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

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ДЖЕТОВ И КВАЗАРОВ

(бакалаврская работа)

Студент:

Тодоров Роман Владимирович

(подпись студента)

Научный руководитель:

Кравченко Евгения Васильевна,
канд. физ.-мат. наук

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2023

Аннотация

В данной работе описываются наши результаты по воспроизведению профилей поляризации и фарадеевского вращения струй активных ядер галактик (АЯГ), наблюдаемых с помощью радиоинтерферометрии на сантиметровых длинах волн. Мы численно решаем уравнения переноса излучения с коэффициентами синхротронного излучения и поглощения, принимая во внимание непрозрачность и эффекты Фарадеевского вращения и конверсии. Мы используем модель конической (параболической) струи слабоанизотропной магнитоактивной плазмы, пронизываемой спиральным магнитным полем, предполагая набор свободных параметров. Были получены синтетические РСДБ-изображения, используя (u, v) -покрытие реального наблюдения для телескопа VLBA, добавления шума и картографирования стандартным способом. Мы смогли воспроизвести различное распределение линейной поляризации, наблюдаемой в струях АЯГ, включая U-образные поперечные профили с узором электронного вектора типа «фонтан» и структуру «канал-оболочка».

Содержание

1	Введение	3
2	Обзор литературы	5
2.1	Наблюдаемое распределение поляризации в струях АЯГ	5
2.2	Синхротронное излучение	6
2.3	Фарадеевское вращение и конверсия	7
2.4	Уравнения переноса излучения	9
3	Аппаратная часть	11
3.1	Структура модели и кода	11
3.2	РСДБ-карты	12
3.3	Стаковые карты	12
4	Воспроизведение результатов других авторов	13
5	Структура «Канал-оболочка»	15
6	Двугорбый профиль	18
7	Выводы	22
	Список литературы	23

1 Введение

Одним из самых исследуемых объектов современной астрофизики являются Активные Ядра Галактик (АЯГ). По современным представлениям, они являются сверхмассивными черными дырами, окруженными аккреционными дисками. При падении на центральную черную дыру, некоторая часть вещества выбрасывается из ее полюсов в виде протяженных релятивистских джетов (струй, выбросов). Зачастую эти объекты оказываются настолько мощными, что их интегральное излучение превосходит таковое от всей остальной родительской галактики.

Именно эта особенность делает АЯГ уникальными физическими лабораториями с экстремальными условиями, недостижимыми на земле, которые затрагивают такие актуальные области знаний как теория относительности, гравитация, физика плазмы, гидродинамика и физика элементарных частиц. Значение далеких активных галактик в совокупности с методикой радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ), представляющей собой базовую технологию координатно-временного обеспечения, крайне важно для широкого круга задач фундаментальной науки и практических приложений, а именно: а) построения, поддержания и улучшения точности прецизионной инерциальной системы отсчета, б) сопровождения работы навигационных систем, в) сопровождения работы и улучшение точности систем глобального позиционирования, включая ГЛОНАСС и «Сферу», г) прогнозирования космической погоды, влияющей на земную и космическую электронику.

Несмотря на множество достижения в данной области исследований в последние годы, множество аспектов таких систем остаются спорными. Еще в 1977 Роджер Блэндфорд и Роман Знаек представили механизм извлечения энергии из эргосферы черной дыры для ускорения частиц джета [6]. В настоящий момент их модель является общепринятой. Альтернативным механизмом инжекции и коллимации джета может быть механизм Блэндфорда-Пейна [5]. В 1982 году они представили механизм извлечения энергии напрямую из аккреционного диска, проиллюстрировав его решением уравнений магнито-гидродинамики. Предсказывается, что сгенерированные таким образом джеты должны оказываться шире и медленнее первых.

Несмотря на существенный прогресс в понимании ключевых механизмов запуска джетов АЯГ, нет единого консенсуса по поводу структуры джетов, магнитного поля, распределения частиц, и механизмов излучения на разных длинах волн.

Радиоизлучение мощных релятивистских струй АЯГ образуются с помощью синхротронного механизма. Излучение достигает высокой степени линейной поляризации, более 50 % в областях струи ниже по течению от ее видимого начала, называемого ядром [19; 28]. Это указывает на наличие регулярных магнитных полей в струях АЯГ на парсековых масштабах, в соответствии с широко распространенным мнением о фундаментальной роли сильных магнитных полей в ускорении и коллимации струй АЯГ [см. 4, и ссылки внутри]. Поляризованное излучение является фактически единственным прямым способом изучения магнитных полей, элементарного состава и энергетического спектра частиц как струи, так и окружающей среды. Поляриметрические РСДБ-исследования струй АЯГ обычно используются в качестве наиболее эффективного метода диагностики магнитного поля и структуры струи.

Дифференциальное вращение аккреционного диска или эргосферы черной дыры должно приводить к скручиванию полоидального магнитного поля и генерации его спиралевидной структуры. По ряду проявлений, многочисленные поляриметрические РСДБ-наблюдения действительно указывают на наличие спирального магнитного поля в струях АЯГ. Аналитические расчеты показывают, что крупномасштабное спиральное магнитное поле в релятивистском приближении может объяснить практически все наблюдаемые профили поляризации [21]. Тем не менее, ни одна из представленных к настоящему моменту

моделей не объясняет наблюдаемые U-образные профили степени поляризации, сопровождаемые узором «фонтан» электрического вектора и его высокой временной переменностью вдоль хребтовой линии струи [26; 35]. Более того, эти модели не включают в себя множество важных аспектов, таких как более сложная геометрия, профили концентрации и скоростей, а также параметры струи, поэтому их учет должен обеспечить более точное соответствие между прогнозом модели и данными наблюдений.

В данной работе мы проводим численное моделирование поляризованного синхротронного излучения с целью воспроизведения различных наблюдаемых структур поляризации в струях АЯГ на парсековых масштабах. Для прямого сравнения с наблюдениями мы создаем синтетические РСДБ-карты на основе модельных данных. Сравнивая различные модели с реальными астрономическими наблюдениями, делаются выводы о структуре релятивистских струй и свойствах пронизывающих их магнитных полей. Целью данного исследования является воспроизведение основных профилей линейной поляризации джетов АЯГ, и исходя из параметров модели - оценка соответствующих параметров реальных объектов.

2 Обзор литературы

2.1 Наблюдаемое распределение поляризации в струях АЯГ

Обнаружено, что плоскость поляризации показывает бимодальное распределение вдоль джетов: либо перпендикулярно направлению джета, либо сонаправлено [8]. Было замечено, что у объектов типа BL Lac (лацертиды) EVPA (Electric Vector Position Angle или электрический вектор) лучше выровнены по струе [19]. Это можно интерпретировать как серию ударных волн в струе, которые усиливают перпендикулярную составляющую магнитного поля, в предположении, что вещество компонентов струй оптически тонкое и вектор магнитного поля перпендикулярен наблюдаемому электрическому вектору. Бимодальное распределение может быть объяснено спиральным магнитным полем [21], которое создается дифференциальным вращением аккреционного диска или эргосферы черной дыры. Многочисленные поляриметрические РСДБ-наблюдения указывают на доказательство в пользу наличия спирального магнитного поля как на субпарсековых [9; 14; 25], так и на парсековых [23; 11; 15] масштабах. Кроме того, градиенты Фарадеевской меры вращения [Rotation Measure, RM 34; 15] поперек струй также предоставляют убедительные доказательства в пользу спиральности магнитного поля [2; 33; 7; 18]. Структура поляризации «канал-оболочка» («spine-sheath»), наблюдаемая в ряде струй АЯГ, также обычно принимается за свидетельство спиралевидных магнитных полей [3; 27]. Эта структура поляризации представляет собой продольный электрический вектор вдоль оси струи и поперечный по ее краям.

Недавно Пушкарев и др. [26] и Зобнина и др. [35] представили самое крупное и наиболее полное исследование поляризационных свойств струй АЯГ на сегодняшний день. Оно включает в себя стаковые (усредненные) изображения линейной поляризации и ее временной переменности для 436 радиогромких АЯГ, основываясь на многоэпоховых наблюдениях на антенной решетке NRAO VLBA (Very Long Baseline Array, National Radio Astronomy Observatory) на частоте 15 ГГц. Pushkarev et al. [26] проанализировали распределения степени поляризации и EVPA, усредненные по доступным эпохам наблюдений VLBA. Среди прочих источников они обнаружили ряд объектов со следующей поляризационной структурой: усиление поляризованного потока и поперечного EVPA по краям, а также слабая поляризация и продольный EVPA в центре струи. Такая структура нетипична для общепринятой модели спирального магнитного поля, в которой максимум поляризации прогнозируется в центре струи. Для этих источников характерна высокая переменность EVPA в области минимума поляризации. Пример приведен на Рис. 1.

Можно перечислить ряд явлений, оказывающих влияние на поляризационный профиль источников. Во-первых, прохождение электромагнитной волны через намагниченную среду может привести к деполяризации, реполяризации, Фарадеевскому вращению и другим эффектам, зависящим от длины волны [32]. Для наблюдателя, они существенно искажают реальную картину структуры и локализации в источнике, где генерируется поляризованное излучение. Для выявления таких эффектов поляризации и изучения природы и свойств намагниченной среды (или экрана Фарадея), были проведены множественные широкополосные поляриметрические наблюдения. Большие углы поворота плоскости поляризации и значительное увеличение значений RM по направлению к ядрам указывают на то, что Фарадеевский экран расположен очень близко к струе, и скорее всего, представляет собой ближайшую окрестность струи или ее внешние слои [13; 10; 24; 18].

Во-вторых даже небольшие вариации направления джета в случае малого угла наблюдения благодаря проекционным эффектам приводят к значительному изменению направления джета на небе, что серьезно усложняет исследование поляризационной структуры. Из исследования 447 самых ярких объектов в северном полушарии на частоте 15 ГГц Листер и др. [20] показали, что большинство струй демонстрируют колебания направления

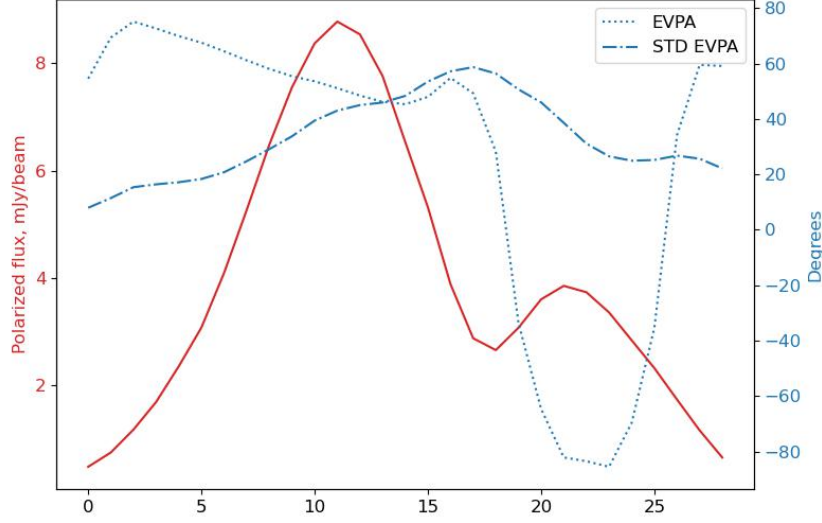


Рис. 1: Пример поперечного профиля EVPA, его стандартного отклонения и поляризованного потока в джете источника 0234+285.

вплоть до 50° с течением времени.

2.2 Синхротронное излучение

Как уже было сказано ранее, основной источник излучения в струях активных ядер галактик - синхротронное излучение. Оно определяется как излучение релятивистских частиц (в нашем случае - электронов) в однородном магнитном поле. Не смотря, на то что в нашей задаче поле не предполагается однородным, характерный радиус его кривизны на много порядков больше ларморовского радиуса электронов в нем, поэтому в данном случае это приближение оправдано. Учитывая важность этого механизма для всей нашей работы, тут я приведу несколько фактов о синхротронном излучении.

Интенсивность. Рассмотрим частицу в магнитном поле, направленном по оси z . Её уравнения движения можно записать в виде:

$$\frac{d}{dt} \frac{m\vec{\beta}}{\sqrt{1-\beta^2}} = e\vec{\beta} \times B \quad (1)$$

Выражение для потерь энергии такой частицей дается формулой Шотта:

$$W = \frac{e^2\omega^2}{c} \sum_{v=1}^{\infty} v_i^2 \int_0^\pi \frac{\sin\theta d\theta}{(1-\beta_{\parallel}\cos\theta)^3} \left[\left(\frac{\cos\theta - \beta_{\parallel}}{\sin\theta} \right)^2 J_v^2(\xi) + \beta_{\perp}^2 J_v'^2(\xi) \right] \approx \frac{2e^4 B_{\perp}^2}{3c^3 m_e^2} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \quad (2)$$

где $\xi = \frac{v\beta_{\perp}\sin\theta}{1-\beta_{\parallel}\cos\theta}$, θ - угол между волновым вектором испущенной волны и магнитным полем, $\beta_{\parallel}, \beta_{\perp}$ - соответственно параллельная и перпендикулярная компонента по отношению к магнитному полю, J_v - функция Бесселя 1 рода и $\omega = ecH/E$, где E - энергия частицы.

Однако полная интенсивность такой частицы оказывается в $1/\sin^2\theta$ раз больше, так как в случае ультрарелятивистской частицы необходимо также учитывать потери энергии поля между излучателем и наблюдателем, связанные с физическим движением частицы.

Поляризационные свойства. Не нарушая общности расположим волновой вектор излучения в плоскости xz . Тогда для компонент электрического поля имеем:

$$\begin{aligned} E_{zv} &= -B \frac{(\cos \theta - \beta_{\parallel})}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} J_v, & E_{xv} &= B \frac{\cos \theta (\cos \theta - \beta_{\parallel})}{\sin \theta (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)} J_v, \\ E_{yv} e^{i\frac{\pi}{2}} &= B \frac{\beta_{\perp}}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} J'_v e^{i\frac{\pi}{2}}, \end{aligned} \quad (3)$$

В этих равенствах z и x составляющие образуют так называемую π - компоненту, а y - σ - компоненту. Таким образом при $\cos \theta > \beta_{\parallel}$ мы получаем эллиптически правополяризованную волну, а при обратном неравенстве - левополяризованную. При $\cos \theta = \beta_{\parallel}$ π - компонента обращается в 0 и получившееся излучение оказывается линейно поляризованным.

Стоит отметить, что так как в нашем случае угловое распределение частиц по углам равномерное, при усреднении по ансамблю итоговая поляризация всегда будет линейна (если не учитывать эффекты переноса).

Угловое распределение. Практически все излучение в ультрарелятивистском случае будет сосредоточено в узком конусе ширины порядка $1/\gamma$ вокруг направления движения частицы. Для нашей задачи это означает, что практически все излучение джета направлено вдоль него, и источники, наблюдаемые под большим углом, будут очень тусклыми.

2.3 Фарадеевское вращение и конверсия

При рассмотрении литературы я достаточно часто ссылался на эффекты Фарадеевского вращения и конверсии. Эти эффекты играют значительную роль в нашей работе, поэтому в этом разделе работы они обсуждаются отдельно. Далее будет получена полная система уравнений, в которой эти эффекты также учтены, однако более простое рассмотрение позволит делать оценки на качественном уровне.

Вращение. Рассмотрим слабоанизотропную намагниченную плазму, в которой распространяется волна вдоль магнитного поля. У такой волны имеется две принципиально различные поляризации: левая и правая. Тогда дисперсионные соотношения для них:

$$n_{R,L} = 1 - \frac{\omega_p^2/\omega^2}{1 \pm \frac{\omega_c}{\omega}} \quad (4)$$

где через ω_p обозначена плазменная частота, а через ω_c - Ларморовская.

Видно, что две поляризации движутся с разной скоростью. В результате направление вектора поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны будет вращаться при движении вдоль намагниченной плазмы. Это явление известно как Фарадеевское вращение.

Фаза, накапливаемая по мере прохождения плазмой расстояния d , равна:

$$\Phi_{R,L} = \int_0^d k_{R,L} ds \quad (5)$$

Тогда плоскость поляризации повернется на угол:

$$\Delta\theta = (\Phi_R - \Phi_L)/2 \quad (6)$$

В пределе высоких частот $\omega \gg \omega_c, \omega \gg \omega_p$:

$$k_{R,L} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2/\omega^2}{1 \mp \frac{\omega_c}{\omega}}} \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 \pm \frac{\omega_c}{\omega}\right)} \approx \frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \left(1 \pm \frac{\omega_c}{\omega}\right)\right) \quad (7)$$

Имеем:

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \int_0^d (k_R - k_L) ds = \frac{1}{2} \int_0^d \frac{\omega_p^2 \omega_c}{c\omega^2} ds = \frac{2\pi e^3}{m_e^2 c^2 \omega^2} \int_0^d n B_{\parallel} ds \quad (8)$$

Также стоит упомянуть, что прецессия Лензе-Тирринга порождает аналогичный эффект в ближайшей окрестности черной дыры (единицы гравитационных радиусов). Но поскольку мы работаем на более значимых масштабах (сотни и тысячи гравитационных радиусов), гравитационное Фарадеевское вращение мы не учитываем.

Конверсия. Рассмотрим аналогичную плазму, только на этот раз волновой вектор излучения перпендикулярен магнитному полю. Рассмотрим две линейные поляризации волны: вдоль магнитного поля и перпендикулярно. Необходимо определить разницу коэффициентов преломления для этих мод поляризаций.

Уравнение движения частицы в плазме:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q}{m} E + \frac{q}{m} \frac{v}{c} \times B \quad (9)$$

Для этого уравнения нулевой порядок решения: $v_0 = \frac{q}{m} E$, первая поправка: $v_1 = \frac{q^2}{m^2 c} E \times B$.

$$\frac{\partial}{\partial t} v = -\frac{q}{mc} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{q}{m} \frac{v}{c} \times B \quad (10)$$

Закон Ампера:

$$\nabla \times \nabla \times A = \frac{4\pi}{c} n q v - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \quad (11)$$

Делая преобразование Фурье и подставляя одно уравнение в другое имеем:

$$i\omega v = i\omega \frac{q}{mc} A + \frac{q}{m} \frac{v}{c} \times B \Rightarrow v \approx -\frac{q}{mc} A + \frac{q^2}{i\omega m^2 c^2} B \times A \quad (12)$$

$$(\omega^2 - \omega_p^2 - c^2 k \times k) A = \omega_p^2 \frac{\omega_c}{i\omega} \hat{B} \times A \quad (13)$$

Далее, зная что $\omega_p^2 = 4\pi n q^2/m$ и $\omega_c = \frac{qB}{mc}$, можно воспользоваться размерным анализом и не решая уравнение, получить:

$$\Delta n \propto \frac{\omega_c^2 \omega_p^4}{\omega} \quad (14)$$

Линейно поляризованная волна, параллельная или перпендикулярная магнитному полю, останется линейно поляризованной. Линейно поляризованная волна под углом к нему будет колебаться между эллиптической и линейной поляризацией из-за разности фаз между компонентами, параллельными и перпендикулярными магнитному полю. Когда угол поляризации равен $\pi/4$ относительно магнитного поля, то поляризация станет круговой.

2.4 Уравнения переноса излучения

При моделировании процессов, происходящих в источнике нам необходимо решать уравнения переноса поляризованного излучения. Здесь я приведу краткий вывод использованных уравнений в форме, полученной в Vitrishchak, PhD thesis.

Установим вводные: мы имеем профили распределения концентрации частиц релятивистской плазмы, их скоростей и магнитного поля.

Рассмотрим распространение волны в слабоанизотропной среде, характеризующейся диэлектрическим тензором ϵ_{ij} . Тензор излучения записывается в следующей виде [30]:

$$I_{ij} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I + Q & U - iV \\ U + iV & I - Q \end{pmatrix} \quad (15)$$

где I, Q, U, V - параметры Стокса. Изменение I_{ij} определяется излучательной способностью S_{ij} и тензором поляризации ϵ_{ij} :

$$\frac{dI_{ij}}{dl} = S_{ij} + i\frac{\omega}{c} (\epsilon_{ik}I_{kj} - I_{ik}\epsilon_{kj}^*) \quad (16)$$

Диэлектрический тензор можно разложить на эрмитову и антиэрмитову части. В таком случае первая будет описывать вращение вектора поляризации, а вторая - процессы излучения и поглощения. Имеем:

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij} &= \epsilon_{ij}^H + \epsilon_{ij}^A \\ \epsilon_{ij}^H &= \frac{1}{2} (\epsilon_{ij} + \epsilon_{ji}^*) \\ \epsilon_{ij}^A &= \frac{1}{2} (\epsilon_{ij} - \epsilon_{ji}^*) \end{aligned} \quad (17)$$

Собирая всё вместе, получим:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dl} &= \eta_I - \kappa_I I - \kappa_Q Q - \kappa_U U - \kappa_V V \\ \frac{dQ}{dl} &= \eta_Q - \kappa_I Q - \kappa_Q I - \kappa_F U - h_Q V \\ \frac{dU}{dl} &= \eta_U - \kappa_I U - \kappa_U I + \kappa_F Q - \kappa_C V \\ \frac{dV}{dl} &= \eta_V - \kappa_I V - \kappa_V I + h_Q Q + \kappa_C U \end{aligned} \quad (18)$$

где $\eta_I, \eta_U, \eta_Q, \eta_V$ - соответствующие коэффициенты излучения, $\kappa_I, \kappa_U, \kappa_Q, \kappa_V$ - поглощения, κ_F - коэффициент фарадеевского вращения, а κ_C и h_Q - коэффициенты вращения для фарадеевской конверсии.

В свою очередь эти коэффициенты выражены через диэлектрический тензор:

$$\begin{aligned} \kappa_I &= \frac{\omega}{2c} [\text{Im}(\epsilon_{yy}) + \cos^2 \theta \text{Im}(\epsilon_{xx}) + \sin^2 \theta \text{Im}(\epsilon_{zz}) - \sin \theta \cos \theta (\text{Im}(\epsilon_{zx}) + \text{Im}(\epsilon_{xz}))] \\ \kappa_Q &= \frac{\omega}{2c} [-\text{Im}(\epsilon_{yy}) + \cos^2 \theta \text{Im}(\epsilon_{xx}) + \sin^2 \theta \text{Im}(\epsilon_{zz}) - \sin \theta \cos \theta (\text{Im}(\epsilon_{zx}) + \text{Im}(\epsilon_{xz}))] \\ \kappa_U &= \frac{-\omega}{2c} \sin \theta (\mathfrak{I}(\epsilon_{yz}) + \text{Im}(\epsilon_{zy})) \\ \kappa_V &= \frac{-i\omega}{2c} [2 \cos \theta \text{Re}(\epsilon_{xy}) + \sin \theta (\text{Re}(\epsilon_{yz}) - \text{Re}(\epsilon_{zy}))] \\ \kappa_F &= \frac{\omega}{2c} [2 \cos \theta \text{Im}(\epsilon_{xy}) + \sin \theta (\text{Im}(\epsilon_{yz}) - \text{Im}(\epsilon_{zy}))] \\ \kappa_C &= \frac{-\omega}{2c} [\text{Re}(\epsilon_{yy}) - \cos^2 \theta \text{Re}(\epsilon_{xx}) - \sin^2 \theta \text{Re}(\epsilon_{zz}) - \sin \theta \cos \theta (\text{Re}(\epsilon_{zx}) + \text{Re}(\epsilon_{xz}))] \\ h_Q &= \frac{\omega}{2c} \sin \theta (\text{Re}(\epsilon_{yz}) + \text{Re}(\epsilon_{zy})) \end{aligned} \quad (19)$$

Рассматривая ультрарелятивистский случай $\gamma\beta \sin(\theta) \gg 1$ (θ - угол между лучом зрения и осью модели) и предполагая степенное распределение числа частиц по энергиям $N = N_0\gamma^{-s}$ с некоторым минимальным гамма-фактором γ_{min} можно получить следующие выражения [30; 12]:

$$\begin{aligned}
\kappa_F &= \frac{(s+2) \ln \gamma_{min}}{(s+1)\gamma_{min}^{s+1}} \frac{e^3}{\pi m^2 c^2 v^2} n_e B \cos \theta \\
\kappa_C &= \frac{2}{s-2} \left(\frac{1}{\gamma_{min}^{s-2}} - \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{(s-2)/2} \right) \frac{-e^4}{4\pi^2 m^3 c^3 v^3} n_e (B \sin \theta)^2 \\
\eta_I &= \eta_0 \sin \theta \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{(s-1)/2} \times \frac{3^{s/2}}{2(s+1)} \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{19}{12} \right) \Gamma \left(\frac{s}{4} - \frac{1}{12} \right) \\
\eta_Q &= \frac{s+1}{s+7/3} \eta_I \\
\eta_U &= 0 \\
\eta_V &= -\eta_0 \cos \theta \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{s/2} \times \frac{3^{(s-1)/2}(s+2)}{2s} \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{2}{3} \right) \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{1}{3} \right), \\
\kappa_I &= \kappa_0 \sin \theta \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{s/2} \times \frac{3^{(s+1)/2}}{4} \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{11}{6} \right) \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{1}{6} \right) \\
\kappa_Q &= \frac{s+2}{s+10/3} \kappa_I \\
\kappa_U &= 0 \\
\kappa_V &= -\kappa_0 \cos \theta \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{(s+1)/2} \times \frac{3^{s/2}(s+3)(s+2)}{4(s+1)} \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{11}{12} \right) \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{7}{12} \right)
\end{aligned} \tag{20}$$

где

$$\begin{aligned}
\eta_0 &= \pi \frac{v_p^2}{c} v_B m_e = \left(\frac{r_e}{c} \right)^{n_e} n_B v_B m_e c^2 \\
\kappa_0 &= \pi \frac{v_p}{c} \frac{v_B}{v^2} = r_e c n_e \frac{v_B}{v^2}
\end{aligned} \tag{21}$$

3 Аппаратная часть

3.1 Структура модели и кода

Для написания программного ядра мы выбрали язык C++. Это обеспечило относительно высокую скорость вычислений при решении вышеописанной системы. Для этого были написаны отдельные классы, моделирующие собой профили распределений плотности частиц, магнитного поля и скоростей. В основном файле происходит настройка глобальных параметров струи и её наблюдения. В основном это угол между осью джета и направлением на наблюдателя, а так же расстояние до источника и разрешение итоговой карты.

Код предусматривает широкий спектр возможностей выбора профиля магнитного поля. Наиболее используемый случай - спиральное магнитное поле с его частными случаями в виде тороидального и полоидального магнитных полей. Данный класс характеризуется такими параметрами как питч-угол (γ), индукция (B_0) и экспонента спадения (m) (предположительно, индукция зависит от расстояния степенным образом). В таком случае можно записать:

$$\vec{B} = B_0 \left(\frac{z}{r_0} \right)^m \begin{pmatrix} -\sin \arctan[y/x] \sin \gamma \\ \cos \arctan[y/x] \sin \gamma \\ \cos \gamma \end{pmatrix} \quad (22)$$

где r_0 - нормировочная константа, а $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ - евклидовы координаты.

Для распределения частиц мы характеризовали концентрацией (N_1), экспонентой спадения (m) и степенью s распределения по энергиям, фигурирующей в уравнениях выше. Тогда:

$$N = N_1 \left(\frac{z}{r_0} \right)^m \quad (23)$$

Тут стоит отметить, что хотя константа s формально не используется при расчете концентрации, но оказывается чрезвычайно важна при решении уравнений, приведенных выше. В таком случае возникает проблема определения данного числа. Однако s связана со спектральным индексом излучения α с помощью формулы $\alpha = (1 - s)/2$. Для оптически тонкого излучения в большинстве наблюдений $\alpha \approx -0.7$, что сразу дает $s \approx 2.5$.

Распределение скорости частиц в большинстве моделей мы использовали постоянное (но ненулевое). Соответственно, единственный параметр, задающий скорости - гамма-фактор частиц.

Рассмотрим метод численного решения системы линейных уравнений. Заметим, что коэффициенты системы не зависят от параметров Стокса, на которые, собственно, и записана система уравнений и являются функциями точки в пространстве при условии заданных профилей распределения поля, частиц и скоростей. Также отметим, что для получения итоговой карты моделируемого источника необходимо знать только проекцию решений на картинную плоскость. В таком случае уравнения допускают прямое численное интегрирование вдоль лучей, параллельных лучу зрения, что даст на выходе карты I, Q, U, V, а значит, полную информацию о поляризации излучения.

Зачастую нам необходимо было исследовать области струи, близкие к ядру, более детально при сохранении крупномасштабной структуры. Для таких случаев нами использовался динамический размер пикселя. Разрешение изображения изменялось линейно в заданном диапазоне, позволяя запечатлеть как детальную карту начала струи, так и протяженный хвост.

Для компиляции всего кода использовался программный пакет СМАКЕ v3.10.

3.2 РСДБ-карты

Для сравнения получаемых синтетических изображений с данными наблюдений, мы создавали РСДБ-карты. Для этого сначала смоделированное распределение яркости переводилось в плоскость пространственных частот Фурье-преобразованием, используя (u, v) -покрытие реального наблюдения для телескопа VLBA на частоте 15 ГГц. В качестве оболочки для генерации из «сырых» карт РСДБ-изображений мы использовали язык Python и программный пакет difmap [31]. При построении изображений мы добавляли шум из реальных наблюдений к нашим модельным данным и применяли автоматизированный скрипт clean, предусмотренный в difmap. Основной смысл работы данного скрипта заключается в выделении самых ярких компонент в фурье-плоскости исходного изображения, что позволяет отбрасывать шумы при реальных астрофизических наблюдениях. В данном же случае таким образом мы эмулировали наблюдение нашей модельной струи на радиоинтерферометре.

3.3 Стаковые карты

Стакинг (усреднение, наложение) нескольких одноэпоховых карт позволяет повысить чувствительность изображения в несколько раз и до порядка величины для наиболее часто наблюдаемых источников. Анализируя самый большой ряд поляриметрических РСДБ-наблюдений струй АЯГ, Пушкарев и др. [26] создали стаковые карты поляризации для 436 объекта, использовав 5921 индивидуальных одноэпоховых карт. Количество эпох наблюдений для каждого источника составило от 5 до 139, с медианной 9. Авторы показали, что методика усреднения позволяет выявить более полные распределения яркости в полной и поляризованной интенсивностях и достичь чувствительности до $\sim 30\mu$ Ян луч $^{-1}$. При этом стабильное и наиболее полное распределение линейной поляризации по источнику получается за 10 лет наблюдений [?]. В нашей работе при генерации стаковых карт мы усредняли получаемые изображения по всем сгенерированным картам с одинаковыми весами.

4 Воспроизведение результатов других авторов

Для проверки работоспособности нашего кода и модели мы решили воспроизвести моделирование [22]. Напоминаю, что данный автор не использовал столь сложную модель как наша. Его предположения заключались в максимальном упрощении всех параметров струи при сохранении общей структуры. Таким образом, он использовал цилиндрическую модель струи с постоянными профилями распределения как спирального магнитного поля, так плотности частиц и скоростей. Поэтому, его результирующая модель не имела сколь угодно неоднородной структуры вдоль струи и интерес представляла лишь поперечная структура. Для демонстрации результатов, им был представлен набор изображений, показывающих поперечный срез модели для широкой выборки питч-углов магнитного поля и углов между осью джета и направлением на наблюдателя (угол наблюдения).

При создании аналогичной модели, мы использовали аналогичные параметры струи. Единственное различие заключалось в том, что уравнения, решаемые Мерфи и др., не учитывают эффектов Фарадеевского вращения и конверсии, а также эффектов самопоглощения при переносе излучения. Наши результаты и их сравнение с результатами Мерфи и др. можно видеть на Рис. 2.

Заметим, что в то время, как Мерфи и др. использует питч-углы и углы наблюдения в системе отсчета релятивистской плазмы, наши уравнения записаны в системе отсчета наблюдателя. Для перевода значений питч-углов и углов наблюдения из системы отсчета релятивистской плазмы в систему отсчета наблюдателя (ЛСО), мы использовали следующие формулы:

$$\sin\theta' = \frac{\sin\theta}{\Gamma[1 - \beta\cos\theta]}. \quad (24)$$

$$\tan\gamma = \Gamma \tan\gamma'. \quad (25)$$

где θ - угол наблюдения, γ - питч угол спирального магнитного поля, Γ и β - соответствующие факторы релятивистской плазмы, $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Штрихованные значения записаны для системы отсчета плазмы. Итоговые значения до и после перевода сведены в Таблице 1.

Таблица 1: Соответствие углов в системе отсчета плазмы и ЛСО.

$\theta', \text{ }^\circ$	10	30	60	90
$\theta, \text{ }^\circ$	1.7	5.3	11.3	19.5
$\gamma', \text{ }^\circ$	10	30	60	90
$\gamma, \text{ }^\circ$	27.9	60	79.1	90

Как можно видеть из Рис. 2, основные профили поляризации качественно совпадают. Наши срезы перевернуты относительно профилей Мерфи и др. из-за различного выбора направления сечения джета (сверху-вниз или снизу-вверх). Также, наши профили кажутся заметно сглаженными. Вероятно, здесь как раз сыграли эффекты Фарадеевской конверсии, которые Мерфи и др. не учитывал, и конечным размером пикселя, используемого в наших расчетах.

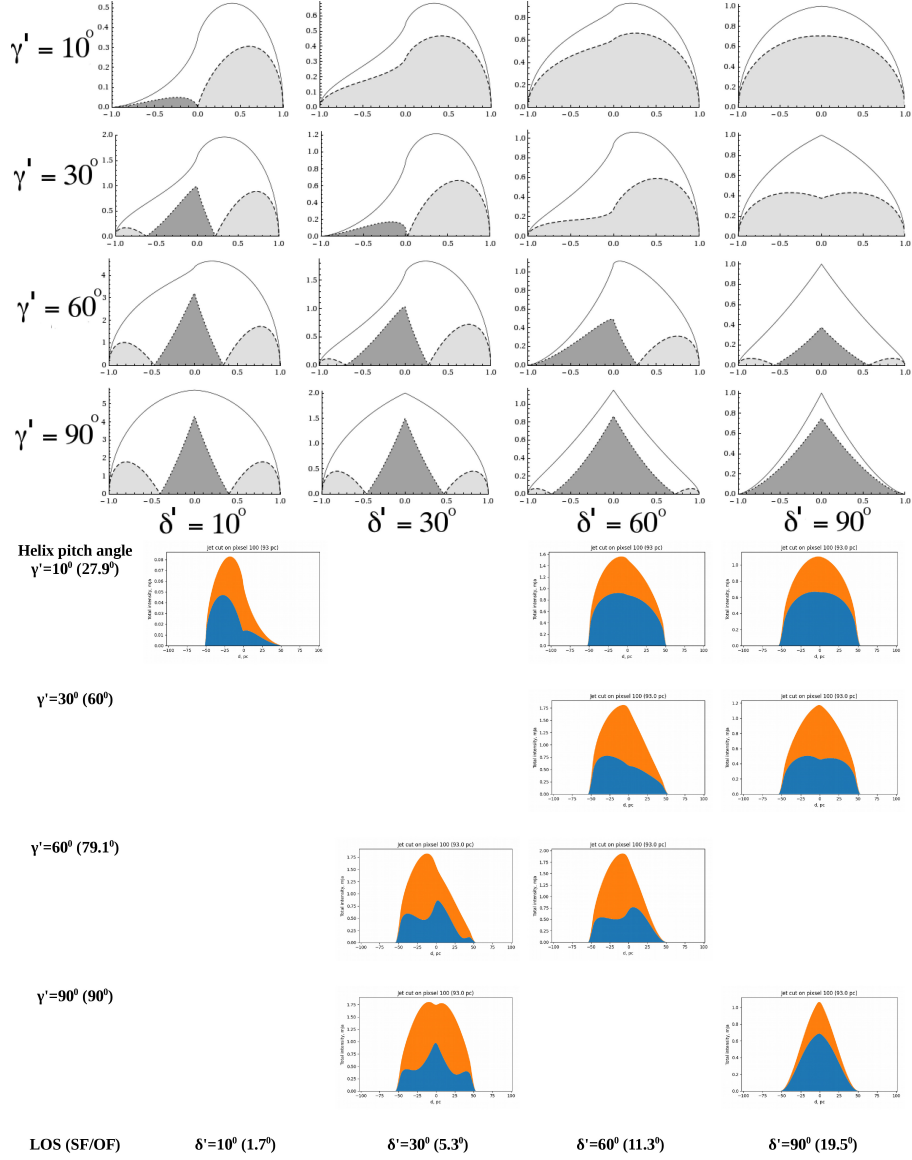


Рис. 2: (Верхнее изображение) Поперечные срезы струи, представленные Мерфи и др. [22]. По горизонтальной оси меняется угол наблюдения струи, по вертикальной -pitch-угол спирального магнитного поля. Закрашенные области показывают интенсивность поляризованного излучения, черная кривая - полного. (Нижнее изображение) результат нашего воспроизведения модели Мерфи и др. Оси аналогичны, в скобках указаны значения в системе отсчета плазмы. Синяя область показывает интенсивность поляризованного излучения, оранжевая - полного.

5 Структура «Канал-оболочка»

Следующим поляризационным профилем для воспроизведения стал так называемый профиль «канал-оболочка» (ориг. «spine-sheath»). Этот поляризационный профиль продемонстрирован на Рис. 3. Как можно видеть, он характеризуется двумя четко разделенными регионами: центральный с продольной поляризацией и «оболочка» с поперечной поляризацией. В то же время излучение в центре струи является поляризованным, вокруг наблюдается деполяризованная область и вновь поляризованная. Тут стоит отдельно отметить, что на карте ниже штрихами отмечено направление магнитного поля, а не поляризации. Однако такое направление магнитного поля было восстановлено исключительно из направления поляризации на изначальной карте, без учета фарадеевских эффектов.

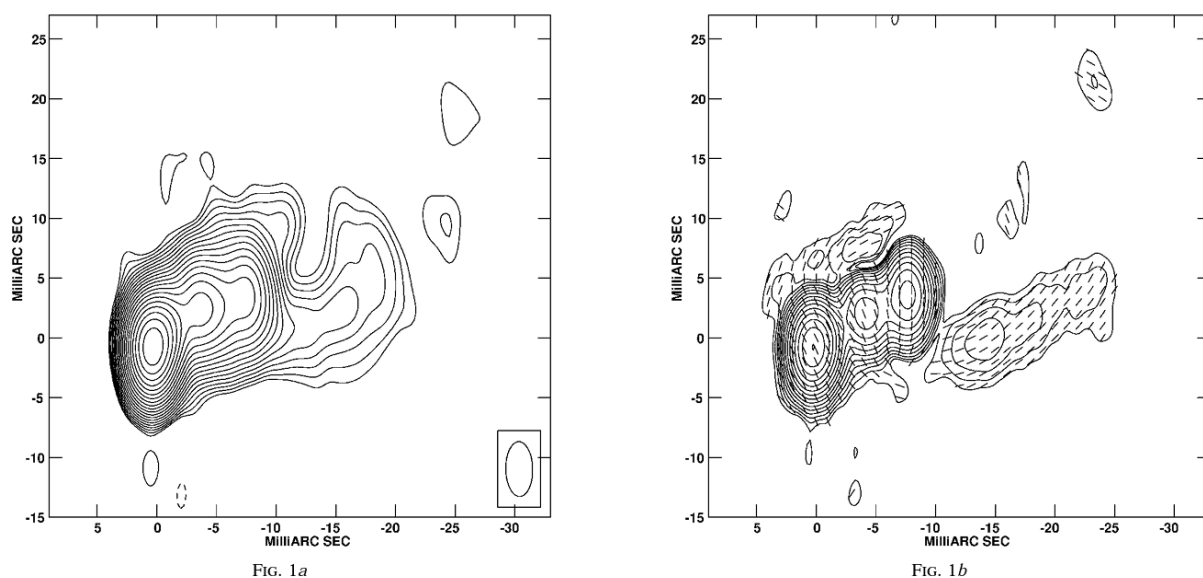


Рис. 3: Карта источника 1055+018, полученная на телескопе VLBA на частоте 5 ГГц [3]. На левой карте контурами изображена полная интенсивность наблюдаемого источника. На правой карте контуры соответствуют интенсивности линейно поляризованного излучения, штрихами показано направление магнитного поля.

На данный момент доминируют две основные гипотезы для объяснения подобной структуры [29]. Первая предполагает наличие физической оболочки вокруг струи, которая генерируется отдельным от остального джета механизмом. Действительно, кроме широко известного механизма Блэндфорда-Знаека для создания основной струи, существует также и альтернативный механизм Блэндфорда-Пейна, хорошо подходящего для генерации оболочки. Однако, в таком случае для объяснения поля в центральном джете приходится вводить дополнительные явления для лучшего соответствия общепринятой модели Блэндфорда - Кёнигла.

Альтернативной гипотезой в данном вопросе является предположение о наличии спирального магнитного поля. В таком случае проекция тороидальной компоненты магнитного поля на ось зрения должна доминировать на оси джета, а полоидальная - на краях. В отличие от предыдущей гипотезы, данная делает меньше необоснованных допущений, так как не предполагает дополнительных условий для разных областей джета, а одним механизмом объясняет все.

Для выяснения правильности этих теорий проводятся многочастотные наблюдения и строятся карты Фарадеевской меры вращения, показывающие насколько излучение подвержено Фарадеевскому вращению. Обычно такие карты имеют относительно маленькое

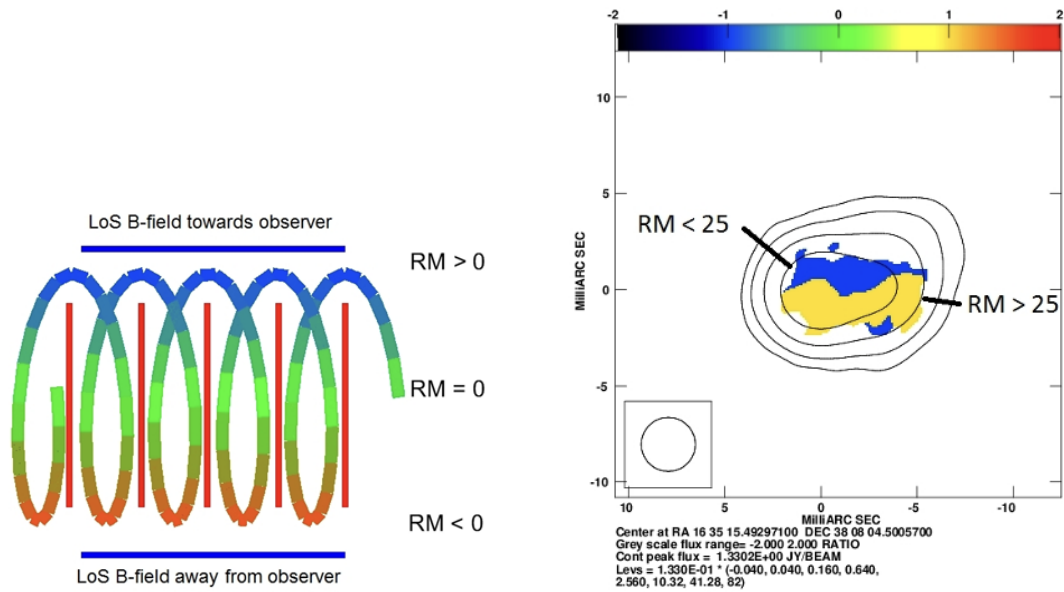


Рис. 4: (слева) Схематическая демонстрация распределения меры вращения по струе в спиральном магнитном поле. (справа) Карта знака меры вращения для объекта 1633+382, построенная на телескопе VLBA по наблюдениям на 6 частотах в диапазоне 4.6 - 15.4 ГГц [29].

разрешение, однако достаточное, чтобы свидетельствовать в пользу определенной теории. Если мы на карте меры вращения видим характерный её градиент поперек джета, то это является свидетельством в пользу второго предположения (Рис. 4). Соответственно нашей целью было воспроизвести такой поляризационный профиль и построить соответствующую карту меры вращения.

Для моделирования мы использовали простую цилиндрическую геометрию струи, так как такая структура наблюдается на крупных масштабах. Питч угол спирального магнитного поля был около 80 градусов, плотность частиц спадала как квадрат расстояния, магнитное поле спадало линейно по расстоянию от ядра. Результаты приведены на Рис. 5.

Как можно видеть из наших карт, нам удалось с большой точностью воспроизвести реальные наблюдения. Точно так же, как и в реальности, в центре струи наблюдается высоко поляризованная область, потом при движении к краю струи наблюдается спад поляризации вплоть до полной деполяризации излучения и вновь увеличение. Карта меры вращения тоже соответствует реальной вплоть до воспроизведения характерного максимума таковой в центральных областях джета. Направление поляризации также совпадает. Поперечная асимметрия полного и линейно поляризованного излучения поперек струи объясняется доплеровским усилением.

Уже на этом этапе при наличии карты меры вращения можно сделать некоторые выводы по поводу физики процесса. В деполяризованных областях струи наблюдается крайне высокое Фарадеевское вращение, что приводит к деполяризации излучения. Также мы в полной мере подтвердили, что поляризационная структура «канал-оболочка» с высокой точностью описывается моделью крупномасштабного спирального магнитного поля.

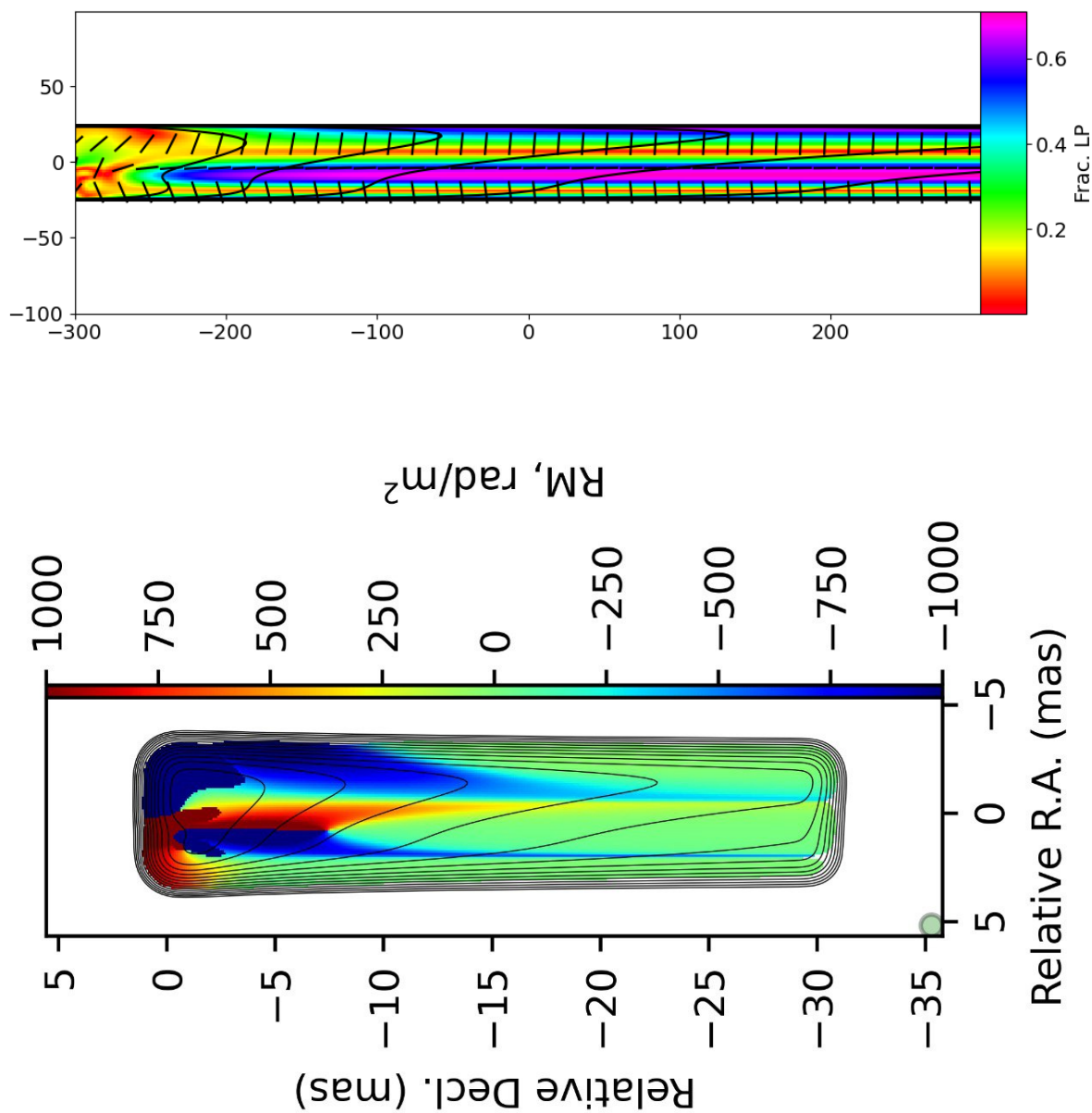


Рис. 5: (Вверху) Пример смоделированного поляризационного изображения с идеальным разрешением релятивистской струи на частоте 15 ГГц. Предполагается цилиндрическая геометрия, $\Gamma = 10$ и угол наблюдения 19 градусов. Полная интенсивность показана черными контурами, степень поляризации цветом. Короткие штрихи указывают EVPA. (Внизу) Соответствующая смоделированная карта меры вращения в диапазоне 8-24 ГГц. Размер диаграммы направленности выбран равным 1 мсек дуги.

6 Двугорбый профиль

Начнем с обсуждения основных параметров исследуемого профиля. На Рис. 6 и 7 изображен ряд карт для источника 1641+399, полученных на телескопе VLBA [26; 35]. Все эти карты построены на основе 120 индивидуальных наблюдений, выполненных в течение 24 лет. Карта полной интенсивности со степенью поляризации наряду с картой поляризованного потока являются результатом усреднения всех 120 изображений. На последней карте изображено стандартное отклонение от среднего направления поляризации по всем 120 картам. На графике изображен двумерный срез профиля источника в месте, отмеченном зеленой линией на картах.

Как можно заметить на красном графике, поляризованное излучение имеет два максимума поперек джета. Именно поэтому такой профиль и называют двугорбым. Также можно отметить характерное направление поляризации в струе. В центре поляризация практически продольна, в то время как на краях близка к поперечной с плавным градиентом направления. Такую поляризацию иногда называют «фонтаном» из-за визуального сходства. Стандартное отклонение направления поляризации имеет характерный максимум ровно в том месте струи, где и наблюдается провал поляризованного излучения. Это сразу наводит на мысль о деполяризации излучения при усреднении по многим эпохам. Для объяснения такого профиля нами была предложена и протестирована следующий сценарий.

Мы предполагаем модель конической струи с тороидальным или сильно закрученным спиральным магнитным полем с типичной поляризационной структурой, характеризующейся тремя пиками: с продольной поляризацией в центре и меньшей поперечной поляризацией по краям (такую структуру можно легко видеть хотя бы в предыдущем разделе). Такие случаи реализуются для питч-углов $\psi \geq 60^\circ$ и малых углов наклона струи к лучу зрения $\theta \leq 30^\circ$, где все углы - в системе отсчета, связанной с релятивистской плазмой. Предположим, что ориентация струи меняется во времени таким образом, что центр струи медленно движется по конусу, размер которого определяется ее углом раскрытия (угол наблюдения струи всегда больше угла ее раскрытия, т.е. мы не смотрим внутрь самого выброса). За счет малого угла наклона к лучу зрения, в результате проекционных эффектов даже небольшие реальные изменения направления струи приведут к заметным изменениям угла ее положения в проекции на плоскость неба.

При моделировании нами была использована модель джета с углом наблюдения $\theta = 3^\circ$, питч углом спирального магнитного поля $\psi = 89^\circ$ и углом раскрытия в 1.2° . Гамма фактор частиц равен 5. Результирующие модельные одноэпыховые карты изображены на Рис. 8. Используемая нами амплитуда колебаний в СО наблюдателя в размере 0.1° соответствует видимой амплитуде около 20° . При варьировании направления струи в проекции на небо, а затем усреднении всех полученных 20 изображений, из-за наложения поляризации с разной ориентацией наблюдаемая поляризованная интенсивность в центре струи уменьшилась. Для проверки мы также построили карту переменности EVPA в нашей модели. Она изображена на Рис. 9 цветом. Как и предполагалось, она имеет резкий максимум в центре струи.

Таким образом, наше моделирование и полученные карты распределения поляризации вдоль струй показали хорошее согласие с данными наблюдений. В пользу предложенной модели также говорит и то, что такие источники обычно имеют широкий угол раскрытия на небе, из чего следует малость угла наблюдения. Более того, источники с таким двугорбым профилем поляризации и узором EVPA наподобие фонтана показывают большие вариации ориентации струи в пределах $10^\circ - 50^\circ$ на масштабах десятилетий. Эти данные успешно описываются моделями периодических осцилляций с характерными периодами порядка 10-20 лет [1; 17]. Такое поведение возможно объяснить прецессией струи, вы-

званной эффектом Лензе-Тирринга [16] в системе с вращающейся чёрной дырой, которая может имеет решающее значение для формирования релятивистских струй.

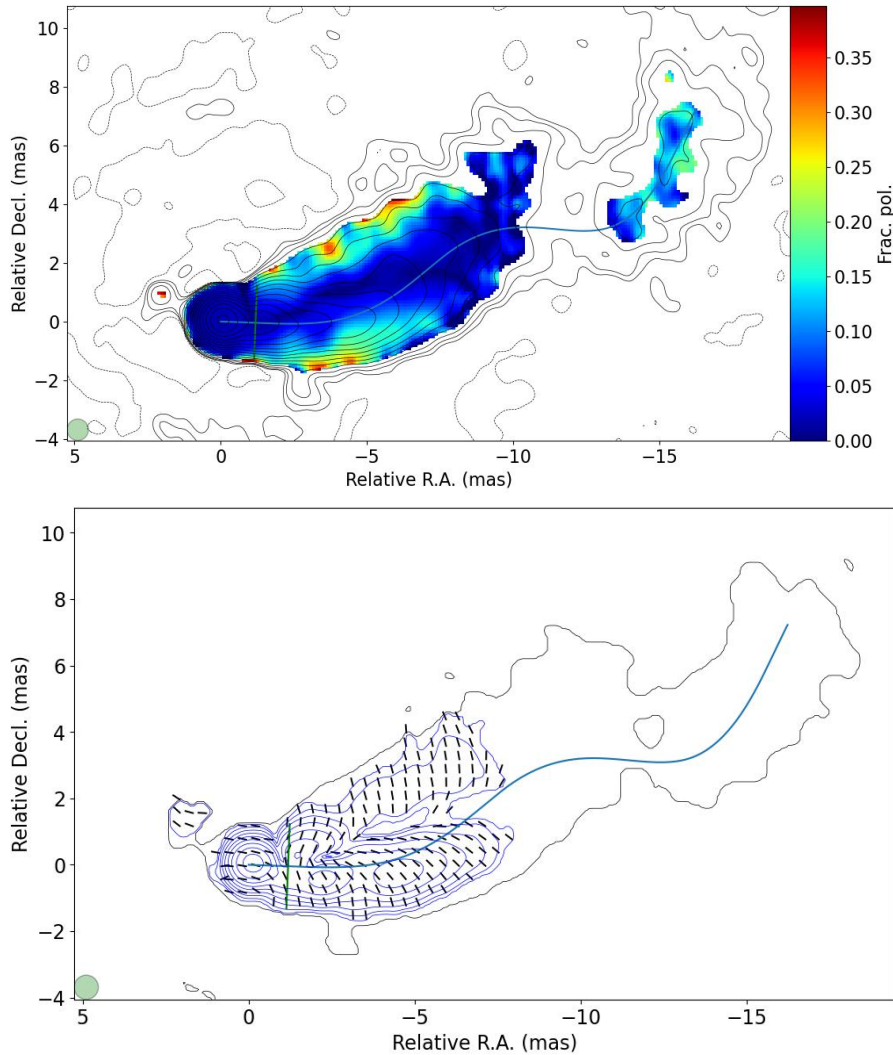


Рис. 6: (Вверху) Карта источника 1641+399, усредненная по 120 индивидуальным эпохам наблюдений. Полная интенсивность показана черными контурами, степень поляризации - цветом. Синяя кривая указывает хребтовую линию (медиана на поперечном срезе полной интенсивности). Зеленая прямая указывает место среза для Рис. 7. (Внизу) Соответствующая карта поляризованного излучения. Интенсивность поляризованного излучения показана синими контурами, единственный черный контур показывает уровень шума. Короткими штрихами показано направление поляризации. Синяя кривая указывает медиану полной интенсивности. Зеленая прямая указывает место среза для Рис. 7.

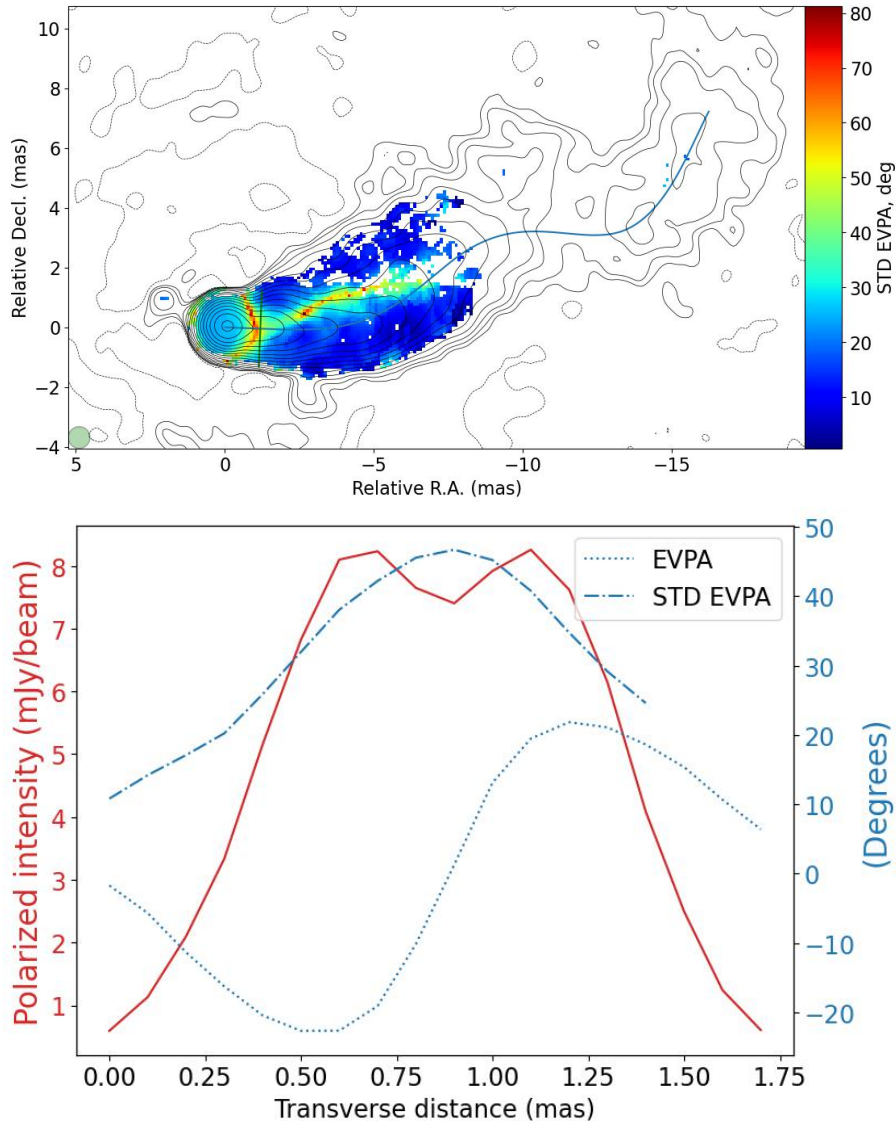


Рис. 7: (Вверху) Карта источника 1641+399, показывающая стандартное отклонение направления линейной поляризации [35], полученное по 120 индивидуальным эпохам наблюдений, см. Рис. 6. Полная интенсивность показана черными контурами, стандартное отклонение – цветом. Синяя кривая указывает медиану полной интенсивности. Зеленая прямая указывает место среза для рис. ниже. (Внизу) График среза профиля поляризации с карт выше. Красной кривой указано поляризованное излучение, синяя пунктирная линия указывает направление поляризации, штих-пунктирная – стандартное отклонение направления поляризации.

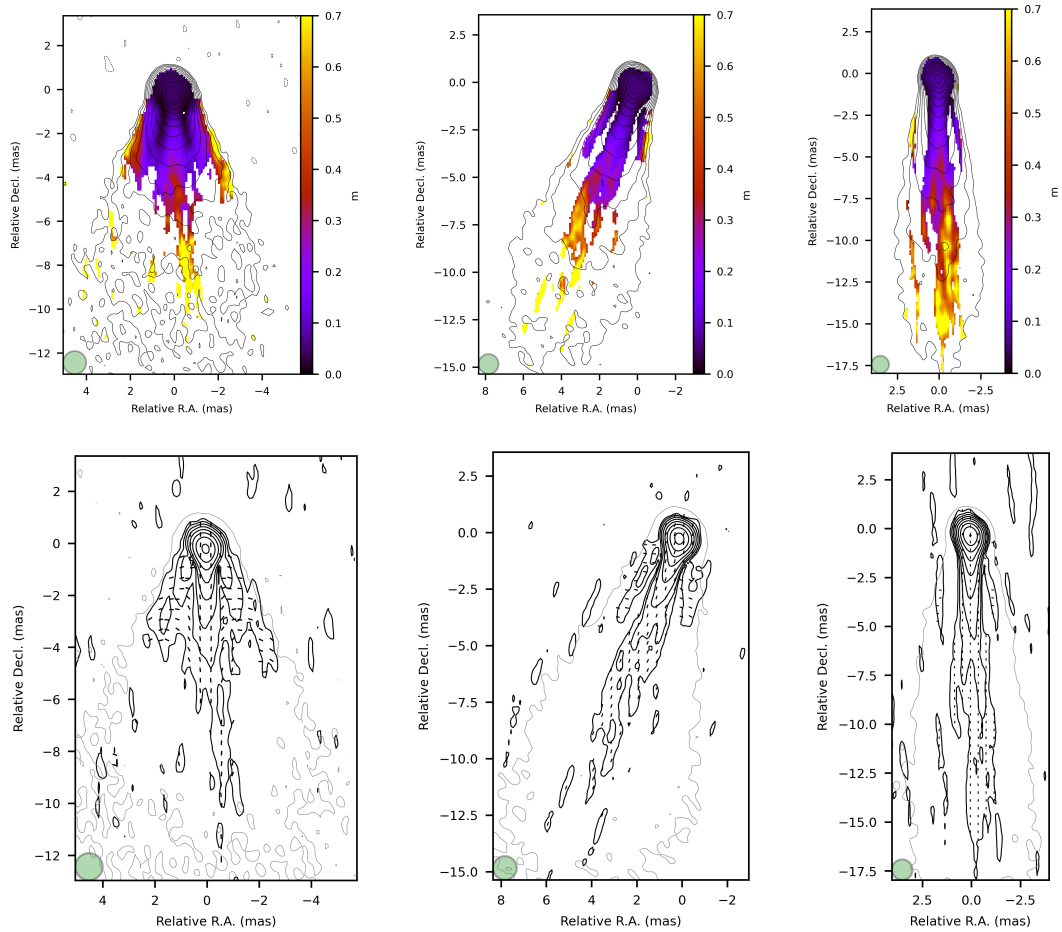


Рис. 8: (Вверху) Модельные одноэховые РСДБ-карты, использованные при создании усредненного изображения «двугорбого» профиля. Цветом показана степень поляризации, черные контуры указывают полную интенсивность. Слева направо: джет наиболее близко к лучу зрения, промежуточная стадия, джет наиболее далеко от луча зрения. (Внизу) Карты тех же самых моделей, но черными контурами изображена интенсивность поляризованного излучения. Штрихи указывают направление поляризации.

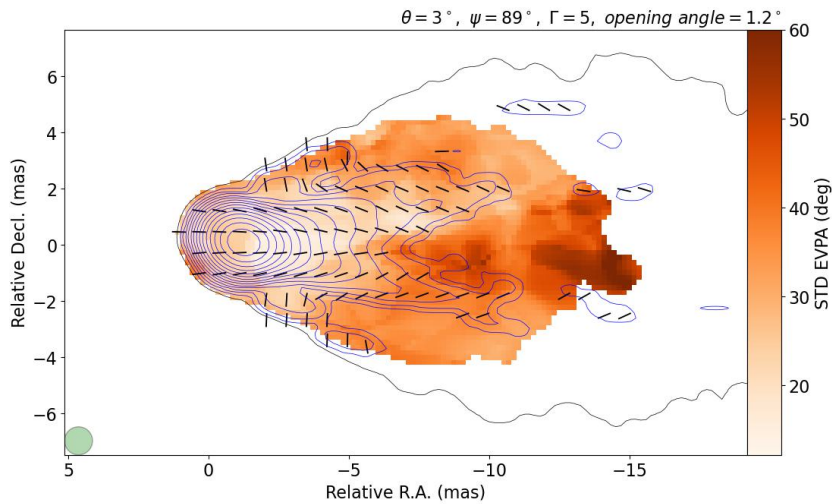


Рис. 9: Итоговая стаковая модельная РСДБ-карта, полученная усреднением по 20 изображениям, пример которых приведен на Рис. 8. Синими контурами изображена поляризованная интенсивность, штрихи указывают направление поляризации, а цветом изображена переменность EVPA.

7 Выводы

Значение далеких АЯГ в совокупности с РСДБ-методикой крайне важно для широкого круга задач фундаментальной науки и практических приложений, как например построение, поддержание и улучшение точности прецизионной инерциальной системы отсчета и сопровождение работы навигационных систем. Поэтому актуальность данного фундаментального исследования также имеет прикладное значение.

Целью этой работы были симуляции и воспроизведение реальных наблюдаемых профилей линейной поляризации в струях активных ядер галактик с целью выбора модели структуры струи и магнитного поля, а также оценки соответствующих параметров реальных объектов. Были получены модельные идеальные и РСДБ-карты поляризации струй с использованием кода расчета переноса излучения и набора параметров. В ходе исследования нам удалось воспроизвести так называемый профиль «канал-оболочка» и объяснить его реализацию с помощью крупномасштабного спирального магнитного поля.

При моделировании наблюдаемого «покачивания» струй на небе, источником которого могут быть различные эффекты (например прецессия черной дыры), нам удалось воспроизвести двугорбый поляризационный профиль, сопровождающийся высокой переменностью электрического вектора вдоль хребтовой линии. Таким образом, опираясь на современные представления о прецессирующих струях АЯГ со спиральном магнитным полем, нам удалось построить физически непротиворечивую простую модель наблюдаемых поляризационных профилей и их поведение во времени.

Опираясь на последние наблюдаемые данные, можно отметить, что данные профили покрывают значительную часть профилей всех наблюдаемых источников (каждый пятый объект), однако все ещё представляет интерес вопрос о описании всех наблюдаемых профилей, как например несимметричные профили, и учет более сложных сценариев, вроде высвечивания только части струи, распространения отдельных уярчений (компонент). В будущем будет исследована универсальности данной модели.

Полученные результаты позволяют наложить существенные ограничения на модели магнитного поля, профили скорости, структуру струй АЯГ. Более того, разработанная модель лучшим образом согласуется с активно обсуждаемым эффектом Лензе–Тирринга в системе с двойной или вращающейся черной дырой и наклонным аккреционным диском, которая также может создавать поверхностные моды неустойчивости, активно наблюдающиеся в настоящее время во все большем количестве объектов.

Список литературы

- [1] Algaba, J. C., Rani, B., Lee, S. S., Kino, M., Park, J., and Kim, J.-Y. (2019). Exploring the Morphology and Origins of the 4C 38.41 Jet. *ApJ*, 886(2):85.
- [2] Asada, K., Inoue, M., Uchida, Y., Kameno, S., Fujisawa, K., Iguchi, S., and Mutoh, M. (2002). A Helical Magnetic Field in the Jet of 3C 273. *A&AS*, 54:L39–L43.
- [3] Attridge, J. M., Roberts, D. H., and Wardle, J. F. C. (1999). Radio Jet-Ambient Medium Interactions on Parsec Scales in the Blazar 1055+018. *MNRAS*, 518:L87–L90.
- [4] Blandford, R., Meier, D., and Readhead, A. (2019). Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 57:467–509.
- [5] Blandford, R. D. and Payne, D. G. (1982). Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. *MNRAS*, 199:883–903.
- [6] Blandford, R. D. and Znajek, R. L. (1977). Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179(3):433–456.
- [7] Gabuzda, D. C., Knuettel, S., and Reardon, B. (2015). Transverse Faraday-rotation gradients across the jets of 15 active galactic nuclei. *MNRAS*, 450(3):2441–2450.
- [8] Gabuzda, D. C., Pushkarev, A. B., and Cawthorne, T. V. (2000). Analysis of $\lambda=6\text{cm}$ VLBI polarization observations of a complete sample of northern BL Lacertae objects. *MNRAS*, 319(4):1109–1124.
- [9] Gómez, J. L., Lobanov, A. P., Bruni, G., Kovalev, Y. Y., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Mizuno, Y., Bach, U., Sokolovsky, K. V., Anderson, J. M., Galindo, P., Kardashev, N. S., and Lisakov, M. M. (2016). Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. I. Imaging BL Lacertae at 21 Microarcsecond Resolution. *ApJ*, 817(2):96.
- [10] Gómez, J. L., Roca-Sogorb, M., Agudo, I., Marscher, A. P., and Jorstad, S. G. (2011). On the Source of Faraday Rotation in the Jet of the Radio Galaxy 3C 120. *MNRAS*, 733(1):11.
- [11] Hovatta, T., Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D., Homan, D. C., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., and Savolainen, T. (2012). MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VIII. Faraday Rotation in Parsec-scale AGN Jets. *MNRAS*, 144(4):105.
- [12] Jones, T. W. and O’Dell, S. L. (1977). Transfer of polarized radiation in self-absorbed synchrotron sources. I. Results for a homogeneous source. *MNRAS*, 214:522–539.
- [13] Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Stevens, J. A., Smith, P. S., Forster, J. R., Gear, W. K., Cawthorne, T. V., Lister, M. L., Stirling, A. M., Gómez, J. L., Greaves, J. S., and Robson, E. I. (2007). Multiwaveband Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Correlated Polarization Behavior. *MNRAS*, 134:799–824.
- [14] Kravchenko, E. V., Gómez, J. L., Kovalev, Y. Y., Lobanov, A. P., Savolainen, T., Bruni, G., Fuentes, A., Anderson, J. M., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Tornikoski, M., Lähteenmäki, A., and Lisakov, M. M. (2020). Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. III. Blazar S5 0716+71 at Microarcsecond Resolution. *ApJ*, 893(1):68.

- [15] Kravchenko, E. V., Kovalev, Y. Y., and Sokolovsky, K. V. (2017). Parsec-scale Faraday rotation and polarization of 20 active galactic nuclei jets. , 467(1):83–101.
- [16] Lense, J. and Thirring, H. (1918). Über den Einfluß der Eigenrotation der Zentralkörper auf die Bewegung der Planeten und Monde nach der Einsteinschen Gravitationstheorie. *Physikalische Zeitschrift*, 19:156.
- [17] Lico, R., Liu, J., Giroletti, M., Orienti, M., Gómez, J. L., Piner, B. G., MacDonald, N. R., D’Ammando, F., and Fuentes, A. (2020). A parsec-scale wobbling jet in the high-synchrotron peaked blazar PG 1553+113. , 634:A87.
- [18] Lisakov, M. M., Kravchenko, E. V., Pushkarev, A. B., Kovalev, Y. Y., Savolainen, T. K., and Lister, M. L. (2021). An Oversized Magnetic Sheath Wrapping around the Parsec-scale Jet in 3C 273. , 910(1):35.
- [19] Lister, M. L. and Homan, D. C. (2005). MOJAVE: Monitoring of jets in active galactic nuclei with VLBA experiments. i. first-epoch 15 GHz linear polarization images. *The Astronomical Journal*, 130(4):1389–1417.
- [20] Lister, M. L., Homan, D. C., Kellermann, K. I., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., Ros, E., and Savolainen, T. (2021). Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies. , 923(1):30.
- [21] Lyutikov, M., Pariev, V. I., and Gabuzda, D. C. (2005). Polarization and structure of relativistic parsec-scale AGN jets. *MNRAS*, 360(3):869–891.
- [22] Murphy, E., Cawthorne, T. V., and Gabuzda, D. C. (2013). Analysing the transverse structure of the relativistic jets of active galactic nuclei. *MNRAS*, 430(3):1504–1515.
- [23] O’Sullivan, S. P. and Gabuzda, D. C. (2009). Three-dimensional magnetic field structure of six parsec-scale active galactic nuclei jets. , 393(2):429–456.
- [24] Park, J., Kam, M., Trippe, S., Kang, S., Byun, D.-Y., Kim, D.-W., Algaba, J.-C., Lee, S.-S., Zhao, G.-Y., Kino, M., Shin, N., Hada, K., Lee, T., Oh, J., Hodgson, J. A., and Sohn, B. W. (2018). Revealing the Nature of Blazar Radio Cores through Multifrequency Polarization Observations with the Korean VLBI Network. , 860(2):112.
- [25] Pötzl, F. M., Lobanov, A. P., Ros, E., Gómez, J. L., Bruni, G., Bach, U., Fuentes, A., Gurvits, L. I., Jauncey, D. L., Kovalev, Y. Y., Kravchenko, E. V., Lisakov, M. M., Savolainen, T., Sokolovsky, K. V., and Zensus, J. A. (2021). Probing the innermost regions of AGN jets and their magnetic fields with RadioAstron. IV. The quasar 3C 345 at 18 cm: Magnetic field structure and brightness temperature. , 648:A82.
- [26] Pushkarev, A. B., Aller, H. D., Aller, M. F., Homan, D. C., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., Pashchenko, I. N., Savolainen, T., and Zobnina, D. I. (2023). MOJAVE - XX. Persistent linear polarization structure in parsec-scale AGN jets. , 520(4):6053–6069.
- [27] Pushkarev, A. B., Gabuzda, D. C., Vetukhnovskaya, Y. N., and Yakimov, V. E. (2005). Spine-sheath polarization structures in four active galactic nuclei jets. , 356(3):859–871.
- [28] Pushkarev, A. B., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., Savolainen, T., Aller, M. F., Aller, H. D., and Hodge, M. A. (2017). Linear polarization properties of parsec-scale agn jets. *Galaxies*, 5(4).

- [29] Reichstein, A. and Gabuzda, D. (2011). The use of faraday rotation sign maps as a diagnostic for helical jet magnetic fields. *Journal of Physics Conference Series*, 355.
- [30] Sazonov, V. N. (1969). Generation and Transfer of Polarized Synchrotron Radiation. , 13:396.
- [31] Shepherd, M. (2011). Difmap: Synthesis Imaging of Visibility Data. Astrophysics Source Code Library, record ascl:1103.001.
- [32] Sokoloff, D. D., Bykov, A. A., Shukurov, A., Berkhuijsen, E. M., Beck, R., and Poezd, A. D. (1998). Depolarization and Faraday effects in galaxies. , 299:189–206.
- [33] Zamaninasab, M., Savolainen, T., Clausen-Brown, E., Hovatta, T., Lister, M. L., Krichbaum, T. P., Kovalev, Y. Y., and Pushkarev, A. B. (2013). Evidence for a large-scale helical magnetic field in the quasar 3C 454.3. , 436:3341–3356.
- [34] Zavala, R. T. and Taylor, G. B. (2004). A View through Faraday’s Fog. II. Parsec-Scale Rotation Measures in 40 Active Galactic Nuclei. , 612:749–779.
- [35] Zobnina, D. I., Aller, H. D., Aller, M. F., Homan, D. C., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., Pashchenko, I. N., Pushkarev, A. B., and Savolainen, T. (2023). MOJAVE - XXI. Decade-long linear polarization variability in AGN jets at parsec scales. , 523(3):3615–3628.