно искривленных струй или появлением неразрешенных компонентов в ядре.

Наконец, два компонента в 2005 году могут не представлять реальных физических особенностей в струе плазмы, как указано, например, в работе [11]. Численное моделирование взаимодействия между стационарной и движущейся ударной волной (например, [21]) и дальнейшие высокочастотные РСДБ наблюдения могут помочь в нахождении различий между данными сценариями эволюции ударных волн.

8.3. Эволюция пиковых параметров на $(\nu_m - S_m)$ -плоскости

Наблюдавшееся на картах разности Стокса I изменение плотности потока в ядре и в струе говорит о том, что в струю периодически вбрасывается новый материал. Помимо видимых эффектов на изображениях переменности излучения (см. рис. 7), это также может быть естественным объяснением изменения плотности потока в интегральном спектре (см. рис. 2). $(\nu_m - S_m)$ -плоскость показывает две явные стадии (см. рис. 8) с общей тенденцией снижения пиковой плотности потока и критической частоты, что является индикатором адиабатической стадии для простой модели распространяющейся ударной волны [17]. Эта фаза длилась с 1997 по примерно 2010 год. После плотность потока оставалась почти на постоянном уровне, а критическая частота росла, что характерно для стадии сильных синхротронных потерь [17].

В нашем случае более сложная картина эволюции ударных волн и сильного взаимодействия с окружающей средой показала, что эта простая модель, скорее всего, не полностью отражает происходящее со струей. Кроме того, большие ошибки в полученных ν_m и S_m не позволили изучить другие модели взаимодействий ударных волн и извлечь какие-либо параметры. Тем не менее, данная модель позволяет изучить общие тенденции в эволюции источника. В работе [21] авторы показывают, что эволюция на $(\nu_m - S_m)$ -плоскости зависит от того, образуется ли спектральный пик в области ударного возмущения в случае конически расширяющейся струи или в случае взаимодействий ударных волн. Согласно этим результатам, эволюция в упомянутой плоскости происходит по часовой стрелке во втором случае и против часовой стрелки в первом (см. рис. 11 в этой работе). Хотя численное моделирование упрощает сценарии эволюции ударных волн, а также спектры являются интегральными для всего источника и не принадлежат только J компонентам, можно получить интересные выводы из прямого сравнения.

Действительно, глобальная эволюция в $(\nu_m - S_m)$ -плоскости (см. рис. 8) происходит против часовой стрелки, что означает, что спектральный пик, вероятно, порожден эволюцией возмущения вдоль конически расширяющейся области. Однако в 2004 году координаты пика смещаются вправо в плоскости и возвращаются к первоначальному пути вдоль S -образной эволюции. Внезапный перескок вправо, возможно, связан с взаимодействием между компонентами J_0 и J_1 . Вероятно, что именно в 2005 году мы начали наблюдать разделение этих компонент. В остальное время между 1997 и 2020 годами в эволюции спектрального пика доминировало расширение возмущения, движущегося вдоль струи до тех пор, пока компонент не исчезнет. При этом спектральный пик может быть порожден либо ядром, либо ярким, неподвижным J -компонентом.

8.4. Эволюция магнитного поля и меры вращения

Мы отмечаем, что значения RM значительно снизились с более 6000 рад/м² в 2005 году до около 1000 рад/м² в 2007 году. Такое поведение не характерно для джетов, но возможно по разным причинам и наблюдалось (например, [77]). Одним из вариантов может быть изменение свойств внешней среды, например, ее плотности или магнитного поля в ней. В этом случае внешнее облако должно быть довольно маленьким, чтобы вызвать такие сильные изменения за такой короткий период времени. Если оценить размер облака по формуле $c\delta t$, где δt – характерное время изменений, то оказалось, что он составляет около 0.3 пк. Даже если добавить эффекты проекции, размеры все еще будут довольно малы. Другой причиной может быть то, что другая часть струи оказалась ярче и видимое положение самой яркой детали сместилось. Однако расстояние между наиболее освещенными частями струи не должно превышать расстояние между компонентами J_0 и J_1 , которое составляет 0.2 mas или 1.5 пк и также довольно мало для таких изменений. Это делает данный вариант крайне маловероятным. Разрушение межзвездного облака также маловероятно, поскольку нам удалось наблюдать одну и ту же структуру через 10 лет в 2017 и 2018 годах. Кроме того, изменения геометрии распространения струи могут повлиять на поляризационные свойства (например, [78]). Наконец, причиной изменения RM могло быть взаимодействие между струей и материалом, создающим фарадеевское вращение.

Направление магнитного поля также значительно изменилось. Оно стало перпендикулярно направлению распространения струи от центрального двигателя к наблюдаемому изгибу. Это вполне укладывается в картину двух взаимодействующих ударных волн. Однако, как уже упоминалось, это также может быть вызвано изменениями в геометрии источника.

9. Заключение

Квazar 0858–279 изначально продемонстрировал несколько пекулярных особенностей, включая сильную переменность, которую нельзя было объяснить его протяженной структурой на ранних РСДБ изображениях. При анализе эпохи 2005-11-26 удалось разрешить типичную для квазаров структуру ядро-джет. Также был сделан вывод, что ударная волна формируется в струе за счет сильного взаимодействия с окружающей средой благодаря поляризационным свойствам и оценке магнитного поля в яркой детали. Это сделало излучение от этой части джета ярче, чем от других частей источника.

В данной работе РСДБ-Gaia астрометрия подтвердила интерпретацию структуры источника и идентификацию ядра. Также удалось оценить доплеровский фактор с помощью кривых блеска, полученных на телескопе РАТАН-600, $\delta_{\text{var}} = 2.1 \pm 0.1$. Данная оценка помогла уточнить значение магнитного поля в доминирующей в излучении компоненте. Индукция магнитного поля оказалась равна ~ 1 Гс. Кроме того, с помощью двух независимых подходов удалось оценить значения магнитного поля в ядре источника. Один из них основывался на эффекте видимого сдвига ядра, другой – на сохранении магнитного потока в джете с тороидальным магнитным полем. Оба подхода дали сравнимые и типичные для квазаров значения около 0.1 Гс.

Также был проведен многоэпоховый анализ квазара с дополнительными шестью эпохами наблюдений 2007-02-09, 2007-05-23, 2007-08-03, 2017-05-27, 2018-04-08 и 2018-07-21. Яркая деталь джета была пронаблюдена во все эпохи, охватывающие диапазон почти в 15 лет. Большинство изменений в излучении происходило в самой яркой части струи, однако для некоторых эпох плотность потока менялась и в области ядра. Кроме того, в течение года после 2005 изменились спектральные свойства источника. Они включили увеличение значений спектрального индекса в яркой области струи, а также более инвертированный спектр в области ядра, что свидетельствует о взаимодействии между потоком струи и плотным межгалактическим облаком. Также удалось изучить интегральные свойства спектра. Они показали, что общая эволюция источника хорошо вписывается в картину эволюционирующего возмущения вдоль конически расширяющейся струи. При этом заметные и быстрые изменения пиковых значений около 2005 года указали на то, что в этот период времени наблюдалось взаимодействие двух ударных волн.

Кроме того, удалось изучить поляризационные свойства для трех эпох в 2007 году. Наиболее заметными изменениями были уменьшение значений меры вращения с 6000 рад/м^2 до 1000 рад/м^2 и направления магнитного поля, которое стало перпендикулярным к распространению

струи перед ее наблюдаемым изгибом. Существует несколько возможных объяснений, которые могли вызвать такие изменения. Одно из них связано с сильным взаимодействием между струей и плотным межзвездным облаком. Другое объяснение основывается на изменении геометрических свойств. Возможность взаимодействия стоячей и бегущей ударных волн друг с другом также могла повлиять на наблюдаемые изменения. Вполне возможно, что все эти гипотезы внесли свой вклад в наблюдаемые изменения в эволюции источника. Дальнейшие РСДБ наблюдения с поляризационным анализом и численным моделированием могут пролить свет на эволюцию этого необычного квазара.

10. Благодарности

Я хотел бы поблагодарить своего научного руководителя Ковалева Юрия Юрьевича за поддержку и помощь в процессе научной работы, а также подготовки дипломной работы. На протяжении всего исследования, от выбора темы до окончательного завершения, он оказал мне огромную поддержку, помогая ценными замечаниями и советами. Я выражаю ему глубокую признательность за внимательное прочтение моей работы, а также за рекомендации и замечания по ее написанию. Кроме того, я хотел бы поблагодарить Manel Perucho за обсуждение особенностей эволюции ударных волн. Также я хочу выразить благодарность группе, занимающейся тематикой внегалактической астрономии в МФТИ и ФИАН, за обсуждение результатов.

Наблюдения на телескопе РАТАН-600 Специальной астрофизической обсерватории поддерживаются Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. В дипломной работе использовались данные наблюдений VLBA (Антенная решетка со сверхдлинными базами) Национальной радиоастрономической обсерватории США. Национальная радиоастрономическая обсерватория является объектом Национального научного фонда, действующего в соответствии с соглашением о сотрудничестве Associated Universities, Inc.

Список литературы

- [1] Chris J. Willott, Steve Rawlings, Katherine M. Blundell, and Mark Lacy. The radio luminosity function of radio-loud quasars from the 7C Redshift Survey. *MNRAS*, 300(3):625–648, November 1998.
- [2] Gordon T. Richards, Michael A. Strauss, Xiaohui Fan, Patrick B. Hall, Sebastian Jester, Donald P. Schneider, Daniel E. Vanden Berk, Chris Stoughton, Scott F. Anderson, Robert J. Brunner, Jim Gray, James E. Gunn, Željko Ivezić, Margaret K. Kirkland, G. R. Knapp, Jon Loveday, Avery Meiksin, Adrian Pope, Alexander S. Szalay, Anirudda R. Thakar, Brian Yanny, Donald G. York, J. C. Barentine, Howard J. Brewington, J. Brinkmann, Masataka Fukugita, Michael Harvanek, Stephen M. Kent, S. J. Kleinman, Jurek Krzesiński, Daniel C. Long, Robert H. Lupton, Thomas Nash, Jr. Neilsen, Eric H., Atsuko Nitta, David J. Schlegel, and Stephanie A. Snedden. The Sloan Digital Sky Survey Quasar Survey: Quasar Luminosity Function from Data Release 3. *AJ*, 131(6):2766–2787, June 2006.
- [3] Jan-Torge Schindler, Xiaohui Fan, Ian D. McGreer, Jinyi Yang, Feige Wang, Richard Green, Johan P. U. Fynbo, Jens-Kristian Krogager, Elisabeth M. Green, Yun-Hsin Huang, Jennifer Kadowaki, Anna Patej, Ya-Lin Wu, and Minghao Yue. The Extremely Luminous Quasar Survey in the Sloan Digital Sky Survey Footprint. III. The South Galactic Cap Sample and the Quasar Luminosity Function at Cosmic Noon. *ApJ*, 871(2):258, February 2019.
- [4] Christopher P. O’Dea. The Compact Steep-Spectrum and Gigahertz Peaked-Spectrum Radio Sources. *PASP*, 110(747):493–532, May 1998.
- [5] Joel C. Carvalho. The evolution of GHz-peaked-spectrum radio sources. *A&A*, 329:845–852, January 1998.
- [6] M. L. Lister. Gigahertz Peaked Spectrum Radio Sources. In J. Anton Zensus, Marshall H. Cohen, and Eduardo Ros, editors, *Radio Astronomy at the Fringe*, volume 300 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 71, January 2003.
- [7] Ł. Stawarz, L. Ostorero, M. C. Begelman, R. Moderski, J. Kataoka, and S. Wagner. Evolution of and High-Energy Emission from GHz-Peaked Spectrum Sources. *ApJ*, 680(2):911–925, June 2008.
- [8] Christopher P. O’Dea and D. J. Saikia. Compact steep-spectrum and peaked-spectrum radio sources. *A&A Review, in press*, page arXiv:2009.02750, September 2020.
- [9] A. Richard Thompson, James M. Moran, and Jr. Swenson, George W. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy, 3rd Edition*. Springer, Cham, 2017.
- [10] Roger Blandford, David Meier, and Anthony Readhead. Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 57:467–509, August 2019.
- [11] M. L. Lister, M. H. Cohen, D. C. Homan, M. Kadler, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, E. Ros, T. Savolainen, and J. A. Zensus. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VI. Kinematics Analysis of a Complete Sample of Blazar Jets. *AJ*, 138(6):1874–1892, December 2009.

- [12] A. P. Lobanov. Quasi-stationary and transient patterns in jets. *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 82:33, January 2011.
- [13] O. Hervet, C. Boisson, and H. Sol. An innovative blazar classification based on radio jet kinematics. *A&A*, 592:A22, July 2016.
- [14] Alan P. Marscher. Structure and Emission of Compact Blazar Jets. In *International Journal of Modern Physics Conference Series*, volume 8 of *International Journal of Modern Physics Conference Series*, pages 151–162, January 2012.
- [15] G. Fichet de Clairfontaine, Z. Meliani, A. Zech, and O. Hervet. Flux variability from ejecta in structured relativistic jets with large-scale magnetic fields. *A&A*, 647:A77, March 2021.
- [16] R. D. Blandford and A. Königl. Relativistic jets as compact radio sources. *ApJ*, 232:34–48, August 1979.
- [17] A. P. Marscher and W. K. Gear. Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273. *ApJ*, 298:114–127, November 1985.
- [18] S. S. Komissarov. Numerical simulations of relativistic magnetized jets. *MNRAS*, 308(4):1069–1076, October 1999.
- [19] J. L. Gómez, J. M. Martí, A. P. Marscher, J. M. Ibáñez, and A. Alberdi. Hydrodynamical Models of Superluminal Sources. *ApJ*, 482(1):L33–L36, June 1997.
- [20] Iván Agudo, José-Luis Gómez, José-María Martí, José-María Ibáñez, Alan P. Marscher, Antonio Alberdi, Miguel-Angel Aloy, and Philip E. Hardee. Jet Stability and the Generation of Superluminal and Stationary Components. *ApJ*, 549(2):L183–L186, March 2001.
- [21] C. M. Fromm, M. Perucho, P. Mimica, and E. Ros. Spectral evolution of flaring blazars from numerical simulations. *A&A*, 588:A101, April 2016.
- [22] Serguei Komissarov and Oliver Porth. Numerical simulations of jets. *New Astron. Rev.*, 92:101610, June 2021.
- [23] Косогоров Н.А. Исследование квазара с пиковой формой радиоспектра на масштабах парсек. 2020. https://rellab.mipt.ru/static/kosogorov_thesis.pdf.
- [24] A. J. Beasley, D. Gordon, A. B. Peck, L. Petrov, D. S. MacMillan, E. B. Fomalont, and C. Ma. The VLBA Calibrator Survey-VCS1. *ApJS*, 141(1):13–21, July 2002.
- [25] Yuriy N. Parijskij. RATAN-600 - The world’s biggest reflector at the ‘cross roads’. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 35(4):7–12, August 1993.
- [26] J. W. M. Baars, R. Genzel, I. I. K. Pauliny-Toth, and A. Witzel. Reprint of 1977A&A....61...99B. The absolute spectrum of Cas A; an accurate flux density scale and a set of secondary calibrators. *A&A*, 500:135–142, October 1977.
- [27] M. Ott, A. Witzel, A. Quirrenbach, T. P. Krichbaum, K. J. Standke, C. J. Schalinski, and C. A. Hummel. An updated list of radio flux density calibrators. *A&A*, 284:331–339, April 1994.

- [28] Y. Y. Kovalev, N. A. Nizhelsky, Yu. A. Kovalev, A. B. Berlin, G. V. Zhekanis, M. G. Mingaliev, and A. V. Bogdantsov. Survey of instantaneous 1-22 GHz spectra of 550 compact extragalactic objects with declinations from -30^{deg} to $+43^{\text{deg}}$. *A&AS*, 139:545–554, November 1999.
- [29] Taylor G. B. and Myers S. T. VLBA scientific memo, 26. 2000.
- [30] E. W. Greisen. *AIPS, the VLA, and the VLBA*, volume 285, page 109. Springer Netherlands, 2003.
- [31] M. C. Shepherd. Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging. In Gareth Hunt and Harry Payne, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, volume 125 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 77, January 1997.
- [32] A. C. S. Readhead. Radio astronomy by very-long-baseline interferometry. *Scientific American*, 246:53–61, June 1982.
- [33] J. A. Högbom. Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *A&AS*, 15:417, June 1974.
- [34] Andrew A. Chael, Michael D. Johnson, Katherine L. Bouman, Lindy L. Blackburn, Kazunori Akiyama, and Ramesh Narayan. Interferometric Imaging Directly with Closure Phases and Closure Amplitudes. *ApJ*, 857(1):23, April 2018.
- [35] Gaia Collaboration. The Gaia mission. *A&A*, 595:A1, November 2016.
- [36] Gaia Collaboration. Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties. *A&A*, 649:A1, May 2021.
- [37] Y. Y. Kovalev, L. Petrov, and A. V. Plavin. VLBI-Gaia offsets favor parsec-scale jet direction in active galactic nuclei. *A&A*, 598:L1, February 2017.
- [38] A. V. Plavin, Y. Y. Kovalev, and L. Y. Petrov. Dissecting the AGN Disk-Jet System with Joint VLBI-Gaia Analysis. *ApJ*, 871(2):143, February 2019.
- [39] G. Ghisellini, P. Padovani, A. Celotti, and L. Maraschi. Relativistic Bulk Motion in Active Galactic Nuclei. *ApJ*, 407:65, April 1993.
- [40] D. C. Homan, M. H. Cohen, T. Hovatta, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, A. V. Popkov, A. B. Pushkarev, E. Ros, and T. Savolainen. MOJAVE. XIX. Brightness Temperatures and Intrinsic Properties of Blazar Jets. *ApJ*, 923(1):67, December 2021.
- [41] Svetlana G. Jorstad, Alan P. Marscher, Matthew L. Lister, Alastair M. Stirling, Timothy V. Cawthorne, Walter K. Gear, José L. Gómez, Jason A. Stevens, Paul S. Smith, James R. Forster, and E. Ian Robson. Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array. *AJ*, 130(4):1418–1465, October 2005.
- [42] A. Lähteenmäki, E. Valtaoja, and K. Wiik. Total Flux Density Variations in Extragalactic Radio Sources. II. Determining the Limiting Brightness Temperature for Synchrotron Sources. *ApJ*, 511(1):112–117, January 1999.

- [43] T. Hovatta, E. Valtaoja, M. Tornikoski, and A. Lähteenmäki. Doppler factors, Lorentz factors and viewing angles for quasars, BL Lacertae objects and radio galaxies. *A&A*, 494(2):527–537, February 2009.
- [44] Anthony C. S. Readhead. Equipartition Brightness Temperature and the Inverse Compton Catastrophe. *ApJ*, 426:51, May 1994.
- [45] Ioannis Liodakis, Talvikki Hovatta, Daniela Huppenkothen, Sebastian Kiehlmann, Walter Max-Moerbeck, and Anthony C. S. Readhead. Constraining the Limiting Brightness Temperature and Doppler Factors for the Largest Sample of Radio-bright Blazars. *ApJ*, 866(2):137, October 2018.
- [46] E. Valtaoja, A. Lähteenmäki, H. Teräsraanta, and M. Lainela. Total Flux Density Variations in Extragalactic Radio Sources. I. Decomposition of Variations into Exponential Flares. *ApJS*, 120(1):95–99, January 1999.
- [47] H. Akaike. A New Look at the Statistical Model Identification. *IEEE Transactions on Automatic Control*, 19:716–723, January 1974.
- [48] I. Liodakis, N. Marchili, E. Angelakis, L. Fuhrmann, I. Nestoras, I. Myserlis, V. Karamanavis, T. P. Krichbaum, A. Sievers, H. Ungerechts, and J. A. Zensus. F-GAMMA: variability Doppler factors of blazars from multiwavelength monitoring. *MNRAS*, 466(4):4625–4632, April 2017.
- [49] A. P. Marscher. Accurate formula for the self-Compton X-ray flux density from a uniform, spherical, compact radio source. *ApJ*, 264:296–297, January 1983.
- [50] M. Stickel, H. Kuehr, and J. W. Fried. Spectroscopy of 1 Jy and S5 radio source identifications. *A&AS*, 97:483–500, January 1993.
- [51] Matthew G. Baring. *Particle Acceleration in Turbulent Magnetohydrodynamic Shocks*, pages 245–295. John Wiley & Sons, Ltd, 2012.
- [52] A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, and T. Savolainen. MOJAVE - XIV. Shapes and opening angles of AGN jets. *MNRAS*, 468(4):4992–5003, July 2017.
- [53] A. Kappes, M. Perucho, M. Kadler, P. R. Burd, L. Vega-García, and M. Brüggen. LOFAR measures the hotspot advance speed of the high-redshift blazar S5 0836+710. *A&A*, 631:A49, November 2019.
- [54] A. P. Lobanov. Ultracompact jets in active galactic nuclei. *A&A*, 330:79–89, February 1998.
- [55] Kouichi Hirotani. Kinetic Luminosity and Composition of Active Galactic Nuclei Jets. *ApJ*, 619(1):73–85, January 2005.
- [56] S. P. O’Sullivan and D. C. Gabuzda. Magnetic field strength and spectral distribution of six parsec-scale active galactic nuclei jets. *MNRAS*, 400(1):26–42, November 2009.
- [57] Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, E. E. Nokhrina, A. V. Plavin, V. S. Beskin, A. V. Chernoglazov, M. L. Lister, and T. Savolainen. A transition from parabolic to conical shape as a common effect in nearby AGN jets. *MNRAS*, 495(4):3576–3591, July 2020.
- [58] M. Zamaninasab, E. Clausen-Brown, T. Savolainen, and A. Tchekhovskoy. Dynamically important magnetic fields near accreting supermassive black holes. *Nature*, 510(7503):126–128, June 2014.

- [59] H. van der Laan. A Model for Variable Extragalactic Radio Sources. *Nature*, 211(5054):1131–1133, September 1966.
- [60] A. G. Pacholczyk. *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*. W. H. Freeman, 1970.
- [61] Y. Y. Kovalev, A. P. Lobanov, A. B. Pushkarev, and J. A. Zensus. Opacity in compact extragalactic radio sources and its effect on astrophysical and astrometric studies. *A&A*, 483(3):759–768, June 2008.
- [62] K. V. Sokolovsky, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and A. P. Lobanov. A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets. I. Evidence of dominating synchrotron opacity. *A&A*, 532:A38, August 2011.
- [63] C. M. Fromm, E. Ros, M. Perucho, T. Savolainen, P. Mimica, M. Kadler, A. P. Lobanov, and J. A. Zensus. Catching the radio flare in CTA 102. III. Core-shift and spectral analysis. *A&A*, 557:A105, September 2013.
- [64] A. B. Pushkarev, T. Hovatta, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, A. P. Lobanov, T. Savolainen, and J. A. Zensus. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments. IX. Nuclear opacity. *A&A*, 545:A113, September 2012.
- [65] Talvikki Hovatta, Margo F. Aller, Hugh D. Aller, Eric Clausen-Brown, Daniel C. Homan, Yuri Y. Kovalev, Matthew L. Lister, Alexander B. Pushkarev, and Tuomas Savolainen. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XI. Spectral Distributions. *AJ*, 147(6):143, June 2014.
- [66] A. V. Plavin, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and A. P. Lobanov. Significant core shift variability in parsec-scale jets of active galactic nuclei. *MNRAS*, 485(2):1822–1842, May 2019.
- [67] J. M. Marcaide and I. I. Shapiro. VLBI study of 1038+528A and B : discovery of wavelength dependence of peak brightness location. *ApJ*, 276:56–59, January 1984.
- [68] P. A. Voitsik, A. B. Pushkarev, Yu. Yu. Kovalev, A. V. Plavin, A. P. Lobanov, and A. V. Ipatov. Frequency-Dependent Core Shifts in Ultracompact Quasars. *Astronomy Reports*, 62(11):787–813, November 2018.
- [69] E. V. Kravchenko, Y. Y. Kovalev, and K. V. Sokolovsky. Parsec-scale Faraday rotation and polarization of 20 active galactic nuclei jets. *MNRAS*, 467(1):83–101, May 2017.
- [70] Talvikki Hovatta, Matthew L. Lister, Margo F. Aller, Hugh D. Aller, Daniel C. Homan, Yuri Y. Kovalev, Alexander B. Pushkarev, and Tuomas Savolainen. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VIII. Faraday Rotation in Parsec-scale AGN Jets. *AJ*, 144(4):105, October 2012.
- [71] G. B. Taylor and R. Zavala. Are There Rotation Measure Gradients Across Active Galactic Nuclei Jets? *ApJ*, 722(2):L183–L187, October 2010.
- [72] K. I. Kellermann, M. L. Lister, D. C. Homan, E. Ros, J. A. Zensus, M. H. Cohen, M. Russo, and R. C. Vermeulen. Superluminal Motion and Relativistic Beaming in Blazar Jets. In Leo O. Takalo and Esko Valtaoja, editors, *High Energy Blazar*

Astronomy, volume 299 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 117, July 2003.

- [73] M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, J. L. Richards, E. Ros, and T. Savolainen. MOJAVE: XIII. Parsec-scale AGN Jet Kinematics Analysis Based on 19 years of VLBA Observations at 15 GHz. *AJ*, 152(1):12, July 2016.
- [74] M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, J. L. Richards, E. Ros, and T. Savolainen. MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei. *AJ*, 146(5):120, November 2013.
- [75] M. L. Lister, D. C. Homan, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, E. Ros, and T. Savolainen. Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies. *ApJ*, 923(1):30, December 2021.
- [76] S. Sawada-Satoh, K. Akiyama, K. Niinuma, H. Nagai, M. Kino, F. D’Ammando, S. Koyama, K. Hada, M. Orienti, M. Honma, and K. M. Shibata. Apparent Inward Motion of the Parsec-Scale Jet in the BL Lac Object OJ287 during the 2011-2012 γ -ray Flares. *Publication of Korean Astronomical Society*, 30(2):429–432, September 2015.
- [77] R. T. Zavala and G. B. Taylor. Time-Variable Faraday Rotation Measures of 3C 273 and 3C 279. *ApJ*, 550(2):L147–L150, April 2001.
- [78] M. Lyutikov, V. I. Pariev, and D. C. Gabuzda. Polarization and structure of relativistic parsec-scale AGN jets. *MNRAS*, 360(3):869–891, July 2005.