

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЛЯ ПРЕЦЕССИРУЮЩИХ СТРУЙ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

© 2023 г. Р. В. Тодоров^{1,*}, Е. В. Кравченко^{1,2}, И. Н. Пашенко², А. Б. Пушкарёв^{2,3}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Московская область, Долгопрудный, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

³Крымская астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Научный, Россия

*E-mail: todorov.rv@phystech.edu

Поступила в редакцию 29.09.2023 г.

После доработки 15.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Последние результаты самого подробного анализа многоэпоховых поляризационно-чувствительных наблюдений струй активных ядер галактик (АЯГ) на масштабах парсек методом радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) обнаруживают несколько характерных типов распределения линейной поляризации и ее переменности [1, 2]. Некоторые из них воспроизводятся уже в простой модели спирального магнитного поля. При этом ни одна из представленных к настоящему моменту моделей не может объяснить наблюдаемые профили поляризации с увеличением ее степени к краям струи, и сопровождаемые узором электрического вектора типа “фонтан” и его высокой временной переменностью в центре. С помощью численного моделирования РСДБ-наблюдений релятивистских струй в этой работе мы показываем, что такие профили линейной поляризации могут возникать естественным образом в модели струй, прецессирующих на масштабах порядка десяти лет. В этом сценарии из-за ограниченного разрешения РСДБ-систем первоначально сильная поляризация вдоль оси струи размывается из-за наложения областей, поляризационный угол которых значительно меняется в проекции на небо. В наших численных моделях мы качественно воспроизводим структуру распределения электрического вектора и его переменность. При этом карты распределения интенсивности поляризации характеризуются яркой сердцевинной из-за недостаточного подавления поляризованного излучения, что слабо согласуется с наблюдениями квазаров. Более эффективной деполяризации можно добиться в моделях, в которых излучение центрального канала струи подавлено.

Ключевые слова: активные галактики, релятивистские струи, поляризация, магнитные поля, РСДБ, прецессия

DOI: 10.31857/S0004629923120113, **EDN:** AOFRNL

1. ВВЕДЕНИЕ

Широко признана фундаментальная роль магнитного поля в формировании, коллимации и удержании релятивистских струй активных ядер галактик (АЯГ, см. обзор [3] и ссылки в нем). Степень линейной поляризации радиоизлучения, обусловленного синхротронным механизмом, может достигать нескольких десятков процентов [4, 5] в областях струй ниже РСДБ-ядра¹, где излучение оптически тонкое [6]. Стабильное распределение свойств поляризации указывает на

наличие глобального регулярного магнитного поля в струях на масштабах парсек [1, 2, 7].

Поляриметрическая радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ) используется в качестве наиболее эффективной диагностики магнитного поля и структуры струи за счет достигаемого высокого углового разрешения (см., напр., [8]). В поляриметрических наблюдениях выборка АЯГ обнаружено преимущественно бимодальное распределение позиционных углов электрического вектора поляризации (EVPA, $\tan(2\chi) = U/Q$, где Q и U — параметры Стокса): перпендикулярно и параллельно направлению распространения струи [1, 9]. Такая картина может быть объяснена моделью спирального маг-

¹ Под “РСДБ-ядром” мы подразумеваем видимое основание струи, обычно являющееся самой яркой и при этом самой компактной деталью на РСДБ-картах.

нитного поля [10], которое образуется дифференциальным вращением аккреционного диска или эргосферы черной дыры. Ряд исследований свидетельствует о наличии спирального магнитного поля, обнаруживаемого на субпарсековых [11–13], парсековых [7, 14, 15] и килопарсековых масштабах в струях АЯГ [16, 17]. Помимо этого, некоторые струи демонстрируют наблюдаемый поперечный градиент фарадеевской меры вращения [18, 19], который служит убедительным наглядным подтверждением наличия тороидальной компоненты магнитного поля [20–23]. Также в зависимости от угла к лучу зрения и степени закрутки спиральное магнитное поле может приводить к видимой поляризационной структуре типа “канал-оболочка”, с продольной поляризацией вдоль центральной хребтовой линии струи (канал), которая окружена областями с поперечной по отношению к направлению выброса поляризацией ближе к его краям [10, 24, 25].

1.1. Наблюдаемые поперечные профили поляризации

Ряд исследований показывает, что струи АЯГ могут менять свое направление со временем [26, 27]. Это может приводить к тому, что истинное поперечное сечение струи в полной интенсивности проявляется только после накопления (увеличения экспозиции, stacking от англ. stacking) наблюдений, выполненных в течение многих лет [28, 29]. Анализ показывает, что для этого обычно достаточно наблюдений в течение временного интервала около 6 лет. Недавно Лисаков и др. [23] показали, что изменение наблюдаемого на парсековых масштабах градиента фарадеевской меры вращения в квазаре 3C 273 согласуется со сценарием поворота струи, в результате чего подсвечивается ранее невидимый внешний фарадеевский экран.

Недавно группа MOJAVE² представила самое крупное и наиболее полное РСДБ-исследование поляризационных свойств струй АЯГ на сегодняшний день [1]. Оно основано на многолетнем мониторинге на системе апертурного синтеза VLBA (Very Long Baseline Array) на частоте 15 ГГц, в рамках которого были получены усредненные многоэпоховые (стаковые) карты распределения линейной поляризации 436 радиогромких АЯГ. Количество индивидуальных эпох наблюдений для каждого источника находилось в пределах от 5 до 139, с медианной — 9. Временное покрытие каждого отдельного источника составило от одного года до 24 лет, с медианой 7 лет [2]. Пушкарёв и др. [1] проанализировали распределение степени линейной поляризации и направления ее

позиционного угла по усредненным картам. В сопутствующей работе [2] также исследовался вопрос переменности линейной поляризации на масштабах порядка десятка лет. Такой стаковый анализ позволил повысить чувствительность изображений в несколько раз для источников с типичным числом эпох и до порядка величины для наиболее часто наблюдаемых источников в сравнении с одноэпоховыми наблюдениями, достигающих значений $\sim 30 \mu\text{Ян/луч}$, и выявить более полные распределения яркости в полной и поляризованной интенсивностях. При этом Пушкарёв и др. [1] и Зобнина и др. [2] показывают, что стабильное и наиболее полное распределение линейной поляризации по источнику достигается в среднем за 10 лет РСДБ-наблюдений.

Для большинства источников степень поляризации поперек направления распространения струи увеличивается к краям, таким образом имеет U-образную форму [1]. В редких источниках степень поляризации имеет горб в центре струи и, соответственно, W-образный поперечный профиль. Пушкарёв и др. [1] идентифицировали три типичных поперечных профиля электрического вектора: вдоль хребтовой линии, поперечно и распределение, похожее на фонтан. Последний случай встречается в среднем у каждого пятого источника с ненулевой поляризацией в области струи ниже ядра (например, 0234+285, 0336–019, 0945+408 и др.). Этот узор характеризуется электрическим вектором, параллельным локальному направлению центрального канала струи с постепенным поворотом на 90° по мере приближения к краям (см. рис. 1). При этом поперечный EVPA по краям выброса сопровождается повышением степени поляризации, а продольный EVPA в центре струи — более низкой степенью поляризации. Некоторые из этих источников показывают большую временную переменность направления электрического вектора вдоль центрального канала струи [2], составляющую около 40° – 50° (например, 0336–019, 0735+178, 1641+399, 1920–211, и 2251+158), см. рис. 1. При этом величина медианного стандартного отклонения σ_{EVPA} для протяженных областей струй по всей выборке 436 АЯГ существенно ниже и составляет около 10° .

Фарадеевское вращение на частоте 15 ГГц для струй из выборки MOJAVE как правило достигает лишь нескольких градусов и в основном наблюдается в области РСДБ-ядра [7, 15]. Таким образом, его влиянием на свойства поляризации, наблюдаемые на 15 ГГц, можно пренебречь.

1.2. Обзор существующих моделей линейной поляризации струй АЯГ

Первые аналитические расчеты поперечных профилей поляризации для струй АЯГ, прони-

² Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments [30], <https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE>.

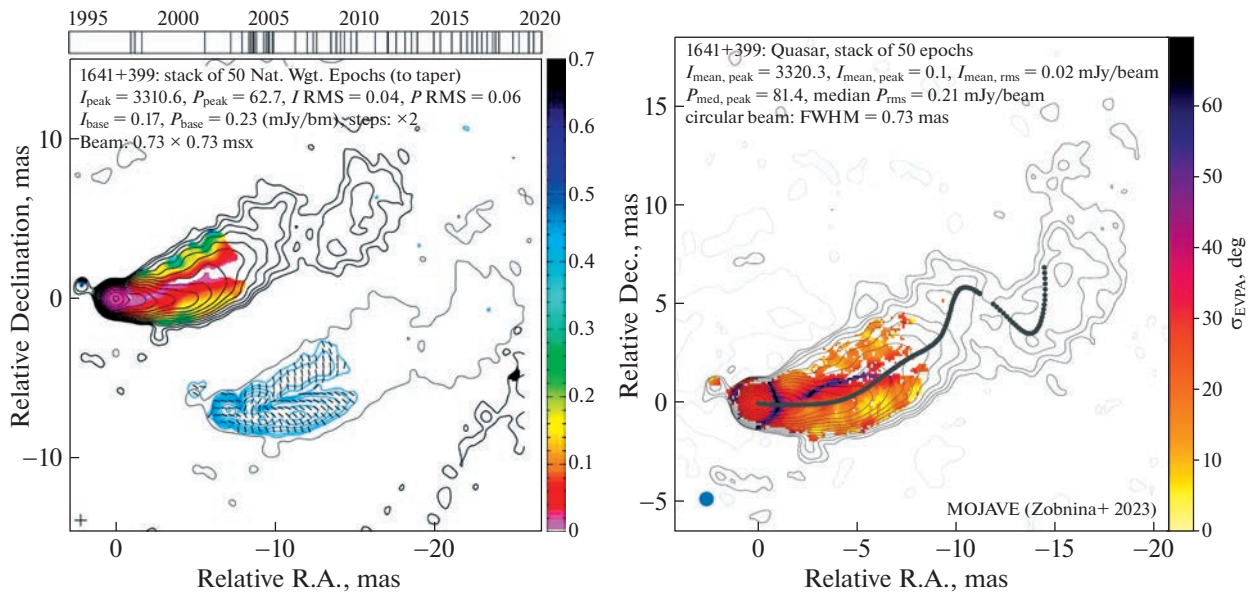


Рис. 1. Слева — Стаковая карта линейной поляризации на частоте 15 ГГц квазара 1641+399 [1]. Степень поляризации показана цветом, полная интенсивность — черными контурами, линейная поляризация — синими контурами, вектора электронной поляризации — штрихами, без поправки на фарадеевское вращение. Справа — карта переменности электрического вектора (цвет), серые контуры соответствуют полной интенсивности [2]. Серые точки показывают хребтовую линию.

занных крупномасштабным спиральным магнитным полем, были представлены в работе [10]. Лютиков и др. [10] показали, что спиральное магнитное поле может объяснить практически все наблюдаемые в то время профили поляризации. Например, при малом угле закрутки спирали преимущественно будут преобладать продольные поля, а в случае сильно закрученной спирали поле будет преимущественно ортогональным относительно направления струи, что соответственно скажется на направлении поляризации наблюдаемого синхротронного излучения. Более сложная поляризационная конфигурация “канал-оболочка” также объясняется спиральным полем [31]. В зависимости от степени закрутки спирального поля и угла наблюдения струи к лучу зрения возможно появление несимметричных случаев [32], в которых продольное и ортогональное направление поляризации преобладают с обеих или с одной стороны струи [33].

В более сложных аналитических моделях, W-, U-образные профили степени поляризации и EVPA также могут быть получены с помощью тороидального или сильно закрученного крупномасштабного магнитного поля [34]. Мерфи и др. [35] рассмотрели самый менее модельно-зависимый случай чисто спирального поля и однородной струи, сосредоточив внимание на основных характеристиках поперечных профилей полного и поляризованного излучений. Предполагая различные углы наблюдения струи и степени закрут-

ки магнитного поля, Мерфи и др. успешно воспроизвели асимметричные поляризационные профили.

Недавно была предложена более сложная модель для объяснения наблюдаемых свойств кинематики компонентов и поляризационных профилей струй АЯГ [36, 37], в которой направления вектора скорости и локальной оси струи к лучу зрения отличаются друг от друга. Бутузова и др. [36, 37] рассматривают модель струи, в которой ее ось образует спираль на поверхности конуса, а предполагаемая конфигурация магнитного поля является либо спиральной с различными углами закрутки, либо тороидальной в центральной части струи и полоидальной в ее оболочке. Бутузова и Пушкарёв [37] получили качественное соответствие между модельными и наблюдаемыми поперечными профилями одновременно для полной и поляризованной интенсивности, U-образными профилями поляризации и отклонений электрического вектора от локальной оси струи как для винтового магнитного поля, так и для конфигурации “канал-оболочка” [37, 38].

При этом ни одна из представленных к настоящему моменту моделей не может объяснить наблюдаемые U-образные профили поляризации, сопровождаемые узором электронного вектора типа “фонтана” и его высокой временной переменностью в центре. В этой работе мы представляем модель прецессирующей струи с сильно закрученным спиралевидным или тороидальным

магнитным полем и проводим моделирование поляризационно-чувствительных РСДБ-наблюдений модельных струй для объяснения наблюдаемых поляризационных профилей.

2. МОДЕЛЬ ПРЕЦЕССИРУЮЩЕЙ СТРУИ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЭПОХОВЫХ РСДБ-НАБЛЮДЕНИЙ

Мы рассматриваем модель конической струи с тороидальным или сильно закрученным спиральным магнитным полем с типичной поперечной поляризационной структурой, характеризующейся тремя пиками: с продольной поляризацией в центре и меньшей по интенсивности поперечной поляризацией по краям струи [35, 39]. При однородном нагреве (ускорении излучающих частиц) плазмы поперек струи амплитуда центрального пика всегда в два-три раза выше, чем для боковых пиков. Такие случаи реализуются для углов закрутки спирального магнитного поля (питч-углов) $\psi' \geq 70^\circ$ и малых углов наклона оси струи к лучу зрения $\theta' \leq 30^\circ$, где все штрихованные углы — в системе отсчета (СО) плазмы. При этом углу в СО наблюдателя $\theta_{\text{LOS}} = 1/\Gamma$ соответствует угол в СО плазмы $\theta' = 90^\circ$. Результаты Монте-Карло моделирований статистически полной по потоку подвыборки квазаров 1.5JyQCS MOJAVE с моделью струи с постоянной скоростью [40], рис. 11 предсказывают типичное значения Лоренц-фактора струи $\Gamma = 10$ [40], что соответствует $\theta_{\text{LOS}} \sim 5^\circ$, при наиболее вероятной величине $\theta_{\text{LOS}} \sim 2^\circ$. При таких малых углах к лучу зрения даже небольшие “покачивания” струи, например, в результате прецессии, усиливаются из-за эффектов проекции.

Предположим, что ориентация струи меняется во времени таким образом, что ось струи образует коническую поверхность с вершиной в центральной машине источника. При этом угол наблюдения струи всегда больше суммы углов ее полураскрытия и угла прецессии, т.е. наблюдатель не смотрит внутрь самого выброса. За счет малого угла наклона к лучу зрения в результате проекции даже небольшие реальные изменения направления струи приведут к значительным изменениям ее позиционного угла (РА) в проекции на картинную плоскость. Амплитуда колебаний (η) струи на уровне $\pm 0.2^\circ$ соответствует видимой амплитуде $\pm 15^\circ$ в результате проекции. При изменении направления струи в проекции на небо, а затем усреднении всех полученных изображений, из-за наложения поляризации с разной ориентацией наблюдаемая поляризованная интенсивность в центре струи будет ослаблена. При этом естественным образом возникает повышенная переменность EVPA в этой области. Значительные вариации позиционного угла компонентов струй,

наблюдаемые в рассматриваемых источниках [41], большой угол их видимого раскрытия [28] и разрешенная поперечная поляризационная структура служат основой для предлагаемого сценария.

Для численного моделирования РСДБ-наблюдений мы рассматриваем модель релятивистской струи с лоренц-фактором Γ [42, 43]. При этом поле скоростей — центральное, скорость объемного движения плазмы направлена от центральной машины, что важно для малых углов наклона оси струи к лучу зрения. Струя имеет угол полураскрытия ϕ и наблюдается под углом к лучу зрения θ в СО наблюдателя. Красное смещение выбрано таким образом, чтобы интегральная плотность потока на модельной карте была порядка 1 Ян, что соответствует характерному потоку реальных наблюдений. Также мы предполагаем изотропное степенное распределение излучающих частиц $N(\gamma) \propto \gamma^{-s}$ с $\gamma_{\text{min}} = 10$ и показателем $s = 2.5$ [44], что соответствует спектральному индексу³ $\alpha = 0.75$, находящееся в равномерном распределении со спиральным магнитным полем, а также $\gamma_{\text{max}} = 10^4$, хотя точное значение этого параметра не является существенным. Мы использовали электрон-протонную плазму, которая приводит к ненулевому эффекту фарадеевского вращения, мера которого достигала значений в 20 рад/м². Такая величина приводит к вращению EVPA менее чем на 1° на частоте 15 ГГц.

Решение уравнений переноса поляризованного синхротронного излучения рассчитывается с учетом самопоглощения и фарадеевских эффектов для параметров Стокса I, Q, U, V следующим образом (см., напр., [45]):

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dl} &= \eta_I - \kappa_I I - \kappa_Q Q - \kappa_U U - \kappa_V V, \\ \frac{dQ}{dl} &= \eta_Q - \kappa_I Q - \kappa_Q I - \kappa_F U - h_Q V, \\ \frac{dU}{dl} &= \eta_U - \kappa_I U - \kappa_U I + \kappa_F Q - \kappa_C V, \\ \frac{dV}{dl} &= \eta_V - \kappa_I V - \kappa_V I + h_Q Q + \kappa_C U, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\eta_I, \eta_U, \eta_Q, \eta_V$ — коэффициенты излучения, $\kappa_I, \kappa_U, \kappa_Q, \kappa_V$ — коэффициенты поглощения, κ_F — коэффициент фарадеевского вращения, и κ_C и h_Q — коэффициенты вращения для фарадеевской конверсии. При этом единичный вектор направле-

³ Спектральный индекс определяется зависимостью плотности потока S от частоты ν как $S \propto \nu^\alpha$.

ния вдоль луча зрения $\hat{n}_{\text{LOS}}$ преобразуется в СО, связанной с движущейся плазмой (релятивистская абберация), как

$$\hat{n}'_{\text{LOS}} = D\hat{n}_{\text{LOS}} - (D+1)\frac{\Gamma}{\Gamma+1}\beta, \quad (2)$$

где доплер-фактор $D = (\Gamma(1 - \mathbf{v}\hat{n}_{\text{LOS}}/c))^{-1}$ (см., напр., [46]).

Для прямого сравнения модельных изображений с наблюдаемыми РСДБ-картами линейной поляризации мы создаем синтетические одно-эпоховые РСДБ-карты, которые соответствуют различным фазам вращения струи. Для этого сначала модельное распределение яркости переводится в плоскость пространственных частот (u, v) фурье-преобразованием, используя (u, v) -покрытие реального наблюдения⁴. То есть создается набор синтетических интерферометрических видностей. Затем добавляется тепловой шум, рассчитанный по разбросу видностей реального наблюдения [47]. Из полученных таким образом синтетических видностей с использованием процедуры CLEAN [48, 49], реализованной в пакете Difmap [50], синтезируется РСДБ-карта для каждого из параметров Стокса I , Q и U . Для свертки CLEAN-моделей в области изображения использована круговая диаграмма направленности (ДН) по уровню половины максимума в размере 0.73 мс дуги, соответствующая ДН, используемой для построения стаковой карты источника 1641+399 [1]. Затем набор синтетических РСДБ-изображений усредняется для создания стаковых карт таким же образом, как это было сделано в применении к многоэпоховым данным реальных наблюдений [1]. А именно, сначала формируются стаковые карты для параметров Стокса U и Q , а затем создаются стаковые карты поляризованного потока $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ и распределения EVPA ($\tan(2\chi) = U/Q$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В этой работе нами рассмотрены питч-углы 70°, 80°, 89°, т.е. преимущественно тороидальное магнитное поле. Для создания синтетического стакового изображения были выбраны 36 положений струи, соответствующих реальным эпохам наблюдений источника 1641+399⁵ и различным начальным фазам вращения оси струи по круговому конусу с амплитудой в диапазоне 0.1°–0.15°. Каждое такое положение соответствует одной эпохе наблюдения, примеры полученных РСДБ-карт которых показаны на рис. 2. Угол полураскрытия конической струи выбран в размере $\theta/4$,

что соответствует видимому углу полураскрытия $\sim 10^\circ$ [28]. Рассмотрены углы наклона оси струи к лучу зрения $\theta = 0.3^\circ, 0.5^\circ, 1^\circ$ и 2° в СО наблюдателя, что соответствует углам $\theta' = 6^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ и 38° в СО плазмы соответственно, из соотношения, описывающего релятивистскую абберацию углов ($\Gamma(1 - \beta \cos \theta) \sin \theta' = \sin \theta$). Соответствующие стаковые карты показаны на рис. 2–4. Поляризованное излучение струи на стаковых картах характеризуется трехгорбой структурой: центральным каналом с электрическими векторами, сонаправленными выбросу, и двумя боковыми областями с поперечной поляризацией. Распределение EVPA имеет узор типа “фонтан”. Наименьшая степень поляризации наблюдается между центральным и боковыми каналами, а также по центру струи. При этом наибольшие ее значения на краях частично вызваны систематическими ошибками процедуры CLEAN [1], и могут быть скорректированы с помощью результатов численных моделирований. За счет яркого центрального канала центральный пик с продольной поляризацией недостаточно эффективно подавляется в диаграмме направленности, даже при достаточно узком видимом угле раскрытия струи.

В некоторых источниках U-образный профиль и распределение EVPA типа “фонтан” наблюдаются в отдельные эпохи, как показано на рис. 5. Действительно, несмотря на то, что модель предсказывает трехпиковую структуру, в результате эффективного усреднения в диаграмме направленности и влияния шума, центральный пик с продольной поляризацией может подавляться при достаточно узком видимом угле раскрытия струи. В модели прецессии такие эпохи соответствуют, в основном, фазам с наибольшим углом наклона оси струи к лучу зрения. Полученный результат устойчив по отношению к выбору периода и начальной фазы прецессии.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Предположение о спиральном магнитном поле струй АЯГ широко и успешно используется в течение последних двадцати лет для интерпретации наблюдаемых поляризационных эффектов [11, 20–25, 51]. Этим обусловлен наш выбор модели магнитного поля для моделирования линейной поляризации струй. За счет относительно яркой сердцевины с продольной поляризацией, характерной для рассматриваемых нами моделей, в полученных синтетических стаковых картах прецессирующей струи излучение в ее центре характеризуется ненулевой степенью поляризации. То есть поляризованное излучение подавляется недостаточно для формирования характерной наблюдаемой структуры поляризации. При этом

⁴ Использовалось 36 эпох наблюдений источника 1641+399.

⁵ <https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/sourcepages/1641+399.shtml>

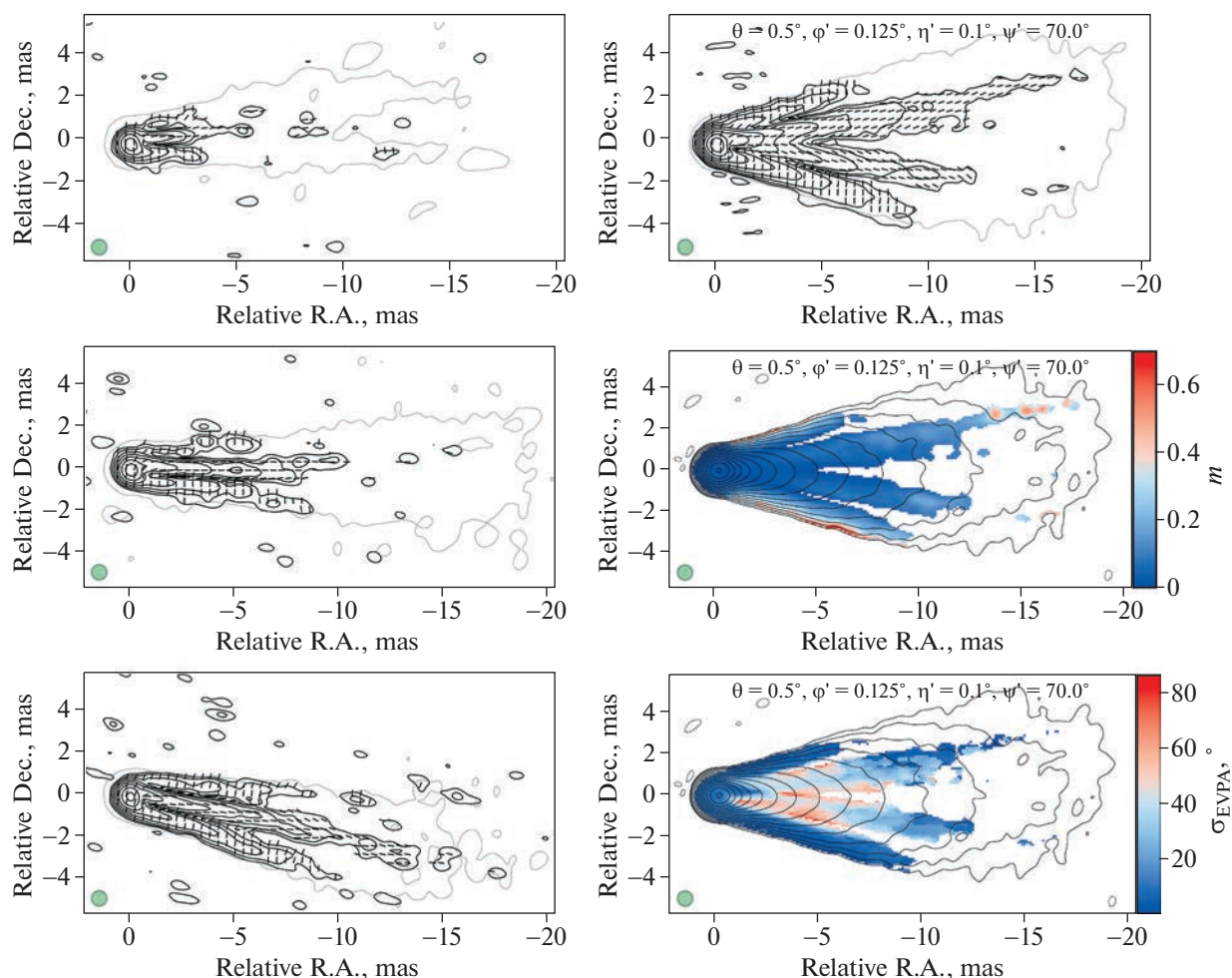


Рис. 2. Синтетические одноэпоховые (слева) и стаковые (справа) РСДБ-карты линейной поляризации струи. Одноэпоховые изображения соответствуют различным фазам вращения струи источника. Использованы следующие параметры модели: коническая струя с истинным углом полуоткрытия $\phi' = 0.125^\circ$, имеющая наклон оси прецессии к лучу зрения $\theta = 0.5^\circ$, прецессирующая с амплитудой $\eta' = 0.1^\circ$; питч-угол силовых линий спирального магнитного поля $\psi' = 70.0^\circ$. Справа сверху — карта распределения электрических векторов и поляризованного потока, справа в центре — карта степени линейной поляризации, справа внизу — карта переменной электрического вектора σ_{EVPA} . Для свертки использована круговая диаграмма направленности по уровню половины максимума 0.73 мс дуги, показанная зеленым кругом в нижнем левом углу. Она соответствует ДН, используемой для построения стаковой карты источника 1641+399 [1]. Карты получены усреднением 36 изображений, соответствующих случайным фазам вращения. Величина полной плотности потока составляет 0.7 Ян, величина линейно поляризованной плотности потока на стаковой карте составляет ~ 50 мЯн. Серые контуры полной интенсивности нарисованы с уровня $3\sigma_I = 0.18$ мЯн/луч и увеличиваются с фактором 2. Черные контуры линейно поляризованной интенсивности даны с уровня $3\sigma_P = 0.18$ мЯн/луч и увеличиваются с фактором 2.

воспроизводятся структура и высокая переменность EVPA в центральном канале струи.

Недавно Фролова и др. [52] исследовали профили полной интенсивности релятивистских струй активных ядер галактик на основе магнито-гидродинамического (МГД) полуаналитического моделирования с использованием моделей с постоянной угловой скоростью и с электрическим током, замкнутым внутри струи, а также разными механизмами “нагрева” излучающих частиц. Авторы показали, что в предположении, что все ча-

стицы в струе излучают, в профиле полной интенсивности преобладает плотная сердцевина. Несоответствие полученной картины с наблюдаемой во многих разрешенных объектах привело к выводу о необходимости подавления излучения от центрального канала.

Фролова и др. [52] показывают, что это, например, может быть достигнуто при поперечной стратификации распределения излучающих частиц, при которой до некоторого радиуса излучается лишь небольшая доля частиц. Одним из воз-

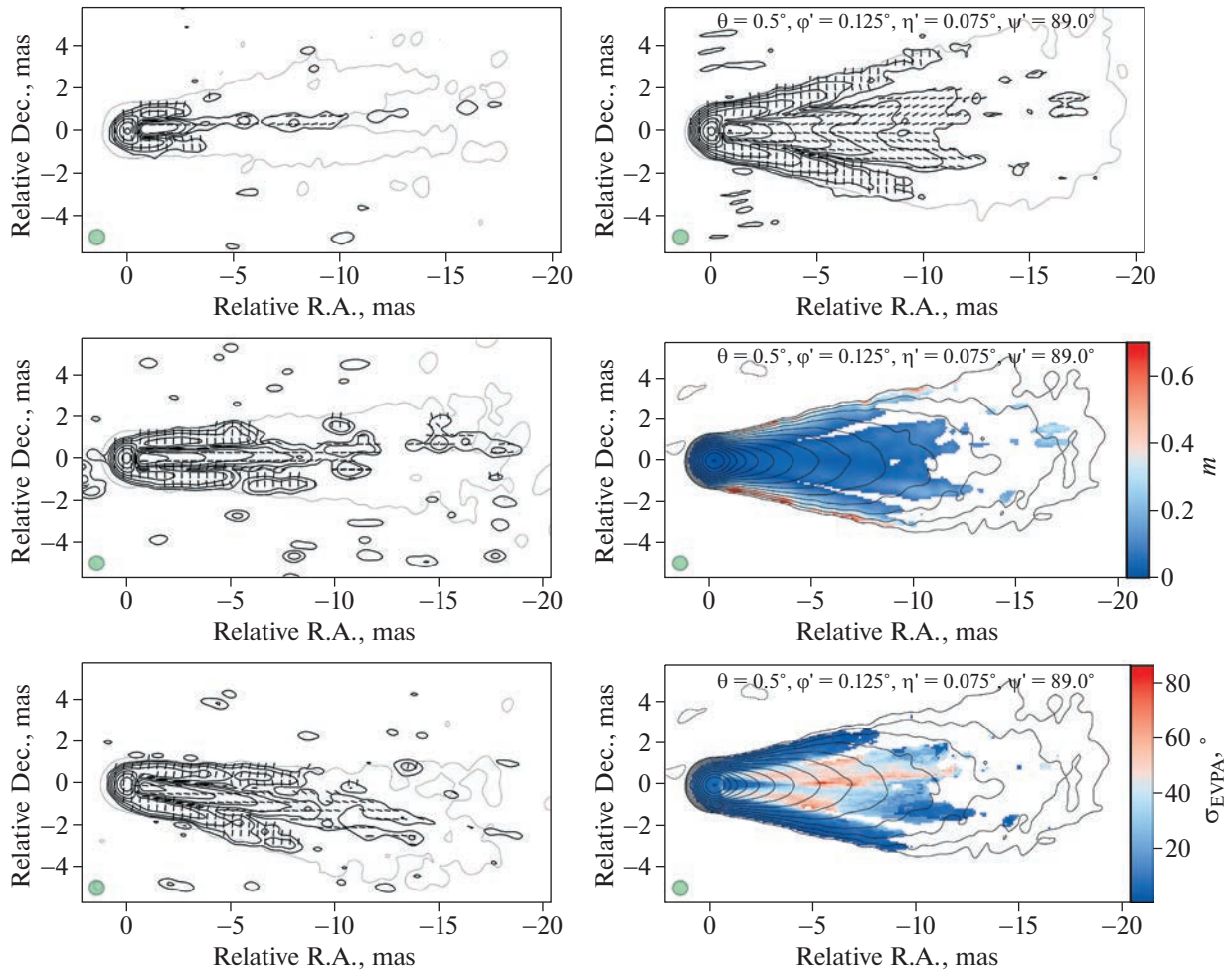


Рис. 3. Синтетические одноэпоховые (слева) и стаковые (справа) РСДБ-карты линейной поляризации струи. Обозначения те же, что и на рис. 2. Параметры модели следующие: коническая струя с истинным углом полуоткрытия $\phi' = 0.125^\circ$, имеющая наклон оси прецессии к лучу зрения $\theta = 0.5^\circ$, прецессирующая с амплитудой $\eta' = 0.075^\circ$; питч-угол $\psi' = 89^\circ$.

можных вариантов рассматривается механизм нагрева излучающих частиц, связанный с омической диссипацией [10]. Подавление излучения сердцевины может быть также связано с обнаруженным в работе [53] эффектом анизотропного распределения ускоренных частиц. Сохранение адиабатического инварианта приводит к тому, что частицы в центральных областях выброса имеют преимущественное направление движения вдоль магнитного поля, в этой области доминированного продольной компонентой. Лютикову и др. [10] удалось объяснить бимодальность EVPA в модели полого джета, в котором естественным образом подавлена сердцевина. Однако в работе [52] показано, что хотя эта модель с плотностью числа излучающих частиц пропорциональной плотности магнитной энергии в плазменной структуре является многообещающей,

она маловероятна, так как приводит к сильному доминированию центрального ядра.

Согласно недавнему структурному анализу 447 самых ярких радио-громких источников северного неба на частоте 15 ГГц [41], вариации позиционного угла струй (внутренние мс дуги) носят массовый характер, и средняя амплитуда составляет 10° – 50° на временном масштабе около десяти лет. Для некоторых источников вариации достигают 200° . Существует несколько сценариев, которые могут объяснить такое поведение. Например, орбитальное движение в двойной системе черных дыр [54]. Более широко обсуждается эффект Лензе–Тирринга [55, 56] в системе с вращающейся черной дырой. В этом случае колебания внутренней ориентации струи вызваны прецессией аккреционного диска, ось вращения которого смещена относительно оси вращения черной дыры [57]. Например, исследование

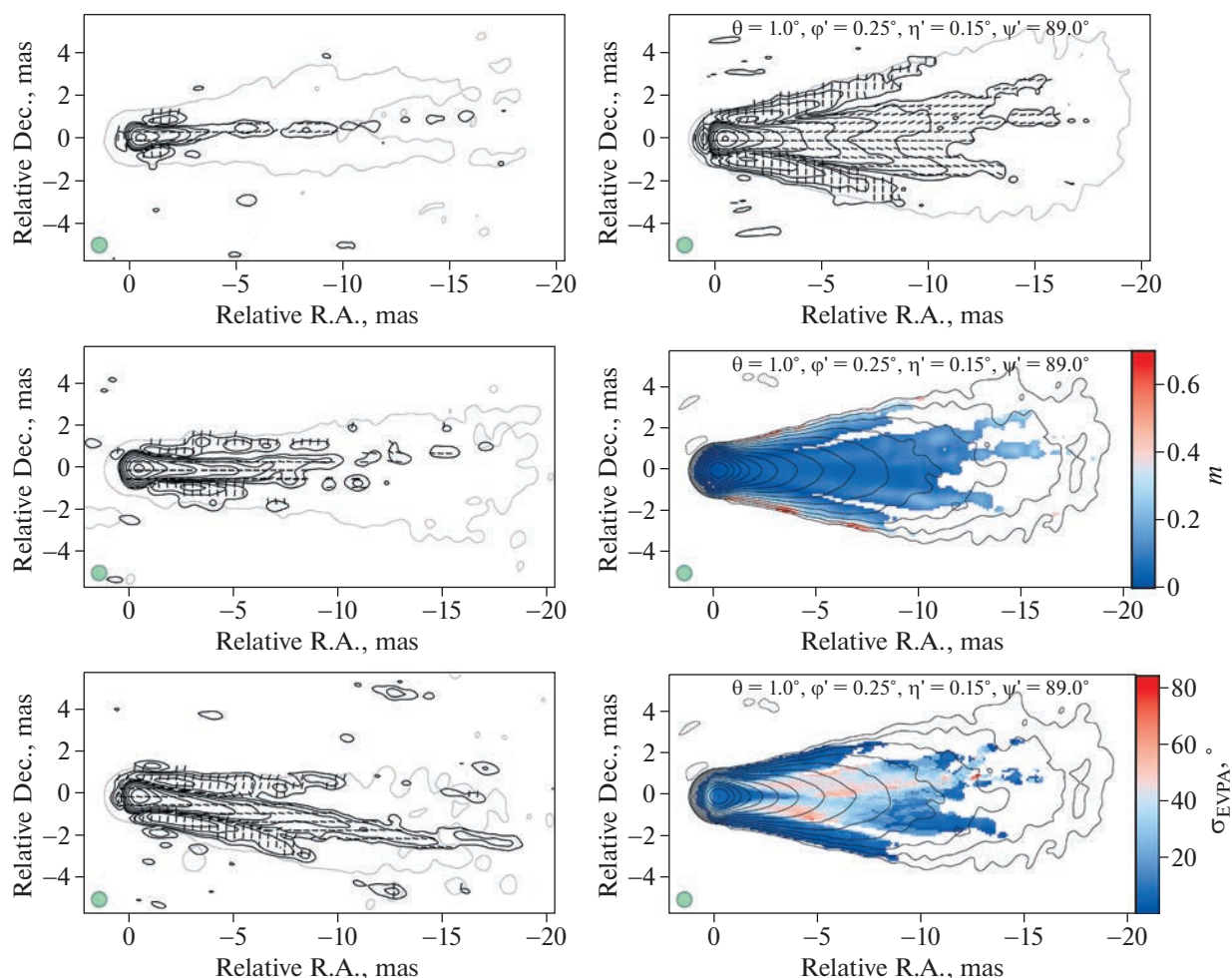


Рис. 4. Синтетические одноэпоховые (слева) и стаковые (справа) РСДБ-карты линейной поляризации струи. Обозначения те же, что и на рис. 2. Параметры модели следующие: коническая струя с истинным углом полуоткрытия $\phi' = 0.25^\circ$, имеющая наклон оси прецессии к лучу зрения $\theta = 1^\circ$, прецессирующая с амплитудой $\eta' = 0.15^\circ$; питч-угол $\psi' = 89^\circ$.

структуры струи на основе наблюдений, выполненных на протяжении 22 лет в 170 отдельных эпохах в радиогалактике M87 показало периодическое изменение позиционного угла струи с амплитудой от пика к пику $\approx 10^\circ$ и периодом $T \approx 11$ лет на масштабах $\approx 600\text{--}2500 r_g^6$ [58]. Периодичность кривой блеска в оптическом диапазоне и вариации позиционного угла струи в квазаре 3C 120 предполагают существование прецессии струи, вызванное эффектом Лензе–Тирринга, с периодом 12.3 года [59]. Это же показано для струи в M81*, период прецессии которой оценен в ≈ 7 лет [60]. Детальный анализ колебаний ориентации других струй также указывает на их периодичность и возможную связь с прецессией, на-

пример OJ 287 [61] ($T \sim 12$ лет), 3C 273 [62] ($T \sim 16$ лет), 3C 279 [63] ($T \sim 22$ года), PG 1553+113 [64], 4C 38.41 [65] ($T = 23 \pm 5$ лет), PKS 2131–021 [66] ($T \sim 22$ года).

Существование вращения струи или ее частей можно проследить и по другим наблюдательным характеристикам. Например, по плавному вращению электрического вектора линейно поляризованного оптического излучения вплоть до величины поворота 720° [67, 68]. Или по модуляции яркостной температуры РСДБ-компонентов струи в зависимости от их удаления от ядра (Kravchenko et al. 2023, в работе). Небольшие отклонения направлений струи в СО источника и малый угол оси струи к лучу зрения приводят к существенным вариациям доплер-фактора, соответственно и яркостной температуры [69], что наблюдается, например, в квазарах 3C 273 или 3C 279.

⁶ Гравитационный радиус $r_g = GM/c^2$, где M — масса черной дыры.

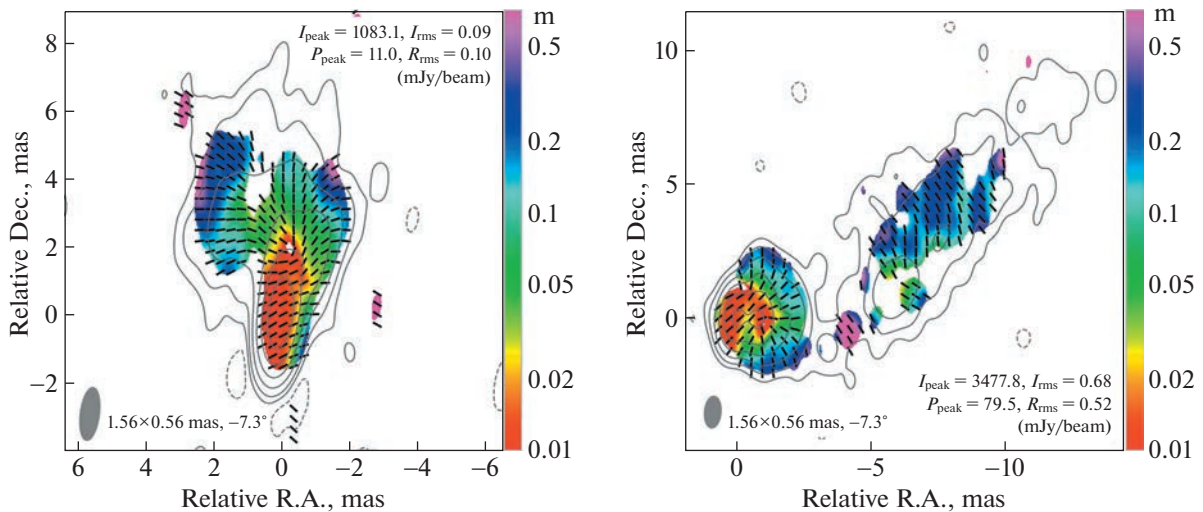


Рис. 5. Примеры наблюдаемых одноэпоховых U-образных поляризационных профилей. Карты линейной поляризации квазара 1920–211 на эпоху 3 августа 2012 г. (слева) и квазара 2251 + 158 на эпоху 30 марта 2003 г. (справа) на частоте 15 ГГц. Цветом показана степень поляризации (логарифмическая шкала), контурами — полная интенсивность, штрихами — направление электрического вектора без коррекции за фарадеевское вращение. Данные взяты с сайта проекта MOJAVE: <https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/>.

Другой широко обсуждаемой моделью, способной приводить к колебаниям позиционного угла струи, является развитие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца за счет разницы скоростей на краях струи [70]. Например, детальный структурный анализ представлен для M87 [71], 0836+710 [72] и 3C 273 [73].

Стоит отметить, что в используемой нами модели некоторые картины поляризации (например, с поперечным EVPA в ядерной области) возникают при достаточно малых углах струи к лучу зрения $\theta_{\text{LOS}} \ll 1/\Gamma$. Статистический анализ ограниченных по потоку выборок, включая данные по РСДБ-кинематике, предсказывает относительно небольшое число таких объектов [40, 74, 75]. Однако этот результат основывается на модели струи с постоянным Γ , что не учитывает поперечную стратификацию скорости [76–78] и, по-видимому, необходимую поперечную стратификацию распределения излучающих частиц [52].

Немаловажным фактором, который стоит учитывать при рассмотрении поляризационной структуры, является наличие в струе движущихся и стационарных уярчений. Ими могут быть или движущиеся/стоячие ударные волны, сжимающие магнитное поле [79, 80] и ускоряющие частицы на фронте, или сгустки плазмы с повышенной плотностью излучающих частиц (т.н. “плазмоны”, напр., [81–83]). Пушкарев и др. [1] оценивают типичное отношение расстояния, проходимого компонентом вдоль струи за время наблюдений, к типичному расстоянию между компонентами, равное 1.5. Другими слова-

ми, компоненты могут значимо влиять на получаемые из стаковых карт картины распределения поляризации. Эти вопросы будут отдельно исследоваться нами в последующих работах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Последние наиболее полные РСДБ-исследования линейно-поляризованной структуры струй АЯГ позволили выделить несколько характерных структур распределения линейной поляризации и ее переменности [1]. Одним из самых интригующих оказалось распределение поляризации с уярчением к краю струи и направлением EVPA, напоминающим фонтан, с его высокой переменностью в центре струи. Простые модели конфигурации магнитного поля струи не способны объяснить двугорбую структуру, а более сложные — не обнаруживают характерного поведения переменности поляризации.

Для объяснения такой картины в данной работе мы рассматриваем сценарий прецессирующей струи, наблюдаемой под малым углом к лучу зрения, с сильно закрученным спиральным или тороидальным магнитным полем. Наблюдательной основой для предлагаемой модели колебаний направления струй АЯГ служат многоэпоховые данные долгосрочных мониторинговых программ, в которых обнаружены вариации позиционного угла в пределах 10° – 50° на масштабах десятилетий. Эти данные успешно описываются моделями периодических осцилляций с характерными периодами порядка 10–20 лет. Такое поведение возможно объяснить прецессией струи, вызванной

эффектом Лензе—Тирринга в системе с вращающейся черной дырой.

Мы провели симуляции многоэпоховых поляриметрических РСДБ-наблюдений прецессирующих струй, используя параметры реальных наблюдений. Полученные нами синтетические стачовые РСДБ-карты степени линейной поляризации характеризуются трехгорбым поперечным профилем. Карты направления электрического вектора напоминают узор наподобие фонтана, а карты его переменности характеризуются высокими значениями вдоль центрального канала струи. Прецессия струи приводит к замыыванию поляризации в центре струи за счет наложения областей с разными ориентациями электрического вектора в проекции на плоскость изображения. Однако наличие яркой сердцевины приводит к недостаточной деполяризации в центре струи, что слабо согласуется с наблюдениями, в которых излучение в центральном пике оказывается деполяризовано. Таким образом, мы делаем вывод о необходимости рассмотрения моделей, в которых излучение центрального канала струи подавлено, что согласуется с недавними результатами аналитических МГД-расчетов [52].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-72-10078⁷.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Юрию Андреевичу Ковалеву за ценные замечания и предложения, которые способствовали улучшению статьи.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. B. Pushkarev, H. D. Aller, M. F. Aller, D. C. Homan, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **520** (4), 6053 (2023), arXiv:2209.04842 [astro-ph.HE].
2. D. I. Zornina, H. D. Aller, M. F. Aller, D. C. Homan, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **523** (3), 3615 (2023), arXiv:2211.15624 [astro-ph.HE].
3. R. Blandford, D. Meier, and A. Readhead, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **57**, 467 (2019), arXiv 1812.06025 [astro-ph.HE].
4. M. L. Lister and D. C. Homan, *Astron. J.* **130** (4), 1389 (2005).
5. A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, T. Savolainen, M. F. Aller, H. D. Aller, and M. A. Hodge, *Galaxies* **5** (4), 93 (2017).
6. A. G. Pacholczyk and T. L. Swihart, *Astrophys. J.* **150**, 647 (1967).
7. E. V. Kravchenko, Y. Y. Kovalev, and K. V. Sokolovsky, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **467** (1), 83 (2017), arXiv:1701.00271 [astro-ph.HE].
8. G. Bruni, T. Savolainen, J. L. Gómez, A. P. Lobanov, *et al.*, *Adv. Space Research* **65** (2), 712 (2020).
9. D. C. Gabuzda, A. B. Pushkarev, and T. V. Cawthorne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **319** (4), 1109 (2000), arXiv:astro-ph/0307192.
10. M. Lyutikov, V. I. Pariev, and D. C. Gabuzda, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **360** (3), 869 (2005), arXiv:astro-ph/0406144.
11. J. L. Gómez, A. P. Lobanov, G. Bruni, Y. Y. Kovalev, *et al.*, *Astrophys. J.* **817**(2), id. 96 (2016), arXiv:1512.04690 [astro-ph.HE].
12. E. V. Kravchenko, J. L. Gómez, Y. Y. Kovalev, A. P. Lobanov, *et al.*, *Astrophys. J.* **893** (1), id. 68 (2020), arXiv:2003.08776 [astro-ph.HE].
13. F. M. Pörtl, A. P. Lobanov, E. Ros, J. L. Gómez, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **648**, id. A82 (2021), arXiv:2102.04441 [astro-ph.HE].
14. S. P. O'Sullivan and D. C. Gabuzda, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **393** (2), 429 (2009), arXiv:0811.4426 [astro-ph].
15. T. Hovatta, M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and T. Savolainen, *Astron. J.* **144** (4), 105 (2012), arXiv:1205.6746 [astro-ph.CO].
16. D. C. Gabuzda, S. Knuettel, and A. Bonafede, *Astron. and Astrophys.* **583**, id. A96 (2015), arXiv:1511.08730 [astro-ph.GA].
17. A. Pasetto, C. Carrasco-González, J. L. Gómez, J.-M. Martí, *et al.*, *Astrophys. J. Letters* **923** (1), id. L5 (2021), arXiv:2112.06971 [astro-ph.GA].
18. R. T. Zavala and G. B. Taylor, *Astrophys. J.* **612**, 749 (2004).
19. J. C. Algaba, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **429**(4), 3551 (2013).
20. K. Asada, M. Inoue, Y. Uchida, S. Kameno, K. Fujisawa, S. Iguchi, and M. Mutoh, *Publ. Astron. Soc. Japan* **54**, L39 (2002), arXiv:astro-ph/0205497.
21. M. Zamaninasab, T. Savolainen, E. Clausen-Brown, T. Hovatta, M. L. Lister, T. P. Krichbaum, Y. Y. Kovalev, and A. B. Pushkarev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **436**, 3341 (2013).
22. D. C. Gabuzda, S. Knuettel, and B. Reardon, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **450** (3), 2441 (2015), arXiv:1503.03411 [astro-ph.GA].
23. M. M. Lisakov, E. V. Kravchenko, A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, T. K. Savolainen, and M. L. Lister, *Astrophys. J.* **910**(1), id. 35 (2021), arXiv:2102.04563 [astro-ph.HE].
24. J. M. Attridge, D. H. Roberts, and J. F. C. Wardle, *Astrophys. J. Letters* **518**, L87 (1999).
25. A. B. Pushkarev, D. C. Gabuzda, Y. N. Vetukhnovskaya, and V. E. Yakimov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **356** (3), 859 (2005).

⁷ <https://rscf.ru/project/20-72-10078/>

26. *T. Savolainen, K. Wiik, E. Valtaoja, M. Kadler, E. Ros, M. Tornikoski, M. F. Aller, and H. D. Aller*, *Astrophys. J.* **647** (1), 172 (2006), arXiv:astro-ph/0605134.
27. *M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, et al.*, *Astron. J.* **146** (5), 120 (2013), arXiv:1308.2713 [astro-ph.CO].
28. *A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, and T. Savolainen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **468** (4), 4992 (2017), arXiv:1705.02888 [astro-ph.HE].
29. *Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, E. E. Nokhrina, A. V. Plavin, V. S. Beskin, A. V. Chernoglazov, M. L. Lister, and T. Savolainen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **495** (4), 3576 (2020), arXiv:1907.01485 [astro-ph.GA].
30. *M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, M. A. Hodge, D. C. Homan, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and T. Savolainen*, *Astrophys. J. Suppl.* **234** (1), id. 12 (2018), arXiv:1711.07802 [astro-ph.GA].
31. *D. C. Gabuzda, A. R. Reichstein, and E. L. O'Neill*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444** (1), 172 (2014), arXiv:1410.6653 [astro-ph.GA].
32. *E. Clausen-Brown, M. Lyutikov, and P. Kharb*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **415** (3), 2081 (2011), arXiv:1101.5149 [astro-ph.HE].
33. *D. C. Gabuzda*, *Galaxies* **9** (3), 58 (2021).
34. *N. L. Zakamska, M. C. Begelman, and R. D. Blandford*, *Astrophys. J.* **679** (2), 990 (2008), arXiv:0801.1120 [astro-ph].
35. *E. Murphy, T. V. Cawthorne, and D. C. Gabuzda*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **430** (3), 1504 (2013), arXiv:1302.0186 [astro-ph.HE].
36. *M. S. Butuzova*, *Astron. Rep.* **62** (2), 116 (2018).
37. *M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **520** (4), 6335 (2023), arXiv:2209.15359 [astro-ph.HE].
38. *M. Butuzova and A. Pushkarev*, in *European VLBI Network Mini-Symposium and Users' Meeting 2021*, 12–14 July, 2021, <https://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid99>, id. 5 (2022).
39. *R. A. Laing*, *Astrophys. J.* **248**, 87 (1981).
40. *M. L. Lister, D. C. Homan, T. Hovatta, K. I. Kellermann, et al.*, *Astrophys. J.* **874** (1), id. 43 (2019), arXiv:1902.09591 [astro-ph.GA].
41. *M. L. Lister, D. C. Homan, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, E. Ros, and T. Savolainen*, *Astrophys. J.* **923** (1), id. 30 (2021), arXiv:2108.13358 [astro-ph.HE].
42. *R. D. Blandford and A. Königl*, *Astrophys. J.* **232**, 34 (1979).
43. *A. Königl*, *Astrophys. J.* **243**, 700 (1981).
44. *T. Hovatta, M. F. Aller, H. D. Aller, E. Clausen-Brown, et al.*, *Astron. J.* **147**(6), id. 143 (2014), arXiv:1404.0014 [astro-ph.GA].
45. *T. Beckert and H. Falcke*, *Astron. and Astrophys.* **388**, 1106 (2002), arXiv:astro-ph/0112398.
46. *J. Gracia, N. Vlahakis, I. Agudo, K. Tsinganos, and S. V. Bogovalov*, *Astrophys. J.* **695**(1), 503 (2009), arXiv:0901.2634 [astro-ph.GA].
47. *D. S. Briggs*, *High fidelity deconvolution of moderately resolved sources*, PhD thesis, The New Mexico Institute of Mining and Technology, Socorro, New Mexico (1995).
48. *J. A. Högbom*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **15**, 417 (1974).
49. *B. G. Clark*, *Astron. and Astrophys.* **89**(3), 377 (1980).
50. *M. C. Shepherd*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, edited by G. Hunt and H. E. Payne (San Francisco: ASP), ASP Conf. Ser. **125**, 77 (1997).
51. *J.-L. Gómez, A. P. Marscher, A. Alberdi, S. G. Jorstad, and I. Agudo*, *Astrophys. J. Letters* **561** (2), L161 (2001), arXiv:astro-ph/0110133.
52. *V. A. Frolova, E. E. Nokhrina, and I. N. Pashchenko*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **523** (1), 887 (2023), arXiv:2305.02929 [astro-ph.HE].
53. *V. S. Beskin, T. I. Khalilov, and V. I. Pariev*, *Astron. Letters* **49** (3), 119 (2023).
54. *M. C. Begelman, R. D. Blandford, and M. J. Rees*, *Nature* **287** (5780), 307 (1980).
55. *J. Lense and H. Thirring*, *Physikalische Zeitschrift* **19**, 156 (1918).
56. *H. Thirring*, *Physikalische Zeitschrift* **19**, 33 (1918).
57. *A. Caproni, H. J. Mosquera Cuesta, and Z. Abraham*, *Astrophys. J.* **616** (2), L99 (2004), arXiv:astro-ph/0410450.
58. *Y. Cui, H. Kazuhiro, K. Tomohisa, K. Motoki, et al.*, *Nature* **621** (7980), 711 (2023).
59. *A. Caproni and Z. Abraham*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349** (4), 1218 (2004), arXiv:astro-ph/0312407.
60. *S. D. von Fellenberg, M. Janssen, J. Davelaar, M. Zajaček, S. Britzen, H. Falcke, E. Körding, and E. Ros*, arXiv:2303.00603 [astro-ph.HE] (2023).
61. *S. Britzen, C. Fendt, G. Witzel, S.-J. Qian, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **478**(3), 3199 (2018).
62. *Z. Abraham and G. E. Romero*, *Astron. and Astrophys.* **344**, 61 (1999).
63. *Z. Abraham and E. A. Carrara*, *Astrophys. J.* **496**(1), 172 (1998).
64. *R. Lico, J. Liu, M. Giroletti, M. Orienti, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **634**, id. A87 (2020), arXiv:2001.01753 [astro-ph.HE].
65. *J. C. Algaba, B. Rani, S. S. Lee, M. Kino, J. Park, and J.-Y. Kim*, *Astrophys. J.* **886** (2), id. 85 (2019), arXiv:1910.02661 [astro-ph.GA].
66. *S. O'Neill, S. Kiehlmann, A. C. S. Readhead, M. F. Aller, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **926** (2), id. L35 (2022), arXiv:2111.02436 [astro-ph.HE].
67. *A. P. Marscher, S. G. Jorstad, V. M. Larionov, M. F. Aller, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **710** (2), L126 (2010), arXiv:1001.2574 [astro-ph.CO].
68. *A. P. Marscher, S. G. Jorstad, F. D. D'Arcangelo, P. S. Smith, et al.*, *Nature* **452** (7190), 966 (2008).
69. *M. Roca-Sogorb, J. L. Gómez, I. Agudo, A. P. Marscher, and S. G. Jorstad*, *Astrophys. J. Letters* **712** (2), L160 (2010), arXiv:0912.2192 [astro-ph.CO].
70. *P. E. Hardee*, *Astrophys. J.* **664**(1), 26 (2007), arXiv:0704.1621 [astro-ph].
71. *A. S. Nikonov, Y. Y. Kovalev, E. V. Kravchenko, I. N. Pashchenko, and A. P. Lobanov*, arXiv:2307.11660 [astro-ph.GA] (2023).
72. *M. Perucho, Y. Y. Kovalev, A. P. Lobanov, P. E. Hardee, and I. Agudo*, *Astrophys. J.* **749** (1), id. 55 (2012), arXiv:1202.1182 [astro-ph.CO].

73. *A. P. Lobanov and J. A. Zensus*, *Science* **294** (5540), 128 (2001).
74. *R. C. Vermeulen and M. H. Cohen*, *Astrophys. J.* **430**, 467 (1994).
75. *M. H. Cohen, M. L. Lister, D. C. Homan, M. Kadler, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, and R. C. Vermeulen*, *Astrophys. J.* **658** (1), 232 (2007), arXiv:astro-ph/0611642.
76. *S. S. Komissarov, N. Vlahakis, A. Königl, and M. V. Barkov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **394**, 1182 (2009).
77. *V. Beskin, A. Chernoglazov, A. Kiselev, and E. Nokhrina*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **472** (4), 3971 (2017).
78. *K. Chatterjee, M. Liska, A. Tchekhovskoy, and S. B. Markoff*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**(2), 2200 (2019), arXiv:1904.03243 [astro-ph.HE].
79. *R. A. Laing*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **193**, 439 (1980).
80. *P. A. Hughes, H. D. Aller, and M. F. Aller*, *Astrophys. J.* **298**, 301 (1985).
81. *E. V. Kravchenko, Y. Y. Kovalev, T. Hovatta, and V. Rasmakrishnan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **462** (3), 2747 (2016), arXiv:1607.05852 [astro-ph.HE].
82. *M. M. Lisakov, Y. Y. Kovalev, T. Savolainen, T. Hovatta, and A. M. Kutkin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **468** (4), 4478 (2017), arXiv:1703.07976 [astro-ph.GA].
83. *A. V. Plavin, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and A. P. Lobanov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 1822 (2019).

SIMULATIONS OF LINEAR POLARIZATION OF PRECESSING AGN JETS AT PARSEC SCALES

R. V. Todorov^a, E. V. Kravchenko^{a,b}, I. N. Pashchenko^b, and A. B. Pushkarev^{b,c}

^a*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow region, Russia*

^b*Astro Space Centre of Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia*

^c*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia*

The latest results of the most detailed analysis of multi-epoch polarization-sensitive observations of active galactic nuclei (AGN) jets at parsecs scales by very long baseline interferometry (VLBI) reveal several characteristic patterns of linear polarization distribution and its variability [1, 2]. Some of the observed profiles can be reproduced by a simple model of a jet threaded by a helical magnetic field. However, none of the models presented to date can explain the observed polarization profiles with an increase in its degree towards the edges of the jet, and accompanied by a “fountain” type electrical vector pattern and its high temporal variability in the center. Based on simulations of the VLBI observations of relativistic jets, we show here that the observed transverse linear polarization profiles, atypical for the simple magnetic field models can be naturally produced assuming the finite resolution of VLBI arrays and precession of a jet on ten-years scales, observational indications of which are found in an increasing number of AGN. In our simulations, we qualitatively reproduce the distribution of the electric vector and its variability, though the polarization images are characterized by a bright spine due to weak smearing, which is poorly consistent with observations. More effective depolarization can be obtained in models with the suppressed emission of the jet spine.

Keywords: active galaxies, relativistic jets, polarization, magnetic fields, VLBI, precession