

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

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

Кафедра проблем физики и астрофизики

Выпускная квалификационная работа на степень магистра

**Физические условия в релятивистских струях
блазаров на масштабах парсек из РСДБ
наблюдений и моделирований**

Выполнил: Тодоров Роман Владимирович

Научный руководитель: к. ф. - м. н. Кравченко Евгения Васильевна

г. Долгопрудный
2025 год

Аннотация

Теоретические модели и численные расчеты предсказывают ключевую роль магнитного поля в запуске, коллимации и ускорении релятивистских струй активных ядер галактик (АЯГ). Наблюдения линейной поляризации синхротронного излучения струй с помощью радиоинтерферометров со сверхдлинными базами (РСДБ) позволяют наиболее детально изучать их магнитные поля. Особую важность для таких исследований представляет четвертьвековой мониторинг (1996 – 2019 гг.) большой выборки объектов на телескопе VLBA на частоте 15 ГГц в рамках проекта MOJAVE [50]. Использование таких длинных рядов РСДБ-наблюдений позволило существенно повысить точность и детализацию их радиоизображений путем построения усредненных («стаковых») карт, которые показали, что магнитные поля струй на парсековых масштабах доминированы крупномасштабной тороидальной компонентой. В то время как типичные углы наклона радио-ярких струй к лучу зрения составляют $\leq 10^\circ$ [38], ряд источников демонстрирует признаки чрезвычайно малого угла наклона релятивистской струи к лучу зрения ($< 5^\circ$), которые имеют наблюдательные особенности: большой видимый угол раскрытия струи, характерное распределение линейной поляризации, малая скорость компонентов струи [33]. Другие же показывают резкий перелом в геометрии струи и положении радио яркого ядра, что предсказано теоретически [43] и представляет отдельный интерес для изучения.

В данной работе представлены результаты анализа РСДБ-наблюдений релятивистских струй активных ядер галактик с использованием как теоретических, так и численных моделей. В работе произведена оценка структуры и величины напряженности магнитного поля, геометрии и параметров скорости плазмы струй, а также обсуждается применимость моделей, предложенных другими авторами.

Содержание

1 Введение	3
2 Наблюдения	6
2.1 Лацертида 1424+240	6
2.2 Лацертида 1652+398	8
3 Теоретическое введение	10
3.1 Базовые уравнения магнитогидродинамики	10
3.2 Синхротронное излучение	13
3.3 Фарадеевское вращение и конверсия	14
3.4 Уравнения переноса излучения	15
4 Моделирование наблюдений объекта 1424+240	18
4.1 Модель струи: аналитика	18
4.2 Модель струи: МГД-подход	20
4.2.1 Основа	21
4.2.2 Проблема аппроксимации $\alpha(z)$	23
4.2.3 Геометрия струи	25
4.2.4 Плотность излучающей плазмы	27
4.3 Оболочка	30
4.4 Перенос излучения и симуляция наблюдений	31
4.5 Результаты	31
4.5.1 Аналитическая модель	31
4.5.2 МГД-модель	37
5 Анализ наблюдений объекта 1652+398	42
5.1 Определение сдвигов ядер	42
5.2 Результат и обсуждение	43
6 Заключение	45
Список литературы	46

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.

Еще в 1977 году Роджер Блэндфорд и Роман Знаек представили механизм извлечения энергии из эргосферы черной дыры для ускорения частиц джета [11]. В настоящий момент их модель является общепринятой. Альтернативным механизмом инжекции и коллимации джета может быть механизм Блэндфорда-Пейна [10]. В 1982 году они представили механизм извлечения энергии напрямую из аккреционного диска, проиллюстрировав его решением уравнений магнитогидродинамики. Предсказывается, что сгенерированные таким образом джеты должны оказываться шире и медленнее первых. Вероятнее всего, оба механизма участвуют в процессе создания релятивистских струй. Несмотря на множество достижений в данной области исследований в последние годы, множество аспектов запуска джетов АЯГ остается открытым: нет единого консенсуса по поводу их структуры, величины и топологии магнитного поля, распределения частиц и механизмов излучения на разных длинах волн.

Радиоизлучение мощных релятивистских струй АЯГ образуется с помощью синхротронного механизма. Излучение достигает высокой степени линейной поляризации, более 50 % в областях струи ниже по течению от ее видимого начала, называемого ядром [37; 56]. 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. 9, 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.

Одно из наиболее интересных наблюдаемых явлений при наблюдениях АЯГ - так называемое «уярчение к краю». Оно заключается в наличии ближе к видимым краям струи

значительно более ярких областей [16] и наблюдается в ряде источников, включая, например, M87. В литературе было предложено несколько моделей для объяснения этого явления: анизотропия частиц плазмы относительно магнитного поля, наличие дополнительного нагрева плазмы на краях струи вследствие наличия плазменных неустойчивостей, а также естественное появление более ярких областей в разных теоретических моделях струи. Пока ни одно из этих объяснений не является общепринятым.

Ещё одним из важнейших аспектов в исследовании подобных объектов является механизм коллимации струи. Согласно Pushkarev et al. [55] угол раскрытия струй на масштабах баллистического движения плазмы составляет всего несколько градусов. Многие авторы утверждают, что высокая степень коллимации достигается за счет давления внешней среды и магнитного давления самой плазмы. Согласно работе Nokhrina [43] струю можно разделить на три условных региона: квазипараболическое течение, квазиконическое и переходную область. Действительно, уже более чем для 30 АЯГ благодаря улучшению точности РСДБ-систем такое разделение наблюдается напрямую. Обычно это объясняется магнитной доминированностью струи вблизи черной дыры и преобладанием кинетической энергии движения частиц плазмы в более далеких регионах. Положение переходной области и, соответственно, излома в геометрии выброса несет ценнейшую информацию о конфигурации магнитных полей в струе.

Положение яркого видима начала (ядра) таких струй зависит от оптической толщины излучающей плазмы и, следовательно, от частоты наблюдений. Этот эффект (сдвиг ядра) также используется для оценки физических свойств струй АЯГ [44; 45; 43]. Значительный прогресс в исследовании коллимирующих областей струй был достигнут благодаря анализу размеров ядер вдоль струй, который показал, что ядра струй АЯГ расположены в параболических областях [1; 34].

Nokhrina and Pushkarev [45]; Nokhrina [43] показали, что как форма границы струи, так и ускорение движения плазмы влияют на зависимость магнитного поля и плотности излучающей плазмы в сопутствующей системе отсчета от расстояния вдоль струи. Эти параметры определяют локальную оптическую толщину струи и, следовательно, положение поверхности с максимальным спектральным потоком на каждой частоте наблюдения. Таким образом, исследование частотной зависимости сдвига ядра предоставляет инструмент для изучения режимов коллимации и ускорения струй. Проведение многочастотных измерений сдвигов ядра представляет собой мощный инструмент для поиска изменений формы границы струи и определения параметров точки реколлимации. Кроме того, точное моделирование видимого сдвига ядра позволяет оценить магнитное поле в струе и ограничить плотность излучающей плазмы.

Наиболее перспективным и модельно-независимым на сегодняшний день методом исследования профилей коллимации струй считается измерение Фарадеевской меры вращения. В работе Boccardi et al. [12] показана связь между положением излома в профиле коллимации с режимом аккреции вещества на черную дыру: активные ядра с мощными аккреционными ветрами и тонкими холодными дисками должны быть коллимированы значительно сильнее по сравнению с более слабыми АЯГ. Фарадеевское вращение, в свою очередь, зависит от плотности среды и напряженности магнитного поля. Таким образом, ожидается, что наблюдаемый профиль Фарадеевской меры вращения вдоль струи будет более коллимирован в случае оболочки струи, которая является естественным продолжением и внешними слоями самой струи, в отличие от аккреционных ветров, в случае которых ожидается меньшая коллимация.

В данной работе мы выполняем оценку физических условий и параметров излучения струй активных ядер галактик на примере двух лацертид 1424+240 и 1652+398. Для первой мы создаем численную модель на основе последних теоретических результатов с целью воспроизведения РСДБ-наблюдений. С помощью нее мы определяем ряд глобальных фи-

зических параметров наблюдаемого источника. Для второго объекта мы проводим анализ наблюдательных данных для оценки его физических особенностей.

2 Наблюдения

2.1 Лацертида 1424+240

Объект типа BL Lacertae (лацертида) 1424+240 находится на расстоянии $z = 0.6047$, и является самым удаленным АЯГ с обнаруженным очень высоко энергетичным излучением. Возможно, этот источник также является источником нейтрино [31]. Помимо этого, 1424+240 имеет нетипичную поляризационную структуру, которая наблюдается на РСДБ-картах источника.

Описываемые здесь и далее наблюдения источника проведены в рамках программы мониторинга АЯГ на 15 ГГц «MOJAVE» на телескопе Very Long Baseline Array (VLBA) и представлены в работе Kovalev et al. [33]. Для достижения наилучшего разрешения авторы используют так называемый «стакинг» или усреднение многоэпоховых наблюдений. Дело в том, что одноэпоховые РСДБ-изображения показывают ограниченную чувствительность из-за конечного (i) времени наблюдения целевого источника, (ii) количества участвующих антенн из-за разного рода проблем и (iii) полосы частот наблюдений. Помимо этого, струи показывают изменения направления распространения со временем [36], что может быть обусловлено прецессией или плазменными неустойчивостями. Pushkarev et al. [51] показали, что истинное поперечное сечение струй АЯГ в полной интенсивности проявляется только после накопления наблюдений в течение временного интервала около 6 лет и более. То есть стакинг не только улучшает чувствительность, но и эффективно восстанавливает более полную морфологию источника, особенно в областях с низкой яркостью.

Для наиболее точного совмещения карт, полученных в разные моменты времени, они выравниваются по положению РСДБ-ядра, которое определяется на основе подгонки модели структуры струи. Следуя процедуре, описанной в Pushkarev et al. [52], Kovalev et al. [33] создали стаковые карты для 1424+240 как по общей интенсивности, так и по линейной поляризации, используя 42 доступные эпохи наблюдений, охватывающих временной интервал примерно 15 лет. Для глубокой очистки карт они применили алгоритм очистки с критерием остановки на основе остаточной энтропии, разработанный Noman et al. [29]. Направление поляризации не корректировалось за фарадеевскую меру вращения, так как значения поправок оказались в среднем сравнимы с ошибкой определения направления поляризации в алгоритме очистки.

Стаковая карта источника в полной и линейно поляризованной интенсивности на частоте 15 ГГц показана на Рисунке 1. Стоит отметить очень интересную морфологию источника в поляризованном излучении. Хорошо заметно, что на краях протяженной относительно яркой области поляризация направлена от радио-яркого РСДБ-ядра. Такое распределение ожидается в случае доминирования тороидальных магнитных полей на краях струи для наблюдателя, расположенного под меньшим углом к оси джета, чем максимум угла коллимации. В купе с относительно большим углом раскрытия струи можно предположить, что в данном случае луч зрения наблюдателя лежит внутри раскрытия выброса. Этот факт делает наблюдения данного источника уникальной возможностью для более глубокого рассмотрения структуры и свойств струй подобных объектов.

Отдельный интерес представляют ярко выраженные минимумы (т.н. «глаза») поляризованного излучения вблизи радио-яркого ядра. Наиболее вероятно, что подобная структура стала следствием конечной разрешающей способности телескопа в областях с резко меняющимся направлением поляризации.

В Разделе 4 мы приводим описание параметров и моделей, используемых нами для воспроизведения стакового радиоизображения лацертиды.

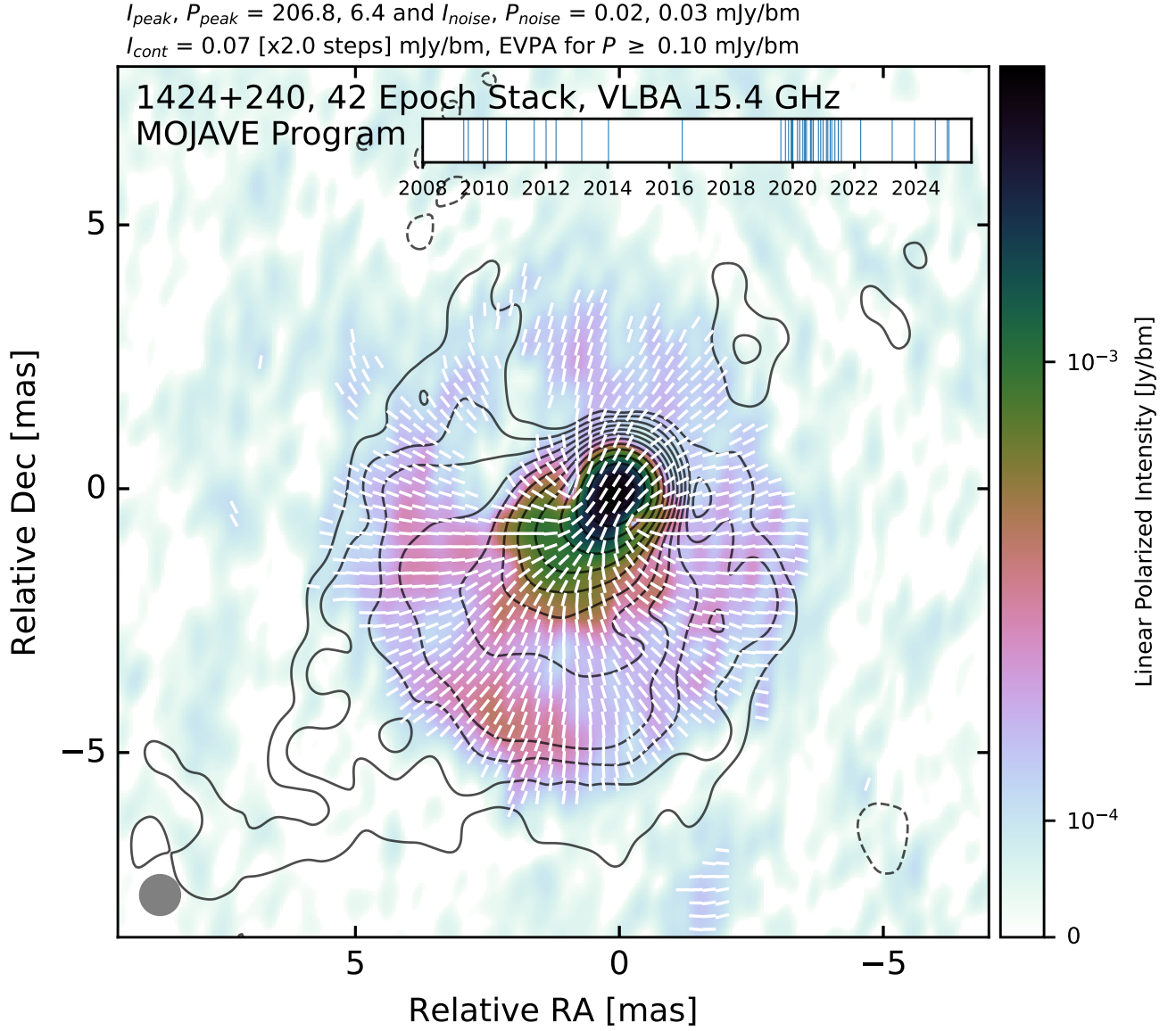


Рис. 1: Стаковая карта блазара 1424+240 на частоте 15 ГГц. Черными линиями обозначены контуры полной интенсивности, цветом – линейно поляризованная интенсивность. Контуры начинаются с уровня, соответствующего трехкратному значению шума (3σ) вне источника, и увеличиваются с шагом в два раза. Белые штрихи показывают направление поляризации. Используемые эпохи наблюдений показаны сверху.

2.2 Лацертида 1652+398

Блазар Маркарян 501 (далее – Mrk 501, также известный как 1652+398) является близким блазаром с красным смещением $z = 0.0337$. Масса центральной сверхмассивной черной дыры оценивается как $M_{BH} \sim 1,6 \cdot 10^9 M_{sun}$ [64]. Mrk 501 относится к небольшой группе блазаров, демонстрирующих уярчение к краю струи (limb brightening), причем уникален тем, что такая структура наблюдается на масштабах, охватывающих три порядка величины – вплоть до 0.1 мсек дуги [24; 49]. Такая структура также видна в линейной поляризации, что свидетельствует в пользу структуры струи типа «канал-оболочка» [53; 21; 24; 50].

Кинематика струи согласуется с наличием стационарных компонентов [39; 14], которые могут быть связаны с внешней частью струи (оболочка). При этом также наблюдаются скорости порядка $3c$.

Britzen et al. [14] сообщают о систематическом изменении направления струи на расстоянии ~ 3.6 мсек от ядра в период 1996-2018 гг., что указывает на вращение или прецессию струи. Сценарий прецессирующей струи со спиральным магнитным полем может объяснять наблюдаемую поляризационную структуру с поляризацией, ориентированной к краям струи, сопровождаемую низкой степенью поляризации и высокой переменностью её направления вдоль оси струи [66]. В этой модели [63] из-за ограниченного разрешения РСДБ-наблюдений первоначально сильная поляризация вдоль оси струи «размывается» при проекции на картинную плоскость из-за наложения областей с разной ориентацией поляризации.

Таким образом, Mrk 501 представляет собой один из наиболее подходящих блазаров для детального исследования струи методами РСДБ-наблюдений. Определение физических условий в области коллимации потока плазмы позволит пролить свет на механизмы возникновения ряда наблюдаемых явлений, таких как уярчение к краю и поляризационная структура «канал-оболочка».

В данной работе мы использовали многочастотные РСДБ-наблюдения и плотный временной мониторинг для исследования характеристик струи Mrk 501 и оценки напряженности магнитного поля. Источник наблюдался на телескопе VLBA одновременно на семи частотах (4.6 - 43.2 ГГц) 14 мая 2009 года. Наши изображения источника на этих частотах показаны на Рисунке 2. Результаты анализа планируются к публикации (Kravchenko, Todorov et al. in prep.).

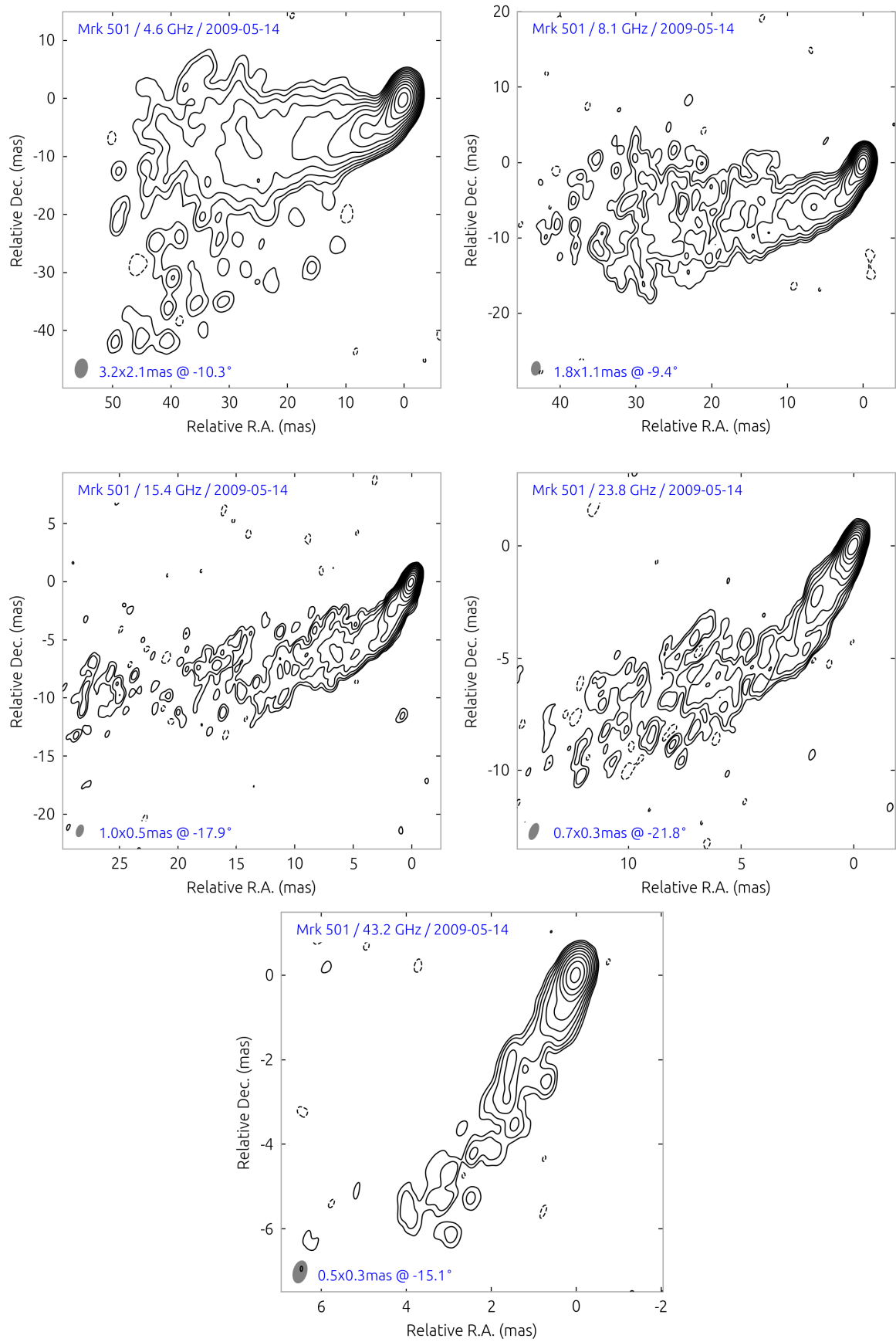


Рис. 2: Карты полной интенсивности Mrk 501, полученные на VLBA на частотах 4.6, 8.1, 15.4, 23.8 и 43.2 ГГц (слева направо, сверху вниз) 14 мая 2009 года. Уровни изоконтур начинаются от уровня шума 3σ и увеличиваются с шагом в 2 раза (Kravchenko, Todorov et al. in prep.).

3 Теоретическое введение

3.1 Базовые уравнения магнитогидродинамики

Поскольку в данной работе широко рассматривается МГД-подход к моделированию структуры струй активных ядер галактик, мы приведем некоторые базовые определения. В данном разделе кратко приведены некоторые результаты полувекового развития как физики плазмы, так и теоретической астрофизики в применении к АЯГ.

Итак, рассмотрим стационарное осесимметричное МГД-течение холодной плазмы в плоском пространстве. В данном подходе магнитное поле выражается [8] как:

$$\mathbf{B} = \frac{\nabla\Psi \times \mathbf{e}_{\hat{\psi}}}{2\pi r} - \frac{2I}{\varphi} \mathbf{e}_{\hat{\varphi}} \quad (1)$$

Здесь $\Psi(r, \theta)$ – потоковая функция, $I(r, \theta)$ – полный электрический ток внутри магнитной трубки $\Psi(r, \theta) = \text{const}$, а r – расстояние от оси вращения. Для упрощения мы используем $c = 1$. В силу условия отсутствия продольного электрического поля, электрическое поле можно представить в виде:

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_F}{2\pi} \nabla\Psi \quad (2)$$

где угловая скорость Ω_F постоянна на магнитных поверхностях: $\Omega_F = \Omega_F(\Psi)$. Условие вмороженности $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$ дает:

$$\mathbf{u} = \frac{\eta}{n} \mathbf{B} + \gamma \Omega_F r \mathbf{e}_{\hat{\varphi}} \quad (3)$$

где u – 4-скорость потока, n – концентрация в сопутствующей системе отсчёта, а γ – Лоренц-фактор. Функция η представляет собой отношение потока частиц к потоку магнитного поля. Из уравнения непрерывности

$$\nabla(n\mathbf{u}) = 0 \quad (4)$$

следует, что η также постоянна на магнитных поверхностях: $\eta = \eta(\Psi)$. Два дополнительных интеграла движения – это поток энергии, сохранение которого обусловлено стационарностью:

$$E(\Psi) = \frac{\Omega_F I}{2\pi} + \mu \eta \gamma \quad (5)$$

а также осевая компонента углового момента, сохраняющаяся вследствие осевой симметрии системы:

$$L(\Psi) = \frac{I}{2\pi} + \mu \eta \gamma u_{\hat{\varphi}} \quad (6)$$

Здесь μ представляет собой релятивистскую энтальпию, которая постоянна для холодного течения. Пятый интеграл движения – это энтропия $s(\Psi)$, равная нулю для рассматриваемого холодного течения.

Если заданы потоковая функция Ψ и интегралы движения, все остальные физические параметры течения могут быть определены с помощью следующих алгебраических соотношений [18; 2]:

$$\begin{aligned} I &= 2\pi \frac{L - \Omega_F r^2 E}{1 - \Omega_F^2 r^2 - \mathcal{M}^2} \\ \gamma &= \frac{1}{\mu \eta} \cdot \frac{E - \Omega_F L - \mathcal{M}^2 E}{1 - \Omega_F^2 r^2 - \mathcal{M}^2} \\ u_{\hat{\varphi}} &= \frac{1}{r \mu \eta} \cdot \frac{(E - \Omega_F L) \Omega_F r^2 - \mathcal{M}^2 L}{1 - \Omega_F^2 r^2 - \mathcal{M}^2} \end{aligned} \quad (7)$$

где Альфвеновское число Маха $\mathcal{M}$ выражается как:

$$\mathcal{M}^2 = \frac{4\pi\eta^2\mu}{n}$$

Чтобы определить $\mathcal{M}^2$, можно воспользоваться определением Лоренц-фактора: $\gamma^2 - \mathbf{u}^2 = 1$, что даст уравнение Бернулли в следующей форме:

$$\frac{K}{r^2 A^2} = \frac{\mathcal{M}^4 (\nabla \Psi)^2}{64\pi^4 r^2} + \mu^2 \eta^2 \quad (8)$$

где

$$A = 1 - \Omega_F^2 r^2 - \mathcal{M}^2$$

$$K = r^2 (E - \Omega_F L)^2 (1 - \Omega_F^2 r^2 - 2\mathcal{M}^2) + \mathcal{M}^4 (r^2 E^2 - L^2)$$

Холодное течение здесь характеризуется двумя особыми поверхностями: Альфвеновской и быстрой магнитозвуковой. Первая определяется условием обращения в нуль знаменателя A в соотношениях (7). Быстрая магнитозвуковая поверхность может быть определена как особая точка градиента числа Маха. Переписывая уравнение (8) в виде:

$$(\nabla \Psi)^2 = F = \left(\frac{64\pi^4}{\mathcal{M}^4} \cdot \frac{K}{A^2} \right) - \frac{64\pi^4}{\mathcal{M}^4} r^2 \mu^2 \eta^2 \quad (9)$$

и вычисляя градиент от него, получим:

$$\nabla_k \mathcal{M}^2 = \frac{N_k}{D} \quad (10)$$

где

$$D = \frac{A}{\mathcal{M}^2} + \left(\frac{1}{\mathcal{M}^2} \cdot \frac{B_\varphi^2}{B_F^2} \right)$$

$$N_k = -\frac{A (\nabla^i \Psi) \nabla_k \nabla_i \Psi}{(\nabla \Psi)^2} + \frac{A}{2(\nabla \Psi)^2} \nabla'_k F$$

а оператор ∇'_k действует на все величины, кроме $\mathcal{M}^2$. Условия регулярности:

$$D = 0, N_r = 0, N_\theta = 0$$

определяет расположение быстрой магнитозвуковой поверхности и соотношение между интегралами движения.

Наконец, уравнение на потоковую функцию $\Psi(r, \theta)$ может быть записано как [2]:

$$\nabla_k \left[\frac{A}{r^2} \nabla^k \Psi \right] + \Omega_F (\nabla \Psi)^2 \frac{d\Omega_F}{d\Psi} + \frac{64\pi^4}{r^2} \frac{1}{2\mathcal{M}^2} \frac{\partial}{\partial \Psi} \left(\frac{G}{A} \right) = 0 \quad (11)$$

где

$$G = r^2 (E - \Omega_F L)^2 + \mathcal{M}^2 L^2 - \mathcal{M}^2 r^2 E^2.$$

а оператор $\partial/\partial \Psi$ действует только на интегралы движения. Это уравнение содержит магнитную потоковую функцию Ψ и четыре интеграла движения: $E(\Psi)$, $L(\Psi)$, $\eta(\Psi)$ и $\Omega_F(\Psi)$, т.е. имеет форму уравнения Грэда-Шафранова.

Одним из наиболее важных частных случаев является сверхзвуковой ток во внутренних регионах струи ($\Psi \ll \Psi_{tot}$, Ψ_{tot} – полный магнитный поток в струе). Особенностью этого случая является тот факт, что многие результаты в нем получаются аналитически, которые, в свою очередь, могут быть с большой точностью распространены на всю струю [6]. В таком случае можно записать:

$$\begin{aligned}
L(\Psi) &= \frac{\Omega_F \Psi}{4\pi^2} \\
\Omega_F(\Psi) &= \text{const} \\
\eta(\Psi) &= \text{const} \\
E(\Psi) &= \gamma_{\text{in}} \mu \eta + \Omega_F L = e' + \Omega_F L
\end{aligned} \tag{12}$$

где $e' = \text{const}$, а γ_{in} – Лоренц-фактор плазмы на оси струи. Переходя к одномерным переменным:

$$\begin{aligned}
y &= \sigma_M \frac{\Psi}{\Psi_0}, \\
x &= \Omega_F r,
\end{aligned} \tag{13}$$

уравнения (8)-(11) можно переписать как систему обыкновенных дифференциальных уравнений на y и $\mathcal{M}^2$ [6]:

$$\begin{aligned}
(1 - x^2 - \mathcal{M}^2)^2 \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 &= \frac{\gamma_{\text{in}}^2 x^2}{\mathcal{M}^4} (1 - x^2 - 2\mathcal{M}^2) + \\
&+ x^2 (\gamma_{\text{in}} + 2y)^2 - 4y^2 - \frac{x^2}{\mathcal{M}^4} (1 - x^2 - \mathcal{M}^2)^2 \\
(\gamma_{\text{in}}^2 + x^2 - 1) \frac{d\mathcal{M}^2}{dx} &= 2x\mathcal{M}^2 - \frac{\gamma_{\text{in}}^2 x \mathcal{M}^2}{(1 - x^2 - \mathcal{M}^2)} + \frac{4y^2 \mathcal{M}^6}{x^3 (1 - x^2 - \mathcal{M}^2)}
\end{aligned} \tag{14}$$

Здесь мы ввели параметр магнетизации Майкеля σ_M :

$$\sigma = \frac{E_A}{\mu \eta} = \frac{C \Omega_F}{8\pi \mu \eta} \tag{15}$$

а также уже учли интегралы движения в форме (12). Типичные значения параметра σ_M составляют $\sigma_M \approx 10 - 100$ для, например, M87 [4].

С помощью системы уравнений 14 можно аналитически получить следующие результаты.

(i) $x \ll \gamma_{\text{in}}$:

$$\mathcal{M}^2 = \mathcal{M}_0^2 = \text{const}, \quad y = \frac{\gamma_{\text{in}}}{2\mathcal{M}_0^2} x^2$$

т.е. полоидальное магнитное поле практически постоянно (т.н. кор).

(ii) $x \gg \gamma_{\text{in}}, \mathcal{M}_0^2 \gg \gamma_{\text{in}}^2$:

$$\mathcal{M}^2 = \frac{\mathcal{M}_0^2}{\gamma_{\text{in}}^2} x^2, \quad y \propto \ln \frac{x}{\gamma_{\text{in}}}$$

т.е. полоидальное магнитное поле убывает как $B_p \propto \varpi^{-2}$.

(iii) $x \gg \gamma_{\text{in}}, \mathcal{M}_0^2 \ll \gamma_{\text{in}}^2$:

$$\mathcal{M}^2 = \frac{\mathcal{M}_0^2}{\gamma_{\text{in}}} x, \quad y = \frac{\gamma_{\text{in}}}{2\mathcal{M}_0^2} x^2$$

т.е. снова $B_p \approx \text{const}$.

Используя равенство $q = \gamma \mu \eta / E$, можно получить выражение для Лоренц-фактора:

$$\gamma = \frac{qE}{\mu \eta} = 2\mathcal{M}^2 \frac{y}{x^2}.$$

Тогда, для $x \gg \gamma_{\text{in}}$ и $\mathcal{M}_0^2 \ll \gamma_{\text{in}}^2$, верно следующее [6]:

$$\gamma \approx x$$

3.2 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. Несмотря 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:

$$\frac{d}{dt} \frac{m\vec{\beta}}{\sqrt{1-\beta^2}} = e\vec{\beta} \times B \quad (16)$$

Выражение для потерь энергии такой частицей дается формулой Шотта:

$$W = \frac{e^2 \omega^2}{c} \sum_{v=1}^{\infty} v_i^2 \int_0^{\pi} \frac{\sin \theta d\theta}{(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)^3} \left[\left(\frac{\cos \theta - \beta_{\parallel}}{\sin \theta} \right)^2 J_v^2(\xi) + \beta_{\perp}^2 J_v'^2(\xi) \right] \approx \frac{2e^4 B_{\perp}^2}{3c^3 m_e^2} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \quad (17)$$

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:

$$\begin{aligned} E_{zv} &= -B \frac{(\cos \theta - \beta_{\parallel})}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} J_v, & E_{xv} &= B \frac{\cos \theta (\cos \theta - \beta_{\parallel})}{\sin \theta (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)} J_v, \\ E_{yv} e^{i\frac{\pi}{2}} &= B \frac{\beta_{\perp}}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} J_v' e^{i\frac{\pi}{2}}, \end{aligned} \quad (18)$$

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.

3.3 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:

$$n_{R,L} = 1 - \frac{\omega_p^2/\omega^2}{1 \pm \frac{\omega_c}{\omega}} \quad (19)$$

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:

$$\Phi_{R,L} = \int_0^d k_{R,L} ds \quad (20)$$

Тогда плоскость поляризации повернется на угол:

$$\Delta\theta = (\Phi_R - \Phi_L)/2 \quad (21)$$

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

$$k_{R,L} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2/\omega^2}{1 \mp \frac{\omega_c}{\omega}}} \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 \pm \frac{\omega_c}{\omega}\right)} \approx \frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \left(1 \pm \frac{\omega_c}{\omega}\right)\right) \quad (22)$$

Имеем:

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \int_0^d (k_R - k_L) ds = \frac{1}{2} \int_0^d \frac{\omega_p^2 \omega_c}{c\omega^2} ds = \frac{2\pi e^3}{m_e^2 c^2 \omega^2} \int_0^d n B_{\parallel} ds \quad (23)$$

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:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q}{m}E + \frac{q}{m} \frac{v}{c} \times B \quad (24)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t}v = -\frac{q}{mc} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{q}{m} \frac{v}{c} \times B \quad (25)$$

Закон Ампера:

$$\nabla \times \nabla \times A = \frac{4\pi}{c}nqv - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \quad (26)$$

Делая преобразование Фурье и подставляя одно уравнение в другое имеем:

$$i\omega v = i\omega \frac{q}{mc}A + \frac{q}{m} \frac{v}{c} \times B \Rightarrow v \approx -\frac{q}{mc}A + \frac{q^2}{i\omega m^2 c^2}B \times A \quad (27)$$

$$(\omega^2 - \omega_p^2 - c^2 k \times k) A = \omega_p^2 \frac{\omega_c}{i\omega} \hat{B} \times A \quad (28)$$

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

$$\Delta n \propto \frac{\omega_c^2 \omega_p^4}{\omega} \quad (29)$$

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.

3.4 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 следующем виде [58]:

$$I_{ij} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I + Q & U - iV \\ U + iV & I - Q \end{pmatrix} \quad (30)$$

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

$$\frac{dI_{ij}}{dl} = S_{ij} + i\frac{\omega}{c} (\epsilon_{ik} I_{kj} - I_{ik} \epsilon_{kj}^*) \quad (31)$$

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:

$$\begin{aligned}\epsilon_{ij} &= \epsilon_{ij}^H + \epsilon_{ij}^A \\ \epsilon_{ij}^H &= \frac{1}{2} (\epsilon_{ij} + \epsilon_{ji}^*) \\ \epsilon_{ij}^A &= \frac{1}{2} (\epsilon_{ij} - \epsilon_{ji}^*)\end{aligned}\tag{32}$$

Собирая всё вместе, получим:

$$\begin{aligned}\frac{dI}{dl} &= \eta_I - \kappa_I I - \kappa_Q Q - \kappa_U U - \kappa_V V \\ \frac{dQ}{dl} &= \eta_Q - \kappa_I Q - \kappa_Q I - \kappa_F U - h_Q V \\ \frac{dU}{dl} &= \eta_U - \kappa_I U - \kappa_U I + \kappa_F Q - \kappa_C V \\ \frac{dV}{dl} &= \eta_V - \kappa_I V - \kappa_V I + h_Q Q + \kappa_C U\end{aligned}\tag{33}$$

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:

$$\begin{aligned}\kappa_I &= \frac{\omega}{2c} [\text{Im}(\epsilon_{yy}) + \cos^2 \theta \text{Im}(\epsilon_{xx}) + \sin^2 \theta \text{Im}(\epsilon_{zz}) - \sin \theta \cos \theta (\text{Im}(\epsilon_{zx}) + \text{Im}(\epsilon_{xz}))] \\ \kappa_Q &= \frac{\omega}{2c} [-\text{Im}(\epsilon_{yy}) + \cos^2 \theta \text{Im}(\epsilon_{xx}) + \sin^2 \theta \text{Im}(\epsilon_{zz}) - \sin \theta \cos \theta (\text{Im}(\epsilon_{zx}) + \text{Im}(\epsilon_{xz}))] \\ \kappa_U &= \frac{-\omega}{2c} \sin \theta (\mathfrak{I}(\epsilon_{yz}) + \text{Im}(\epsilon_{zy})) \\ \kappa_V &= \frac{-i\omega}{2c} [2 \cos \theta \text{Re}(\epsilon_{xy}) + \sin \theta (\text{Re}(\epsilon_{yz}) - \text{Re}(\epsilon_{zy}))] \\ \kappa_F &= \frac{\omega}{2c} [2 \cos \theta \text{Im}(\epsilon_{xy}) + \sin \theta (\text{Im}(\epsilon_{yz}) - \text{Im}(\epsilon_{zy}))] \\ \kappa_C &= \frac{-\omega}{2c} [\text{Re}(\epsilon_{yy}) - \cos^2 \theta \text{Re}(\epsilon_{xx}) - \sin^2 \theta \text{Re}(\epsilon_{zz}) - \sin \theta \cos \theta (\text{Re}(\epsilon_{zx}) + \text{Re}(\epsilon_{xz}))] \\ h_Q &= \frac{\omega}{2c} \sin \theta (\text{Re}(\epsilon_{yz}) + \text{Re}(\epsilon_{zy}))\end{aligned}\tag{34}$$

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 [58; 32]:

$$\begin{aligned}
\kappa_F &= \frac{(s+2) \ln \gamma_{\min}}{(s+1) \gamma_{\min}^{s+1}} \frac{e^3}{\pi m^2 c^2 v^2} n_e B \cos \theta \\
\kappa_C &= \frac{2}{s-2} \left(\frac{1}{\gamma_{\min}^{s-2}} - \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{(s-2)/2} \right) \frac{-e^4}{4\pi^2 m^3 c^3 v^3} n_e (B \sin \theta)^2 \\
\eta_I &= \eta_0 \sin \theta \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{(s-1)/2} \times \frac{3^{s/2}}{2(s+1)} \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{19}{12} \right) \Gamma \left(\frac{s}{4} - \frac{1}{12} \right) \\
\eta_Q &= \frac{s+1}{s+7/3} \eta_I \\
\eta_U &= 0 \\
\eta_V &= -\eta_0 \cos \theta \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{s/2} \times \frac{3^{(s-1)/2} (s+2)}{2s} \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{2}{3} \right) \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{1}{3} \right), \\
\kappa_I &= \kappa_0 \sin \theta \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{s/2} \times \frac{3^{(s+1)/2}}{4} \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{11}{6} \right) \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{1}{6} \right) \\
\kappa_Q &= \frac{s+2}{s+10/3} \kappa_I \\
\kappa_U &= 0 \\
\kappa_V &= -\kappa_0 \cos \theta \left(\frac{v_{B\perp}}{v} \right)^{(s+1)/2} \times \frac{3^{s/2} (s+3)(s+2)}{4(s+1)} \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{11}{12} \right) \Gamma \left(\frac{s}{4} + \frac{7}{12} \right)
\end{aligned} \tag{35}$$

где

$$\begin{aligned}
\eta_0 &= \pi \frac{v_p^2}{c} v_B m_e = \left(\frac{r_e}{c} \right)^{n_e} n_B v_B m_e c^2 \\
\kappa_0 &= \pi \frac{v_p}{c} \frac{v_B}{v^2} = r_e c n_e \frac{v_B}{v^2}
\end{aligned} \tag{36}$$

4 Моделирование наблюдений объекта 1424+240

Приводимые ниже результаты готовятся к публикации в работе Paschenko, Todorov in prep.

В разделе 2.1 мы описали стаковое поляризационное изображение источника, которое демонстрирует радиальную линейную поляризацию с почти симметричными областями деполяризации (или «глазами»), которые, предположительно, соответствуют большим градиентам в направлениях поляризации. Линейная поляризация простирается до 5 угловых миллисекунд и обнаруживается даже со стороны контрструи.

Kovalev et al. [33] предположили, что необычная морфология, кинематика и яркость ядра могут быть следствием геометрии наблюдений джета. Наша цель — воспроизвести наблюдаемую карту, включая полный поток, морфологию полной интенсивности и линейной поляризации. Далее, исходя из результатов симуляций, оценить физические условия рождения и наблюдения подобных объектов.

Для начала необходимо задать модель полей джета (электромагнитного и поля скорости) и распределение излучающих частиц. В наших симуляциях мы используем два типа таковых. Первый тип — простая аналитическая модель, в которой магнитное поле и профиль скорости задаются вручную. Например, спиральное магнитное поле с центральным полем скорости (см. например цилиндрическую струю в Laing [35]; Murphy et al. [41]). Несмотря на то, что эти модели довольно произвольны и слабо обоснованы, они помогают выбрать базовую конфигурацию полей, согласующуюся с наблюдаемыми данными. Второй тип моделей — аналитические приближения структуры джета в рамках МГД (Nokhrina et al. in prep.), полученные с помощью полуаналитического подхода [7; 3], как предложено в Beskin et al. [4].

В качестве основной рабочей гипотезы мы предположили, что излучающие частицы нагреваются магнитным полем, то есть соблюдается равновесие между плотностями энергии магнитного поля и излучающих частиц в системе отсчета плазмы [17; 15]. Помимо привлекательных теоретических свойств, предположение о равновесии подтверждается наблюдательными данными. Homan et al. [28] оценили типичную медианную яркостную температуру T_b в ядрах РСДБ-выборки MOJAVE на частоте 15 ГГц как близкую к равновесному значению $5 \cdot 10^5$ К. Если бы частицы ускорялись где-то выше по потоку от ядра и переносились вниз по течению, теряя энергию из-за охлаждения и адиабатических эффектов, это было бы не так, поскольку ядро расположено на разных расстояниях от центральной машины для разных источников. Это делает предположение о равномерном распределении более вероятным.

Тем не менее, в применении к более продвинутой МГД-модели мы дополнительно рассмотрели еще несколько популярных в литературе моделей нагрева. Это предложенная в оригинальной работе Beskin et al. [4] плотность излучающих частиц, пропорциональная Гольдрайх-Джулианоской плотности [25], а также квадрату вектора тока (Nokhrina et al. in prep.). Детальнее об этом написано ниже.

Мы также предположили, что излучающие частицы описываются степенным распределением с показателем $s = 2$, что предсказывается благодаря наблюдениям спектрального индекса в широкой подборке источников [30]. Основной рабочей гипотезой являлось предположение о изотропном спектре, хотя дополнительно также было рассмотрено несколько анизотропных случаев.

4.1 Модель струи: аналитика

В качестве модели геометрии струи мы приняли достаточно простую, но не лишенную физического смысла модель — конус. Так как основной нашей целью в данном случае яв-

ляется воспроизведение наблюдений, и есть повод предполагать, что наблюдение ведется внутри раскрыва струи, то вероятно, основное излучение приходит от сильно удалённых по ходу струи областей, где уже практически отсутствует ускорение плазмы, а следовательно, движется она равномерно и прямолинейно. Более того, многие авторы указывают на излом в геометрии струи с соответствующим переходом в квазиконическую фазу на расстояниях порядка 100 световых цилиндров (порядка 0.1 пк для M87) от центральной машины (см. например Nokhrina [43]), что в нашей геометрии наблюдений – пренебрежимо малое расстояние.

Мы использовали три типа моделей магнитного поля: тороидальное, спиральное и модель с обратным пинчем (reverse field pinch).

Тороидальное поле хорошо обосновано теоретически, если рассматриваемые области джета находятся далеко от светового цилиндра [4]. Однако релятивистское движение плазмы может подавлять тороидальную компоненту по сравнению с полоидальной в системе отсчета плазмы [23]. Поэтому мы рассматривали спиральное поле, чтобы проследить, как питч-угол, определяющий соотношение полоидального и тороидального поля в системе отсчета плазмы, влияет на поляризационные изображения. В таком случае магнитное поле B в системе отсчета наблюдателя в декартовых координатах $\{x, y, z\}$ определяется как:

$$\begin{aligned} B_p &= B_0 \cos \psi \\ B_\varphi &= B_0 \sin \psi \\ \mathbf{B} &= B_\varphi \begin{pmatrix} -\sin(\phi) \\ \cos(\phi) \\ 0 \end{pmatrix} + B_p \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (37)$$

где ψ – питч-угол магнитного поля, $\phi = \arctan(y/x)$, B_0 – некоторая константа. Здесь, как и везде далее, предполагается, что струя направлена вдоль оси z .

Модель с обратным пинчем, которая может иметь бессиловую структуру [20], применялась для изучения асимметрий в поперечных профилях джетов активных галактических ядер [20] и моделирования поляризационной структуры квазара 3C 454.3 [65]. Эту модель можно рассматривать как спиральное поле с переменным углом наклона по поперечному сечению джета, так что в центре поле преимущественно полоидальное, а на краях – почти тороидальное. В нашем моделировании эта конфигурация поля в цилиндрических координатах $\{r, \phi, z\}$ представлена следующим образом:

$$\begin{aligned} B_c &= B_0 r_{jet}^{-1} \\ \mathbf{B} &= B_c \begin{pmatrix} 0 \\ J_1(2.4\rho) \\ J_0(2.4\rho) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (38)$$

где r_{jet} – радиус струи в данной точке, $\rho = r/r_{jet}$, J_n – функции Бесселя n -го порядка.

Для простоты мы положили, что частицы в модели движутся с постоянной скоростью. Исходя из принятой геометрии, поле скоростей – центральное и может быть записано в декартовых координатах $\{x, y, z\}$ как:

$$\mathbf{V} = V_0 \begin{pmatrix} r \cos(\phi) / \sqrt{z^2 + r^2} \\ r \sin(\phi) / (\sqrt{z^2 + r^2}) \\ 1 / \sqrt{1 + r^2/z^2} \end{pmatrix} \quad (39)$$

где V_0 – некоторая константа, задаваемая вручную.

Спектр излучающих частиц, как указывалось выше, степенной с показателем $s = 2$. Однако рассмотрение такого спектра вносит существенные физические противоречия, так

как в таком случае распределение частиц оказывается ненормированным. Для преодоления указанного несоответствия мы искусственно ограничиваем гамма-фактор излучающих частиц в интервале $(\gamma_{min}, \gamma_{max})$. Ограничение снизу введено для нормируемости спектра, а сверху – для упрощения вычислений. Практика показывает, что оптимальные значения этих параметров $\gamma_{min} = 10$, $\gamma_{max} = 10000$. При таких параметрах мы практически не теряем значимого потока, при этом обеспечивая оптимальную скорость вычислений.

Плотность излучающей плазмы рассчитывалась в равномерном распределении с магнитным полем, что значит равенство локальных плотностей энергии магнитного поля и энергии покоя частиц. Отсюда для плотности частиц легко получается выражение:

$$N = \frac{B^2}{8\pi m_e c^2 \gamma_{min} \log(\gamma_{max}/\gamma_{min})} \quad (40)$$

Здесь мы предполагаем, что излучающая плазма – электрон-позитронная. Точный состав плазмы в струях активных ядер до сих пор остается предметом различных споров и исследований, на наши же результаты в свою очередь этот вопрос влияет слабо, а выбор электрон-позитронной плазмы позволит нам пренебрегать некоторыми Фарадеевскими эффектами распространения, что ускорит вычисления.

Одна из важнейших характеристик наблюдений, которую мы намерены воспроизвести – полный поток излучения на карте. В нашем случае он составляет примерно 0.4 Ян. Поэтому нам необходима какая-нибудь свободная характеристика в модели струи, с помощью которой мы будем регулировать полный наблюдаемый поток на симулированной карте с целью достижения такового из наблюдений. В противном случае мы не сможем утверждать о схожести или различии морфологии полученных карт. Однако для разных моделей струи выбор таковой степени свободы также будет различен. Например, если бы мы решили задать постоянную плотность плазмы вдоль струи, то в качестве степени свободы, регулирующей поток на карте, разумно было бы выбрать именно её, так как существуют достаточно убедительные оценки магнитных полей в струе, а плотность плазмы в большой степени остается загадкой. Однако, в данном случае плотность излучающей плазмы жестко привязана к напряженности магнитного поля, и у нас нет иного выхода, кроме как варьировать магнитное поле для достижения требуемого потока. Соответственно, в случае если требуемая морфология будет получена при магнитных полях далеких от теоретических оценок, это будет свидетельствовать против принятой модели. Соответственно, для данной модели полный поток на синтетической карте мы регулировали вариацией параметра B_0 .

4.2 Модель струи: МГД-подход

Моделирование струи в МГД-подходе, хоть и является более физически точным и обоснованным, однако представляет собой значительный вызов, как в техническом плане, так и в теоретическом. В связи с этим оказывается невозможно в полной мере описать полученные результаты, не приводя достаточного контекста в виде множества теоретических результатов. Поэтому в данной секции наряду с конкретными деталями реализации приводится множество выкладок, как полученных в более ранних работах, так и в рамках данного исследования. Тем не менее, большинство результатов, приведенных в данной секции, отсылают к работе (Nokhrina, Todorov in prep.), подготовленной в качестве сопроводительной к основному исследованию.

4.2.1 Основа

Основная идея предлагаемой модели опубликована в работе Beskin et al. [4]. Она заключается в аппроксимации полоидального магнитного поля струи $\mathbf{B}_p$ как

$$\begin{aligned} B_p(r) &\approx B_p(0), \quad B_p(0) > B_{cr} \\ B_p(r) &\approx B_0(z) \left(1 + \frac{r^2}{r_{core}^2}\right)^{-\alpha(z)/2}, \quad B_p(0) > B_{cr} \end{aligned} \quad (41)$$

где $r_{core} = \gamma_{in} R_L$, B_{cr} – магнитное поле в переходной области, где формируется так называемый «центральный кор», γ_{in} – гамма-фактор частиц на оси струи, R_L – радиус светового цилиндра, а $\alpha(z)$ – некоторая функция, которая детально обсуждается ниже.

Здесь сразу стоит отметить, что в данной модели, как собственно, и в аналитическом подходе, предполагается осевая симметрия струи. Эффекты асимметрии, как теоретические, так и наблюдаемые, в активных ядрах предсказываются, но играют второстепенную роль по сравнению с общей структурой полей системы. В связи с этим, в данной работе такие рассматривались не были.

B_{cr} в свою очередь определяется из соотношений:

$$\begin{aligned} B_{cr} &= \frac{B_L}{\gamma_{in} \sigma_M} \\ \Psi_{tot} &= \pi R_L^2 B_L \end{aligned} \quad (42)$$

где параметр Ψ_{tot} определяет полный магнитный поток вдоль струи, а σ_M – параметр магнетизации Майкеля, определяемый соотношением:

$$\sigma_M = \frac{\Omega_0^2 \Psi_{tot}}{8\pi^2 \mu \eta c^2}. \quad (43)$$

где Ω_0 – предел угловой скорости на оси струи, $\mu \approx m_e c^2$, $\eta = n V_p / B_p$

Основное преимущество такой аппроксимации заключается в том, что она позволяет записать потоковую функцию $\Psi(r, z)$, определяющую интегральный магнитный поток через круг радиуса r на расстоянии z от центральной машины, в явном виде:

$$\begin{aligned} \Psi(r, z) &= 2\pi \int_0^r B_p(\rho, z) \rho d\rho \Rightarrow \\ \Psi(r, z) &= \frac{2\pi B_0(z) r_{core}^2}{2 - \alpha(z)} \left[\left(1 + \frac{r^2}{r_{core}^2}\right)^{1 - \alpha(z)/2} - 1 \right] \end{aligned} \quad (44)$$

что позволяет найти интегралы движения в стандартном МГД-подходе Грета-Шафранова [26; 48] и тем самым разрешить систему уравнений. В данном случае это интегралы:

$$\begin{aligned} L(\Psi) &= \frac{\Omega_0 \Psi}{4\pi^2} \sqrt{1 - \frac{\Psi}{\Psi_{tot}}} \\ \Omega_F(\Psi) &= \Omega_0 \sqrt{1 - \frac{\Psi}{\Psi_{tot}}} \end{aligned} \quad (45)$$

представляющие из себя поток импульса и угловую скорость струи соответственно. Данное представление также удобно тем, что позволяет замкнуть электрический ток в струе.

В результате мы получаем удобное и относительно просто вычисляемое представление для всех полей в системе:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_p &= \frac{\nabla \Psi \times \mathbf{e}_\varphi}{2\pi r}, \\ B_\varphi &= -(1 + \varepsilon) \frac{\Omega_F(\Psi)}{2\pi c} |\nabla \Psi|, \\ \mathbf{E} &= -\frac{\Omega_F(\Psi)}{2\pi c} \nabla \Psi. \end{aligned} \quad (46)$$

где $\mathbf{e}_\varphi$ – соответствующий единичный вектор, а ε – поправка, связанная с асимптотикой гамма-фактора.

Действительно, согласно фундаментальному теоретическому результату [62], скорость частиц плазмы вне светового цилиндра практически равна дрейфовой скорости в скрещенных полях:

$$V = U_{\text{dr}} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (47)$$

Значит, соответствующий Лоренц-фактор равен:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{dr}}(x) &= \frac{1}{\sqrt{1 - U_{\text{dr}}^2/c^2}} = \left(1 - \frac{E^2}{B_\varphi^2 + B_p^2}\right)^{-1/2} = \\ &= \left[1 - \frac{\omega^2}{(1 + \varepsilon)^2 \omega^2 + 1/x^2}\right]^{-1/2} \approx \left(2\varepsilon + \frac{1}{\omega^2 x^2}\right)^{-1/2} \end{aligned} \quad (48)$$

где $x = r/R_L$, $R_L = c/\Omega_0$ – радиус светового цилиндра, $\omega = \Omega_F/\Omega_0$.

Таким образом, мы получаем асимптотики:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{dr}} &\approx x, \quad x \rightarrow 0 \\ \Gamma_{\text{dr}} &\rightarrow (2\varepsilon)^{-1/2}, \quad x \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (49)$$

что моделирует теоретически предсказанную область сатурации гамма-фактора в струе. Отсюда поправка ε может быть легко найдена из решения уравнения Бернулли:

$$E(\Psi) = \gamma \mu \eta c^2 + \frac{\Omega_F J_\Psi}{2\pi} \quad (50)$$

где J_Ψ – полный ток внутри магнитной поверхности. Отсюда:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\Psi) &= \left(1 - \frac{1}{\Gamma_{\text{max}}^2(\Psi)}\right)^{-1/2} - 1 \approx \frac{1}{2\Gamma_{\text{max}}^2(\Psi)} \\ \Gamma_{\text{max}}(\Psi) &= \gamma_{\text{in}} + 2\sigma_M \frac{\Psi}{\Psi_{\text{tot}}} \left(1 - \frac{\Psi}{\Psi_{\text{tot}}}\right) \end{aligned} \quad (51)$$

Таким образом оказывается, что все основные поля в системе оказываются заданы всего несколькими параметрами: это Ψ_{tot} , Ω_0 , σ_M , γ_{in} . Единственный произвол остается в задании геометрии. Автор оригинальной работы [4] предлагает два варианта: коническую геометрию и параболическую. От выбора геометрии зависит формула расчета параметра z_{cr} – в случае конического течения:

$$z_{\text{cr}} = \theta_{\text{jet}}^{-1} \sqrt{\gamma_{\text{in}} \sigma_M} R_L \quad (52)$$

где и θ_{jet}^{-1} – угол раскрыва конуса струи. В случае параболического истечения:

$$z_{\text{cr}} = \gamma_{\text{in}} \sigma_M R_L \quad (53)$$

Все уравнения, записанные выше, справедливы только в системе отсчета наблюдателя. Так как дальнейшие вычисления проводятся в сопутствующей системе отсчета, поля выше переводились согласно известному выражению:

$$\hat{\mathbf{B}} = \gamma \mathbf{B} + (1 - \gamma) \boldsymbol{\beta} \frac{(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B})}{\beta^2} - \gamma \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}; \quad (54)$$

4.2.2 Проблема аппроксимации $\alpha(z)$

В оригинальной работе авторы предлагали использовать следующую аппроксимацию $\alpha(z)$:

$$\alpha(z) = 0.05 \ln(z/z_{cr}) \quad (55)$$

Однако, сами авторы отметили, что эта аппроксимация на расстояниях $z \gg z_{cr}$ не учитывает насыщение плазмы, когда энергия электромагнитного поля практически полностью переходит в кинетическую энергию плазмы. В то же самое время, вследствие геометрии наблюдений эта область оказывается наиболее важной для нашего моделирования. Поэтому оригинальная формула (55) оказывается неприменима в данной ситуации. В связи с этим нам пришлось разработать собственную аппроксимацию $\alpha(z)$.

Модель 1. В качестве нулевого приближения к решению проблемы аппроксимации мы решили зафиксировать глобальные параметры модели (например, $\sigma_M = 20$ и $\gamma_{in} = 1$). Так как эта аппроксимация оказывается независимой как от магнитного потока в струе Ψ , так и от угловой скорости магнитных силовых линий Ω_F , а остальные параметры имеют довольно узкие физически обоснованные рамки, мы рассчитывали, что такой точности будет достаточно хотя бы для воспроизведения общей морфологии источника.

Здесь мы использовали численное решение системы уравнений (14) с интегралами движения (12). Это решение, в свою очередь, аппроксимировалось как (41). Результатом стала следующая аппроксимация, показанная на Рисунке 3:

$$\alpha = 1.2 \left(\frac{x}{8}\right)^{2.2} \left[\left(1 + \frac{x}{8}\right)^{-2.16} - 0.2 \right] \quad (56)$$

где $x = r_{jet}/R_L$, r_{jet} – радиус джета на данном z .

Однако симуляции наблюдений такой модели струи показывали неудовлетворительные результаты. Причины ясны: общая неточность подгонки и независимость от глобальных параметров модели.

Модель 2. При обсуждении вопроса аппроксимации α может возникнуть резонное замечание: А зачем вообще проводить эту аппроксимацию? Казалось бы, если у нас есть численное решение уравнений (14) и численная аппроксимация (41), то зачем дополнительно аппроксимировать этот профиль? Можно же и использовать численные данные при переносе излучения.

Это действительно так, и такие вычисления мы проводили. Однако на практике мы столкнулись с большим количеством нюансов, сделавших этот вариант менее предпочтительным.

Во - первых, это вычислительное время. Учитывая, что симуляция наблюдений довольно требовательна к вычислительным мощностям, а моделирование необходимо проводить для широкого спектра параметров, дополнительное решение системы уравнений с последующим фитом серьёзно замедляет расчёт. Особенно, учитывая, что согласно Beskin et al. [4] $\gamma_{in} = 1$ является наиболее физически обоснованным значением данного параметра, а численное решение уравнений (14) сходится тем медленнее, чем ближе γ_{in} к 1.

Во - вторых, это нестабильность решения. Даже при малой невязке в зависимости от параметров струи итоговое значение α могло серьёзно отличаться от своего точного значения. Этот факт часто делал результаты непредсказуемыми, даже при сглаживании итогового профиля α .

Также можно упомянуть превышение точности. Не стоит забывать, что для аппроксимации профиля α нам предварительно необходимо аппроксимировать профили B_p как

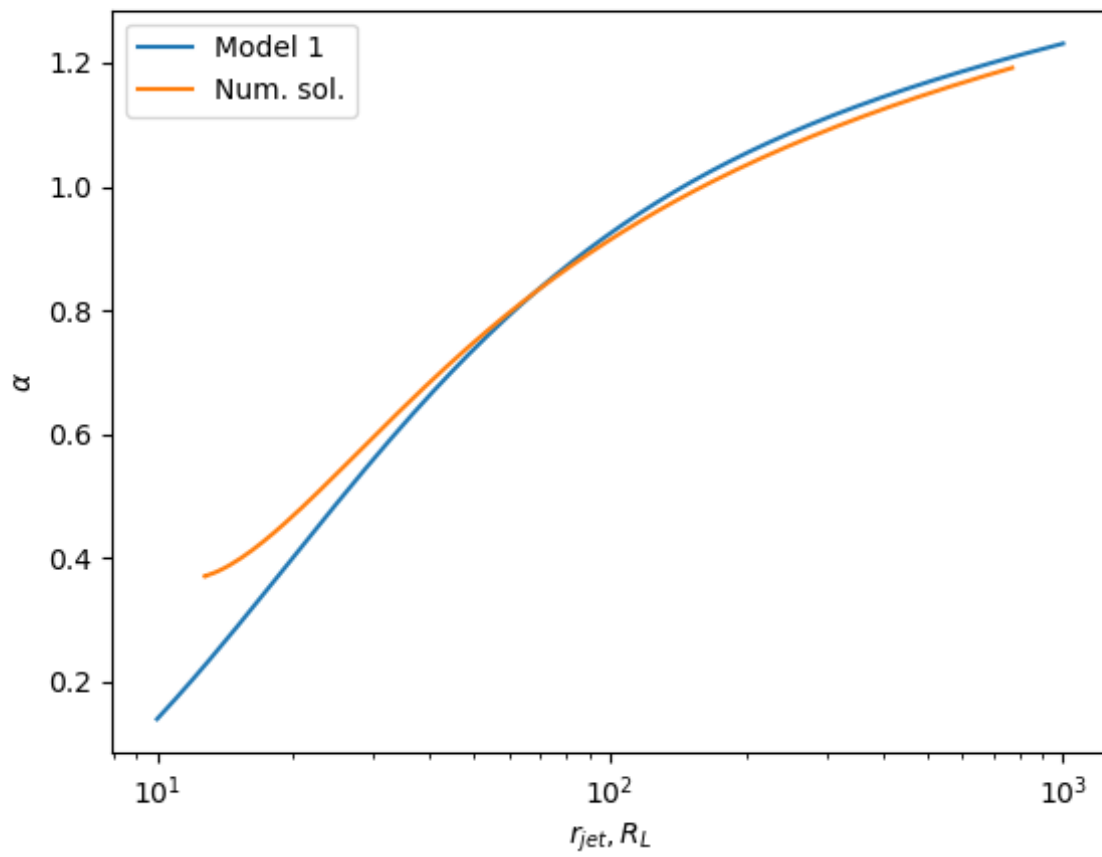


Рис. 3: График профиля параметра α . Оранжевым показано численное решение уравнений (14) и подгонкой (41), синим показана аппроксимация (56).

(41), что делается пусть с хорошей точностью, но не идеальной. В данном контексте более точные последующие аппроксимации оказываются неоправданными.

Модель 3. Основываясь на опыте предыдущих аппроксимаций, мы хотели получить зависимость $\alpha(z)$, учитывающую также зависимость модели струи от σ_M и γ_{in} .

Здесь мы использовали подход, аналогичный модели 1, однако на этот раз мы решали систему (14) для значений $\sigma_M = 5, 20, 50$ и $\gamma_{\text{in}} = 1$. Beskin et al. [5] показывают, что на малых радиусах r (близко к оси струи) полоидальное поле формирует так называемый кор с практически постоянным полоидальным магнитным полем, равным:

$$B_p = B_0 = \frac{\Psi_{\text{tot}}}{\pi r_{\text{jet}}^2}, \quad (57)$$

Соответственно, мы аппроксимируем α так, чтобы выполнялось условие $\alpha(\sqrt{\gamma_{\text{in}}\sigma_M}, \sigma_M) = 0$, что следует из (57) и (41) - (44). В результате получается следующее выражение, представленное на Рисунке 4:

$$\alpha(x_{\text{jet}}, \sigma_M) = 1.3 \left[\frac{\ln(x_{\text{jet}} - \sqrt{\gamma_{\text{in}}\sigma_M} + 1)}{c_0} \right]^a \cdot \left[1 + \left[\frac{\ln(x_{\text{jet}} - \sqrt{\gamma_{\text{in}}\sigma_M} + 1)}{c_0} \right]^6 \right]^{(0.33-a)/6} \quad (58)$$

где коэффициент c_0 и показатель a – следующие функции намагниченности σ_M :

$$c_0 = 2.8 \sigma_M^{0.22}, \quad a = 0.52 \sigma_M^{0.18} \quad (59)$$

а $x_{\text{jet}} = r_{\text{jet}}/R_L$.

Данная аппроксимация, в свою очередь, отвечает всем нашим требованиям, поэтому и использовалась в дальнейших расчётах.

4.2.3 Геометрия струи

Рассмотрим давление окружающей среды, изменяющееся по степенному закону в зависимости от расстояния от центральной машины. Вдоль джета оно задаётся выражением:

$$P_{\text{ext}} = P_0 \left(\frac{z_0}{z} \right)^q \quad (60)$$

где показатель степени $q \approx 2$ для классической аккреции Бонди [57; 42; 46].

Предположим равновесие между давлением в джете и давлением окружающей среды. В потоке плазмы при $B_0 > B_{\text{cr}}$ функция ε может быть приближена как $\varepsilon = 1/2\sigma_M^2$ (Beskin et al. [4], (51)). Это означает, что $2\varepsilon x_{\text{jet}}^2 \leq \gamma_{\text{in}}/\sigma_M \ll 1$. В этом случае давление в джете определяется выражением

$$P(r_{\text{jet}}) = \frac{\Psi_{\text{tot}}^2}{8\pi^3 r_{\text{jet}}^4} \quad (61)$$

откуда мы получаем выражение для формы струи:

$$r_{\text{jet}}(z) = \left(\frac{\Psi_{\text{tot}}^2}{8\pi^3 P_0 z_0^q} \right)^{1/4} z^{q/4} \quad (62)$$

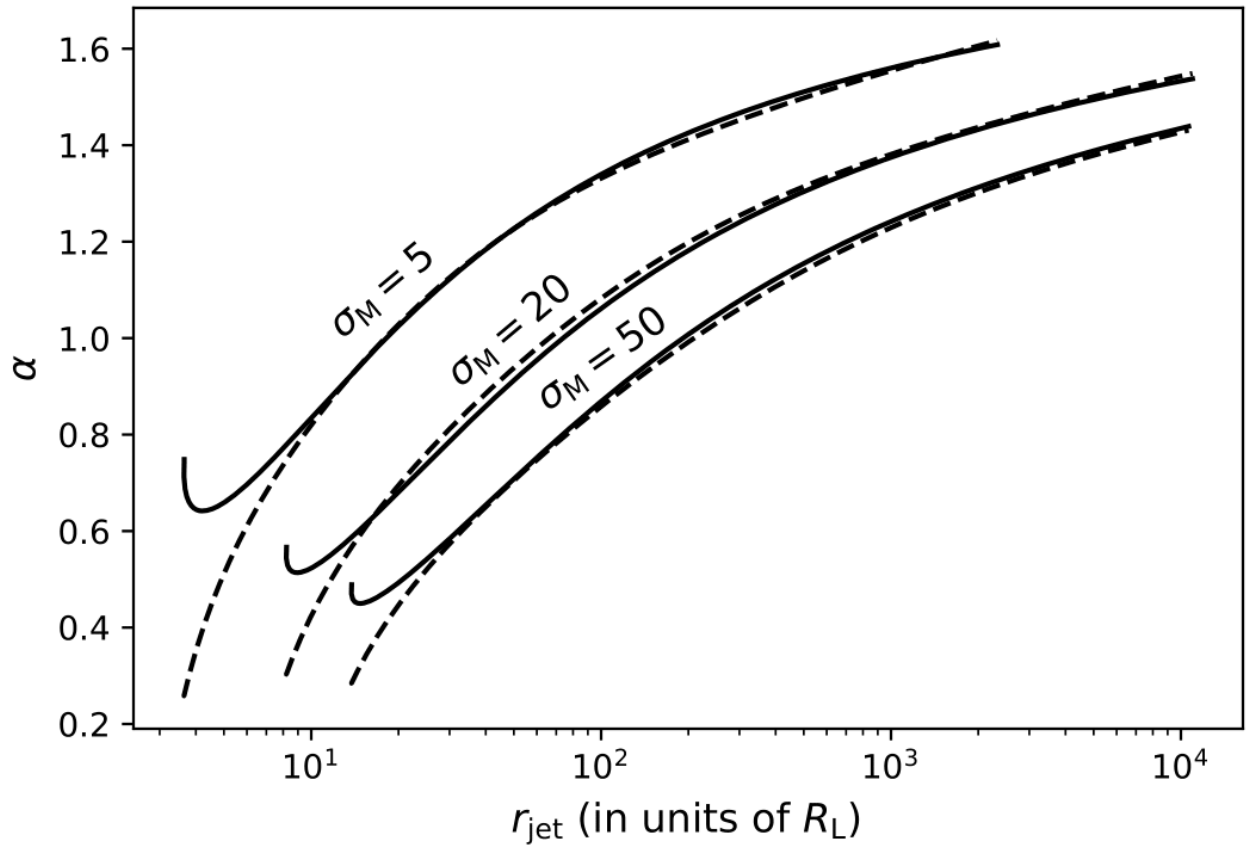


Рис. 4: Профили $\alpha(r_{\text{jet}})$ для разных σ_M . Здесь штрихованными линиями показано выражение (58), а обычными – численное решение уравнений (14) с подгонкой (41).

близкую к параболической форме при $q \approx 2$. в полном соответствии с результатами работы Beskin et al. [4]. Данный результат применим только в случае достаточно хорошей коллимации джета на масштабах $r_{\text{jet}} \sim R_L \sqrt{\gamma_{\text{in}} \sigma_M}$.

В основном течении при $B_0 < B_{\text{cr}}$ исследуем асимптотическое поведение. Для $r_{\text{jet}} \gtrsim R_L \sqrt{\gamma_{\text{in}} \sigma_M}$ магнитное давление джета $P_{\text{jet}} \approx B_0^2 x_{\text{jet}}^{-2\alpha} / 8\pi$, что приводит к оценке:

$$P_{\text{jet}} \propto x_{\text{jet}}^{-4-2\alpha} \quad (63)$$

На больших расстояниях вдоль джета, где выполняется условие $2\varepsilon(x_{\text{jet}}, \sigma_M) x_{\text{jet}}^2 \gg \gamma_{\text{in}}$, функция $k \approx 0.82 \sigma_M^{0.05} x_{\text{jet}}^{0.95}$. В этом предельном случае:

$$P_{\text{jet}} \approx 2\varepsilon(x_{\text{jet}}, \sigma_M) x_{\text{jet}}^2 B_0^2(x_{\text{jet}}) x_{\text{jet}}^{-2\alpha}$$

Подставляя в это выражение предельное значение для k и определение (44) для $B_0(x_{\text{jet}})$, получаем:

$$P_{\text{jet}} \propto x_{\text{jet}}^{-2.1} \quad (64)$$

что соответствует конической форме при показателе степени $q \approx 2$ для внешнего давления.

Для $r_{\text{jet}} > R_L \sqrt{\gamma_{\text{in}} \sigma_M}$ давление может быть аппроксимировано ломаной степенной зависимостью:

$$P_{\text{jet}} = 1.13 \times 10^{-3} \frac{B_L^2}{\sigma_M^{3.8}} \left(\frac{x_{\text{jet}}}{1.5\sigma_M} \right)^{-b} \left[1 + \left(\frac{x_{\text{jet}}}{1.5\sigma_M} \right) \right]^{b-2.3} \quad (65)$$

где $b = 5.39 \sigma_M^{-0.046}$ слабо зависит от намагниченности.

Отсюда просто получить зависимость $r_{\text{jet}}(z)$:

$$z(x_{\text{jet}}) = \left[\frac{P_0 z_0^{2.3} \sigma_M^{3.8}}{1.13 \times 10^{-3} B_L^2} \right]^{1/2.3} \left(\frac{x_{\text{jet}}}{1.5\sigma_M} \right)^{4.7/2.3} \left[1 + \frac{x_{\text{jet}}}{1.5\sigma_M} \right]^{(-4.7+2.4)/2.3}$$

Обращая эту зависимость, получим:

$$r_{\text{jet}}(z) = x_0 R_L \left(\frac{z}{z_0 A} \right)^{2.3/4.7} \left[1 + \left(\frac{z}{z_0 A} \right)^{0.75} \right]^{(1-2.3/4.7)/0.75} \quad (66)$$

где:

$$A = \left[\frac{P_0 \sigma_M^{3.8}}{1.13 \times 10^{-3} B_L^2} \right]^{1/2.3}$$

$$x_0 = 1.5\sigma_M$$

Легко видеть, что на больших расстояниях z от центральной машины геометрия полностью соответствует конусу с углом раскрыва:

$$\alpha_{\text{int}} = \frac{x_0 R_L}{z_0 A} \quad (67)$$

4.2.4 Плотность излучающей плазмы

Данный пункт нашего анализа открывает широкое пространство для спекуляций. Существует множество убедительных свидетельств в пользу той или иной модели плотности излучающей плазмы (т.н. модели нагрева). Поэтому здесь мы рассмотрели как можно более широкий спектр возможностей.

Отдельно стоит отметить, что так же, как и для аналитической модели струи, нам необходим отдельный свободный параметр, с помощью которого мы будем регулировать полный поток на итоговой симулированной карте. Разные модели нагрева предоставляют различные варианты выбора такового, поэтому для каждой модели ниже отдельно будет указан и регулирующий параметр. Для удобства ниже он обозначен как λ -параметр.

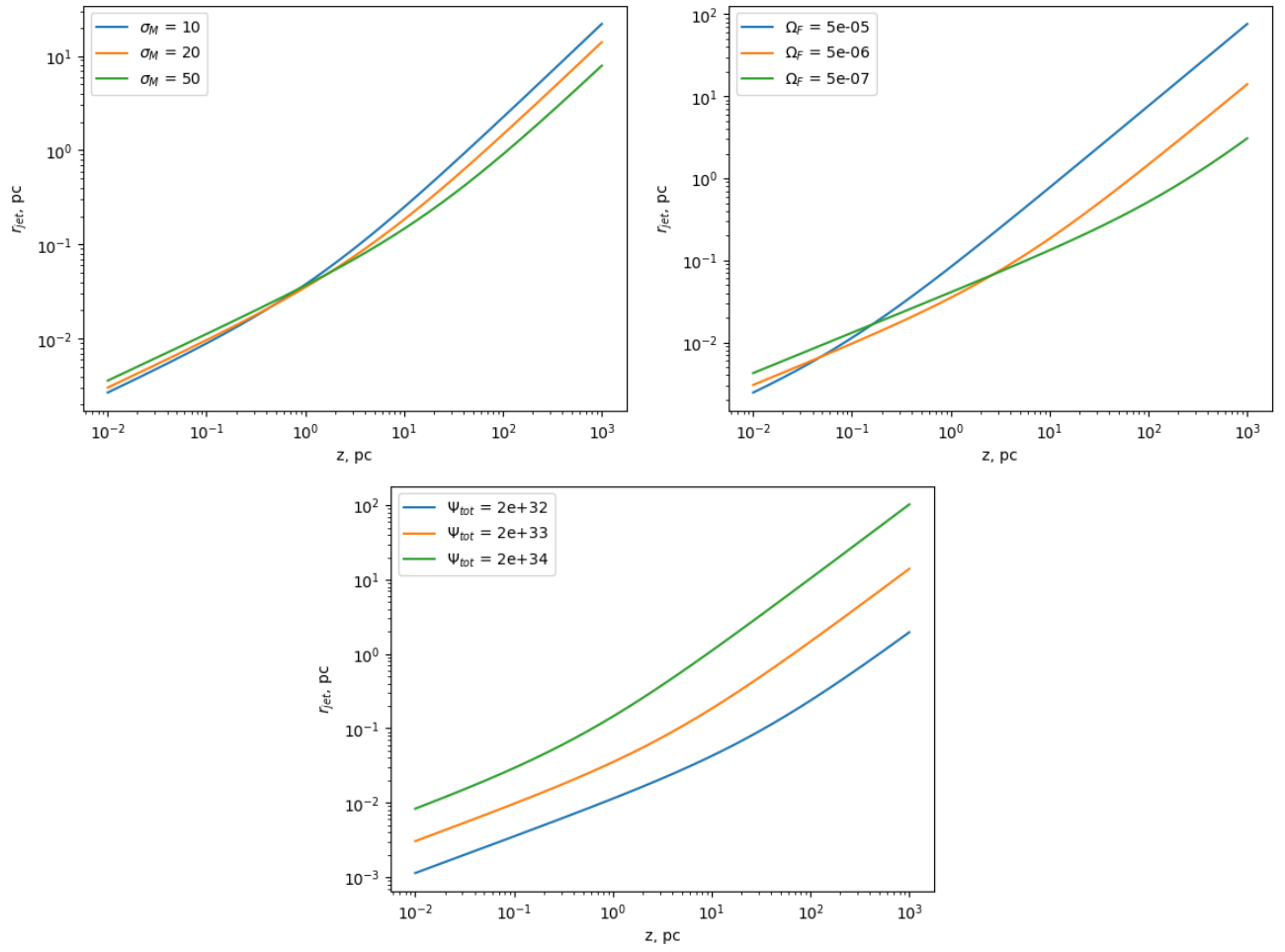


Рис. 5: Профили геометрии струи для разных σ_M , Ω_F , Ψ_{tot} .

Гольдрайх-Джулиановская плотность представляет собой плотность плазмы, необходимую для экранировки электрического поля в системе [25]. Предлагается считать, что полная плотность излучающей плазмы N будет пропорциональна Гольдрайх-Джулиановской плотности n_{GJ} с коэффициентом пропорциональности λ_γ , называемым «множественность». В пользу этой модели выступает оригинальная работа Beskin et al. [4]. Хотя такое предположение кажется вполне обоснованным в областях, близких к центральной машине, оно не учитывает большое число плазменных неустойчивостей в протяжённых областях струи. Тем не менее, степень их влияния зачастую оказывается трудно оценить, поэтому в данной работе мы рассматриваем эту модель нагрева наравне с остальными. В данной модели мы вычисляем плотность как:

$$\begin{aligned} N &= \lambda_\gamma n_{\text{GJ}} \\ n_{\text{GJ}} &= \frac{|\Omega_F \mathbf{B}|}{2\pi c e} \end{aligned} \quad (68)$$

Согласно Beskin et al. [4], значение λ_γ должно составлять $10^{11} - 10^{13}$. Именно множественность мы выбрали в качестве λ -параметра для этой модели. Соответственно, в случае выхода λ_γ во время моделирования за предсказанные рамки, это будет свидетельствовать против принятой модели.

Здесь отдельно стоит отметить, что данное выражение справедливо только в системе отсчета наблюдателя. Поэтому дополнительно требует перевода в сопутствующую систему отсчета, в которой задавались все другие модели плотности плазмы.

Равнораспределение. Еще одной рассмотренной моделью нагрева стало равнораспределение энергии частиц и магнитного поля. Именно эта модель плотности излучающих частиц рассматривалась для аналитической модели струи, не потеряла она актуальность и здесь. Такое предположение зачастую объясняют наличием плазменных неустойчивостей в струе, дополнительно ускоряющих частицы плазмы до энергий, необходимых для синхротронного излучения. Как и ранее, плотность равнораспределенных частиц вычислялась как:

$$N = \frac{B^2}{8\pi m_e c^2 \gamma_{\min} \log(\gamma_{\max}/\gamma_{\min})} \quad (69)$$

В данном случае λ -параметром выступает полный магнитный поток Ψ_{tot} . На самом деле, несмотря на то, что на сегодняшний день оценки этого значения довольно редки, существует огромное количество оценок магнитного поля в струе (порядка 1 Гс на расстоянии 1 пк от центральной машины, [43]), откуда, зная геометрию струи, определить полный магнитный поток оказывается тривиально. Наш анализ показывает, что для большинства струй его значение составляет около $10^{33} - 10^{34}$ ед. СГС. Однако, несмотря на достаточно жесткое физическое ограничение на λ -параметр в данной модели, представленный рамок оказывается более чем достаточно для достижения требуемого потока на симулированной карте при большинстве параметров. Это связано с сильной зависимостью излучательной способности плазмы от Ψ_{tot} ($I \propto \Psi_{\text{tot}}^4$) в данной модели (струи и нагрева).

Также возможен случай рассмотрения плотности плазмы, пропорциональной равнораспределенному значению. В таком случае, λ -параметром уже может выступать коэффициент пропорциональности, но с физической точки зрения это предположение оказывается оправдать значительно сложнее. Поэтому такой подход в данной работе мы не используем.

Полная плотность плазмы. Другой популярной в литературе моделью нагрева является плотность излучающей плазмы, пропорциональная полной плотности. Это предпо-

ложение естественно в случае, если термализация плазмы происходит, например, за счет ударных волн в струе.

В МГД справедливо следующее соотношение:

$$n\gamma\frac{v_p}{c} = \eta B_p \quad (70)$$

Здесь n – полная плотность числа частиц плазмы в сопутствующей системе отсчета. Функция η зависит только от магнитного потока Ψ и обычно принимается постоянной. Значение константы η определяется как (см. уравнение (43)):

$$\eta = \frac{\Omega_0^2 \Psi_0}{8\pi^2 m_e c^4 \sigma_M} \quad (71)$$

Выражение (70), определяющее полную плотность числа частиц, справедливо только вне кора $r \gtrsim R_L$. Это связано с расхождением между численным моделированием при $\gamma_{in} > 1$ и аналитическим пределом, где $\gamma \rightarrow 1$ при $r \rightarrow 0$. Соответствующая полоидальная скорость влияет на поведение n , стремясь к нулю на оси вместо $\sqrt{1 - 1/\gamma_{in}^2}$. Поэтому модифицируем выражение (70) вблизи оси следующим образом:

$$n = \min \left\{ \frac{\eta B_0}{\sqrt{\gamma_{in}^2 - 1}}; \frac{\eta B_p(x)}{\gamma(x)v_p(x)/c} \right\} \quad (72)$$

где $x = r/R_L$.

Соответственно, плотность излучающей плазмы мы выражаем как:

$$N = \lambda n$$

где λ – коэффициент пропорциональности ($\lambda \leq 1$). По совместительству λ также выступает λ -параметром данной модели. По сути, он может быть совершенно любым (не больше 1), но наиболее разумные значения – порядка 1%.

Здесь также можно отметить, что эта модель оказывается очень близка к модели с Гольдрайх-Джулианоской плотностью, так как можно показать, что эти плотности с хорошей точностью пропорциональны друг другу, однако в данной работе для полноты исследования они рассматривались независимо.

4.3 Оболочка

В последнее время в литературе все чаще встречается идея о том, что возможно, излучение от некоторых частей струй оказывается подавлено [61; 22]. В частности, многочисленные симуляции показывают сильное доминирование центральных частей струи [63], в отличие от наблюдательных данных. В связи с этим популярна идея о том, что на самом деле большую часть наблюдаемого потока составляет излучение пограничных (с внешним веществом) областей струи. В наших симуляциях мы также рассматриваем такую возможность. Для простоты в дальнейшем мы будем называть такую ситуацию «введение оболочки».

Для аналитической модели струи введение оболочки оказывается тривиально – мы вводим некоторый относительный радиус струи a_{sh} , до которого полагаем плотность плазмы равной 0:

$$N \Big|_{r < a_{sh} r_{jet}} = 0 \quad (73)$$

Для МГД-модели струи оболочка вводится аналогично, но через магнитную поверхность Ψ – это оказывается более физически обосновано, так как поведение полей в данной модели струи зависит не от радиуса r , а от Ψ :

$$N \Big|_{\Psi < a_{sh} \Psi_{tot}} = 0 \quad (74)$$

Таблица 1: Сетка параметров, на которой проводились симуляции для аналитической модели струи

Параметр	переменная	значения
Половинный угол раскрыва	$\alpha_{\text{int}}, ^\circ$	(0.05, 0.14, 0.39, 1.08, 3.0)
Отношение раскрыва / наблюдения	$\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}}$	(0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9)
Магнитное поле		(спиральное, тороид., обр. пинч)
Питч-угол спирального поля	$\psi, ^\circ$	(45, 60, 85)
Амплитуда	$B_{1\text{pc}}, G$	для $S_{\text{tot}} = 0.4$ Ян

4.4 Перенос излучения и симуляция наблюдений

Для сравнения наблюдаемых данных (совмещённых карт поляризации) с предсказаниями модели мы сгенерировали синтетические данные РСДБ, используя модельные распределения интенсивности. Крайне важно проводить сравнение на уровне карт РСДБ, поскольку различные артефакты восстановления изображений и систематические эффекты [47; 4] могут искажать морфологию источника.

Мы численно решили полную задачу излучения и переноса синхротронного излучения вдоль лучей в модельной струе, учитывая фарадеевское вращение, конверсию и релятивистские эффекты: доплеровское усиление, релятивистскую аберрацию (см. ур-я (3.4)). Система уравнений решалась методом Рунге-Кутты, реализованном в программном пакете BOOST [59] для C++.

Полученные модельные распределения яркости для всех четырёх параметров Стокса были преобразованы Фурье в область видимостей с использованием uv -покрытий наблюдений из Kovalev et al. [33], после чего был добавлен тепловой шум, оценённый по наблюдаемым данным методом последовательных разностей [13]. Для облегчения сравнения с совмещённым изображением поляризации из Kovalev et al. [33] уровень добавленного теплового шума был снижен до чувствительности совмещённого изображения.

Полученные синтетические данные в области видимостей были восстановлены в изображении с использованием алгоритма CLEAN [27; 19], реализованного в пакете Difmap [60]. Для каждого набора параметров модели они варьировались для достижения полного потока $S_{\text{obs}} \approx 0.4$ Ян.

Мы использовали сетку параметров модели: как геометрических (половинный угол раскрыва струи α_{int} и его отношение к углу наблюдения струи θ_{LOS}) (позже совокупность геометрических параметров упоминается как «геометрия» для краткости), так и специфических для модели. Параметры представлены в Таблицах 1 и 2.

4.5 Результаты

4.5.1 Аналитическая модель

Проведя симуляции для всех предложенных параметров, можно сделать несколько выводов, представленных ниже. К сожалению, результаты всех моделирований оказываются слишком громоздкими для приведения здесь в полном объеме, однако ниже приведены некоторые симулированные карты для подкрепления предложенных выводов.

Общие результаты. В зависимости от конкретных параметров аналитическая модель уже достаточно стабильно позволяет воспроизводить морфологию наблюдаемого источника. Однако выводы о конкретных характеристиках этого объекта демонстрируют ограниченную точность. Тем не менее, можно сделать ряд общих утверждений, которые будут

Таблица 2: Сетка параметров, на которой проводились симуляции для МГД-модели струи

Параметр	переменная	значения
Половинный угол раскрыва	$\alpha_{\text{int}}, ^\circ$	(0.1, 0.5, 1.0, 1.5, 3.0)
Отношение раскрыва / наблюдения	$\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}}$	(0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9)
Модель нагрева		равнораспределение
Начальная намагниченность	σ_{M}	(10, 20, 50)
Полный магнитный поток	$\Psi_{\text{tot}}, \text{Гс}\cdot\text{см}^2$	для $S_{\text{tot}} = 0.4$ Ян
Скорость вращения поля	$\Omega_0, \text{Гц}$	$(10^{-5}, 5 \cdot 10^{-6}, 3 \cdot 10^{-6}, 10^{-6})$
Модель нагрева		$\propto$ Гольдрайх-Дж.
Начальная намагниченность	σ_{M}	(10, 20, 50)
Полный магнитный поток	$\Psi_{\text{tot}}, \text{Гс}\cdot\text{см}^2$	$(10^{33}, 10^{34}, 10^{35})$
Скорость вращения поля	$\Omega_0, \text{Гц}$	$(10^{-5}, 5 \cdot 10^{-6}, 3 \cdot 10^{-6}, 10^{-6})$
Модель нагрева		$\propto$ полной плотности
Начальная намагниченность	σ_{M}	(10, 20, 50)
Полный магнитный поток	$\Psi_{\text{tot}}, \text{Гс}\cdot\text{см}^2$	$(10^{33}, 10^{34}, 10^{35})$
Скорость вращения поля	$\Omega_0, \text{Гц}$	$(10^{-5}, 5 \cdot 10^{-6}, 3 \cdot 10^{-6}, 10^{-6})$

актуальны как при отдельном рассмотрении указанного активного ядра, так и при дальнейшем моделировании.

Манитное поле. Легко видеть, что модели, представляющие относительно маленькие питч-углы спирального магнитного поля, так хуже воспроизводят наблюдения, чем меньше этот угол. Большие полоидальные поля в системе приводят к явным асимметриям, в то время как наблюдаемый источник такими свойствами не обладает. Однако нельзя и с уверенностью утверждать о полной тороидальности полей в системе. Несмотря на то, что асимметрия в наблюдаемом объекте кажется незначительной, она тем не менее присутствует, а значит, мы вполне можем допустить питч-углы магнитного поля порядка 85° . Модель с обратным пинчем также показала хорошее согласие с результатами. См. рис. 6.

Оболочка. Симуляции практически однозначно показали необходимость введения оболочки и при этом достаточно тонкой. В противном случае большая часть излучения оказывается сконцентрирована в центральном радио-ярком ядре, в то время как в наблюдательных данных присутствует относительно тусклая протяженная структура. Необходимую толщину оболочки можно оценить как $a_{\text{sh}} \approx 0.9$, хотя при $a_{\text{sh}} > 0.7$ зависимость морфологии от a_{sh} оказывается слабой. См. рис. 7.

Скорость частиц. Влияние скорости частиц особенно заметно отражалось на положении минимумов поляризованной интенсивности на карте (т.н. «глаз»). Мы рассматривали их расположение и конфигурацию как один из обобщенных критериев сходства результатов симуляции с наблюдениями. Гамма-факторы частиц порядка 10 приводили к слишком близкому их расположению, 50 – напротив, слишком разнесенному или большой асимметрии. Исходя из этого, гамма-фактор частиц в наблюдаемом объекте можно оценить как 20-30, хотя эта оценка зависит от геометрии наблюдений. См. рис. 8.

Геометрия наблюдений. Наши результаты свидетельствуют о достаточно широком интервале возможных геометрических параметров. Наиболее схожие с наблюдениями результаты мы получили в районе углов раскрыва струи порядка $\alpha_{\text{int}} \approx 0.1^\circ$ и отношения угла наблюдения к углу раскрыва $\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}} \approx 0.5$. Однако в зависимости от других параметров данные оценки могут варьироваться. См. рис. 9.

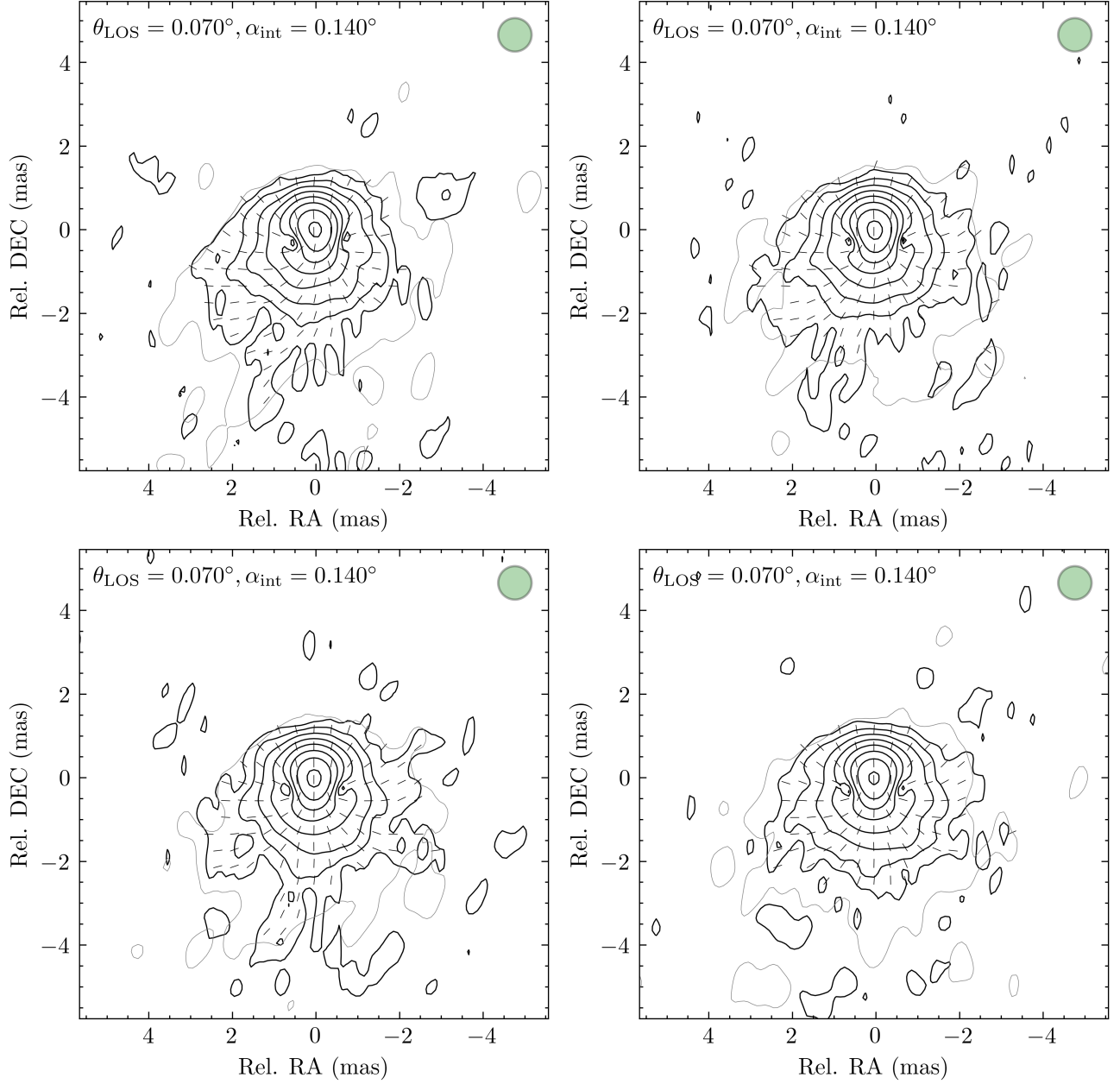


Рис. 6: Сравнение модельных карт для разных pitch-углов спирального магнитного поля. Слева направо, сверху вниз: $\psi = 45^\circ, 60^\circ, 85^\circ$, модель с обратным пинчем. Симуляции проведены с аналитической моделью струи, гамма-фактор частиц $\gamma = 30$, геометрия $\alpha_{\text{int}} = 0.14^\circ$, $\theta_{\text{LOS}} = 0.07^\circ$. Оболочка $a_{\text{sh}} = 0.9$.

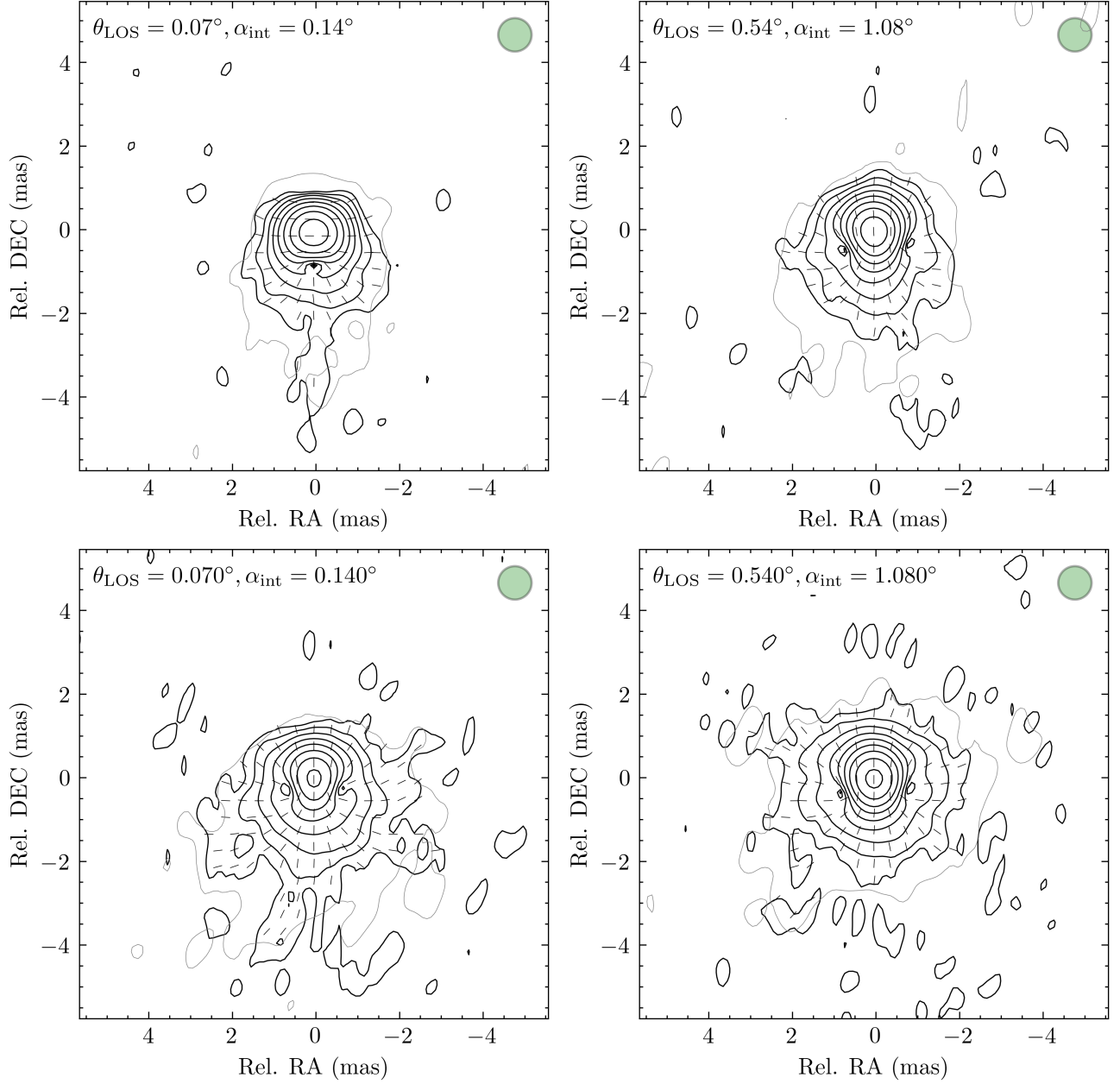


Рис. 7: Сравнение модельных карт с оболочкой и без. (Сверху) Карты без оболочки. (Снизу) Оболочка $a_{\text{sh}} = 0.9$. (Слева) Геометрия $\alpha_{\text{int}} = 0.14^\circ$, $\theta_{\text{LOS}} = 0.07^\circ$. (Справа) Геометрия $\alpha_{\text{int}} = 0.54^\circ$, $\theta_{\text{LOS}} = 1.08^\circ$. Симуляции проведены с аналитической моделью струи, pitch-угол спирального магнитного поля $\psi = 85^\circ$, гамма-фактор частиц $\gamma = 30$.

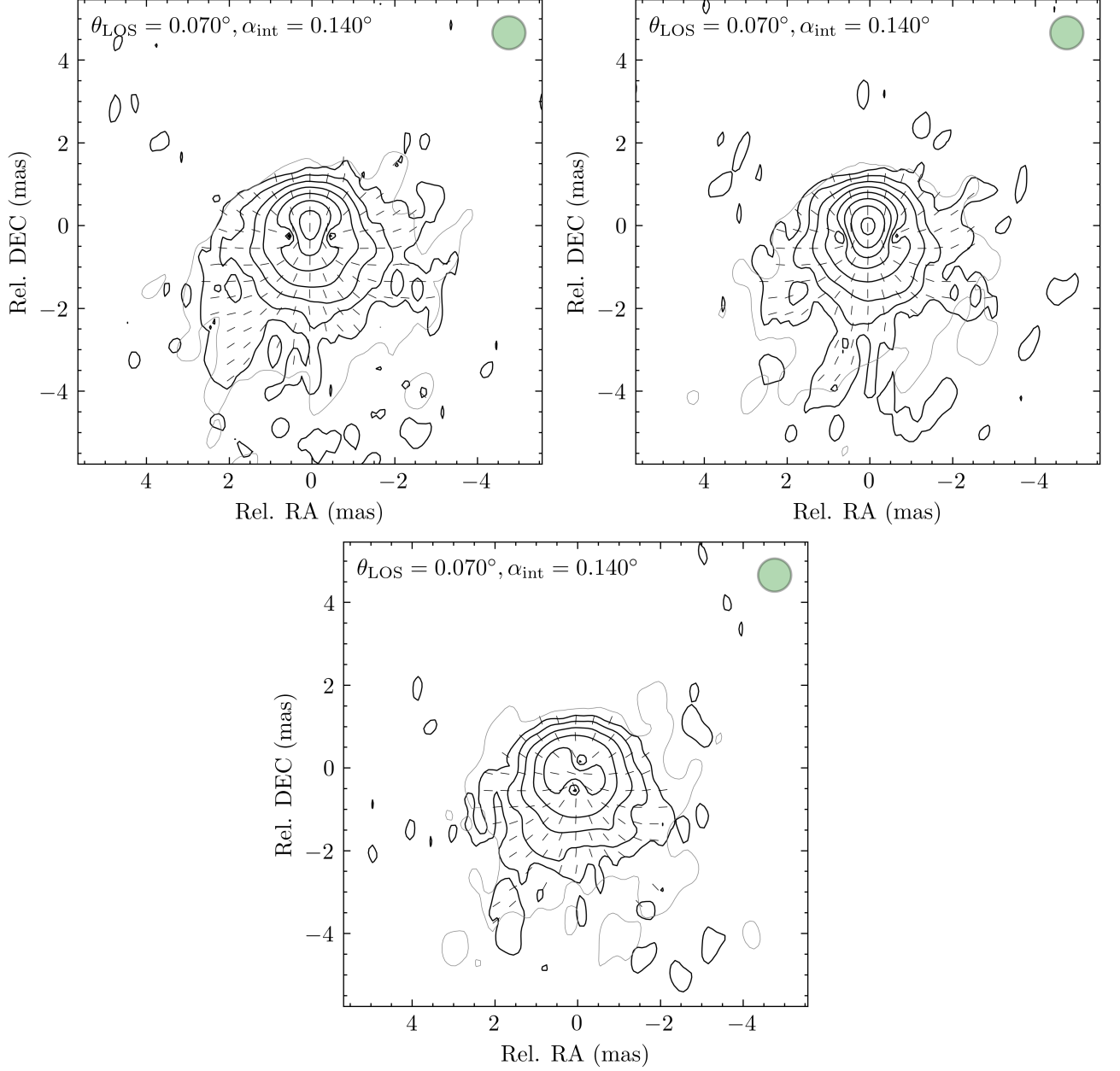


Рис. 8: Сравнение модельных карт для разных гамма-факторов излучающих частиц. Слева направо, сверху вниз: $\gamma = 10, 30, 50$. Симуляции проведены с аналитической моделью струи, pitch-угол спирального магнитного поля $\psi = 85^\circ$, геометрия $\alpha_{\text{int}} = 0.14^\circ$, $\theta_{\text{LOS}} = 0.07^\circ$. Оболочка $a_{\text{sh}} = 0.9$.

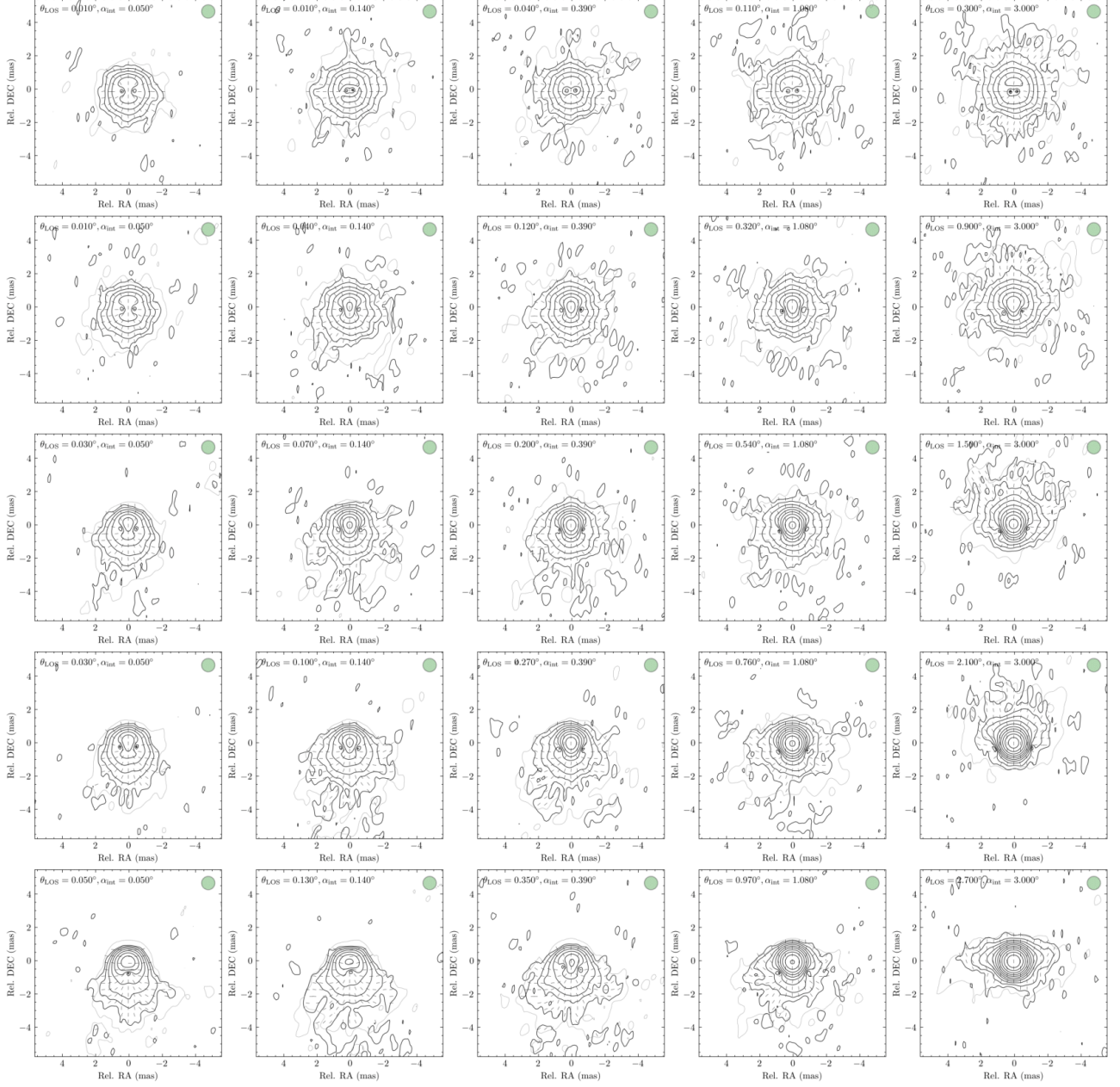


Рис. 9: Сравнение модельных карт с разной геометрией наблюдений. Слева направо: $\alpha_{\text{int}} = 0.05^\circ, 0.14^\circ, 0.39^\circ, 1.08^\circ, 3.0^\circ$. Сверху вниз: $\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}} = 0.1^\circ, 0.3^\circ, 0.5^\circ, 0.7^\circ, 0.9^\circ$. Симуляции проведены с аналитической моделью струи, питч-угол спирального магнитного поля $\psi = 85^\circ$, гамма-фактор частиц $\gamma = 30$. Оболочка $a_{\text{sh}} = 0.9$.

4.5.2 МГД-модель

Общие результаты. Анализ результатов симуляции наблюдений МГД-модели струи показал более разнообразные результаты. Полученные синтетические карты разнятся от совершенно нереалистичных до очень сходных с наблюдательными данными. Это можно легко объяснить: в то время как при симуляциях наблюдений аналитической модели мы обладали полным контролем за конфигурацией струи, в данном случае нам приходилось полагаться на решения уравнений МГД, которые зачастую вели себя непредсказуемо в зависимости от макро-параметров. Нам удалось получить хорошее морфологическое сходство с наблюдениями, однако идеального их воспроизведения добиться не удалось. Вероятно, для этого необходимы дальнейшие исследования. Тем не менее, полученные результаты позволяют сделать несколько значимых выводов о физической структуре наблюдаемого объекта.

Оболочка. Как и в случае аналитической модели, мы получили необходимость введения излучающей оболочки. При всех рассмотренных параметрах модели в случае отсутствия оболочки мы получили доминирование излучения радио-яркого ядра и, как следствие, недостаток излучения в протяжённой области. Более того, в этом и заключается основное несоответствие результатов симуляций и наблюдательных данных – результаты группы MOJAVE содержат обширную относительно тусклую структуру вокруг ядра, которая оказывается подавлена на большинстве синтетических карт.

Предполагаемая толщина оболочки находится в согласии с результатами аналитического моделирования – $a_{sh} \approx 0.9$. Меньшие значения не обеспечивают достаточного подавления радио-яркого ядра, а большие заставляют использовать менее реалистичные параметры струи для достижения требуемого потока на синтетической карте без значимого изменения морфологии карты, что допустимо, но менее вероятно. См. рис. 10, 11.

Плотность плазмы. Из рассмотренных моделей нагрева плазмы струи наименее перспективные результаты показала модель равномерного распределения энергии частиц и магнитного поля. Как и ожидалось, остальные модели, а именно плотность излучающей плазмы, пропорциональная Гольдрайх-Джулиановской плотности, и плотность, пропорциональная полной МГД-плотности, воспроизвели практически одинаковые синтетические карты, различие только на уровне шума. См. рис. 12.

Все три модели успешно воспроизводят морфологию радио-яркого ядра из наблюдательных данных, однако в случае ранораспределения протяжённая область вокруг ядра оказывается сильнее подавлена, что, как указано выше, не соответствует наблюдениям. Подобное поведение легко объясняется: магнитное поле достаточно быстро падает на краях струи, а равномерно распределённая плотность пропорциональна его квадрату. В это же время, например, Гольдрайх-Джулиановская плотность зависит от магнитного поля линейно. В соответствии с этим, во втором случае в удалённых от оси областях джета оказывается больше излучающей плазмы, что и создаёт протяжённую область на карте. Однако на практике, даже этого недостаточно для воспроизведения результатов группы MOJAVE. Возможно, существуют дополнительные механизмы, усиливающие нагрев плазмы на краях подобных струй.

Зависимость от Ω_0 . Как отмечено выше (См. раздел 4.2), в данной МГД-модели структура полей струи зависит всего от четырех параметров: Ψ_{tot} , Ω_0 , σ_M , γ_{in} . Оказывается, что параметр Ω_0 обладает выделенным свойством, что позволяет определить его с большей точностью. Согласно анализу результатов моделирования, от Ω_0 зависит асимметрия источника на итоговой синтетической карте, при чем независимо от остальных трёх

макро-параметров модели. Это ожидаемо, так как физический смысл данного параметра – скорость вращения магнитных силовых линий. В это же время характерные минимумы вблизи радио-яркого ядра позволяют с относительно хорошей точностью определять степень асимметрии изображения. Неочевидным результатом оказывается то, что большие угловые скорости приводят к более симметричным картам, а не наоборот, как могло бы показаться на первый взгляд.

Таким образом можно поставить ограничение на значение Ω_0 – так как реальная карта источника симметрична, то угловая скорость его силовых линий больше, чем таковая, необходимая для возникновения видимых асимметрий. В нашем случае $\Omega_0 \gtrsim 10^{-5}$ Гц. См. рис. 13.

Остальные макро-параметры. Из общих результатов симуляции можно откинуть очевидно неподходящие наборы параметров и таким образом сделать оценки на наиболее вероятные их значения. Получим: $\alpha_{\text{int}} \sim 1^\circ$, $\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}} \approx 0.5 - 0.7$, $\Psi_{\text{tot}} \sim 10^{34}$ Гс·см², $\sigma_M \sim 10 - 20$. γ_{in} слабо влияет на результирующую карту в теоретически предсказанных ограничениях $\gamma_{\text{in}} \approx 1$, поэтому сделать оценку на него в рамках данных симуляций оказывается невозможно.

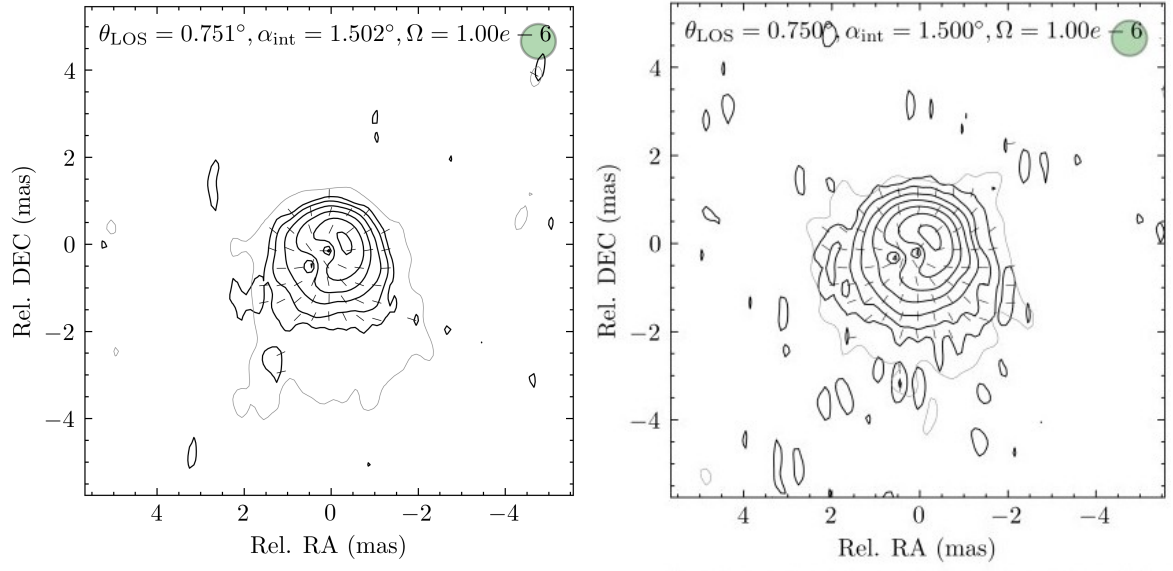


Рис. 10: Сравнение модельных карт с оболочкой и без. Слева карта для модели без оболочки, справа – оболочка $a_{\text{sh}} = 0.9$. Равнораспределение, $\alpha_{\text{int}} = 1.5^\circ$, $\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}} = 0.5$, $\Omega_0 = 10^{-6}$ Гц, $\sigma_M = 10$, $\gamma_{\text{in}} = 1$.

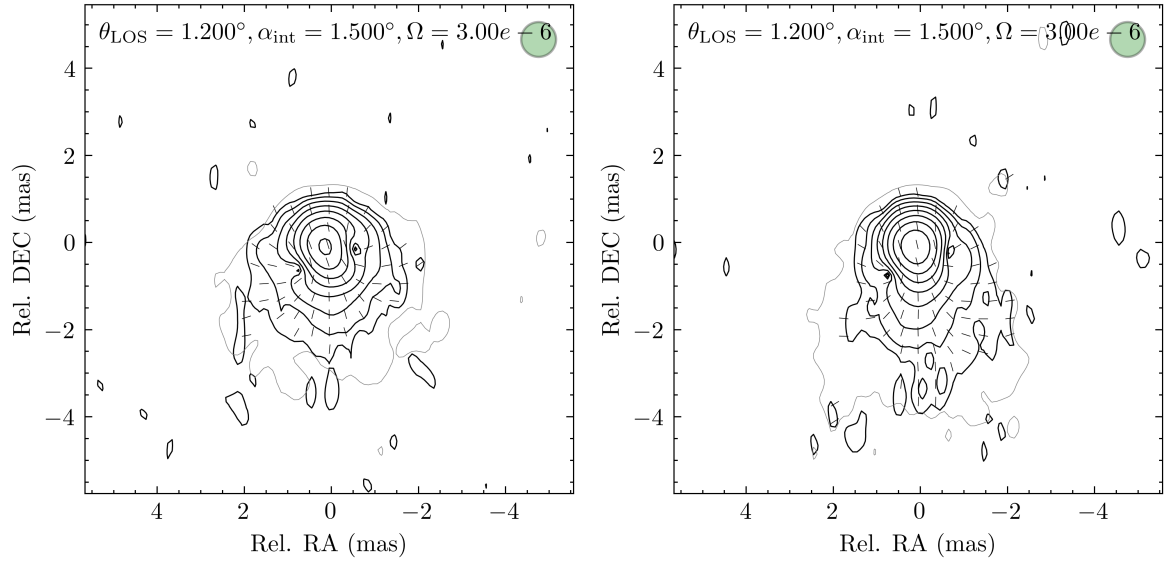


Рис. 11: Сравнение модельных карт с разной оболочкой. Слева карта для модели с оболочкой $a_{\text{sh}} = 0.9$, справа – оболочка $a_{\text{sh}} = 0.7$. Равнораспределение, $\alpha_{\text{int}} = 1.5^\circ$, $\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}} = 0.75$, $\Omega_0 = 3 \cdot 10^{-6}$ Гц, $\sigma_M = 10$, $\gamma_{\text{in}} = 1$.

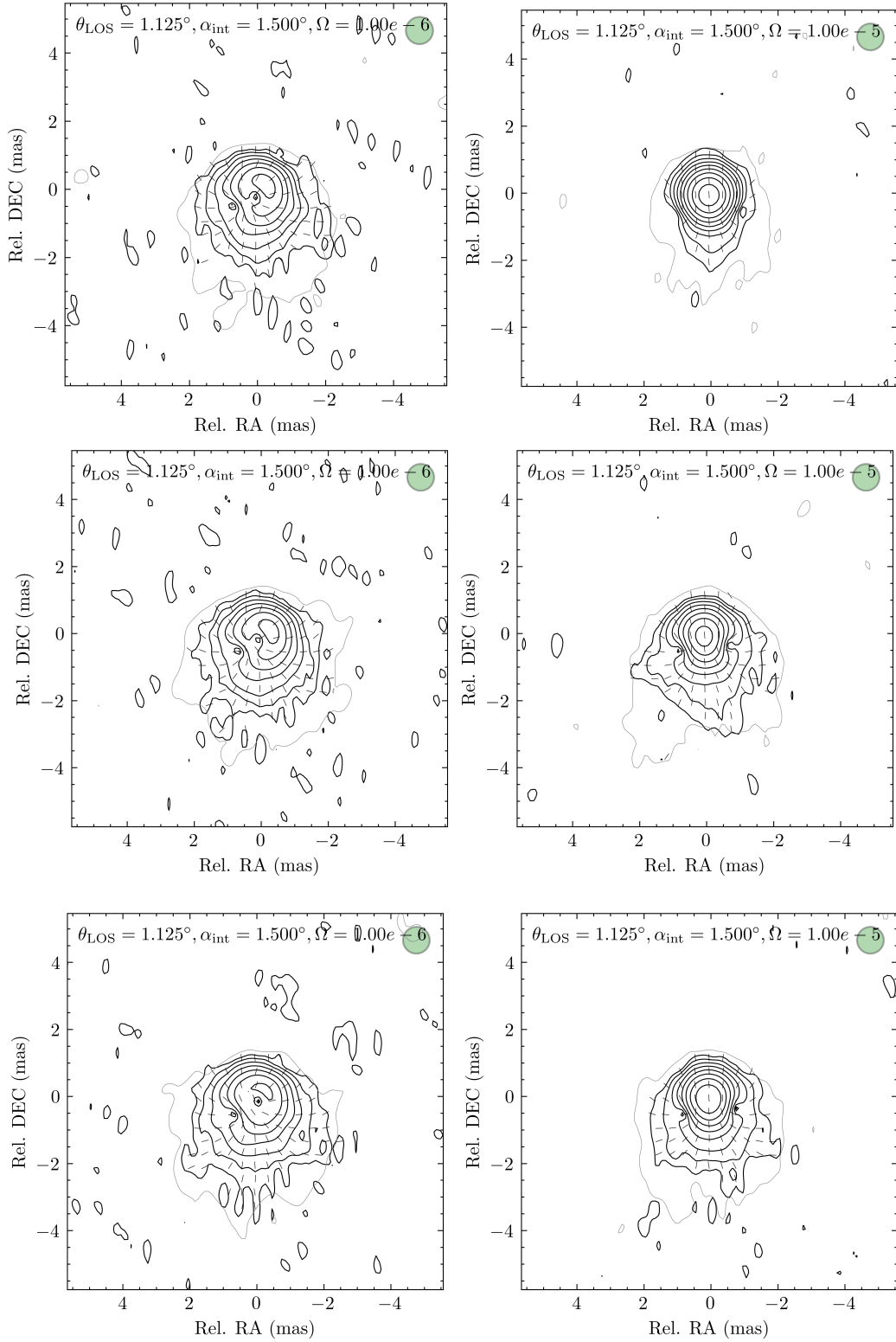


Рис. 12: Сравнение модельных карт с разными моделями нагрева. Сверху – равномерное распределение, по центру – Гольдрайх-Джулиановская плотность, снизу – полная плотность плазмы. $\alpha_{\text{int}} = 1.5^\circ$, $\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}} = 0.75$, $\Psi_{\text{tot}} = 10^{34}$ Гс·см² (не равномерное распределение), $\Omega_0 = 10^{-6}$ Гц (слева), 10^{-5} Гц (справа), $\sigma_M = 10$, $\gamma_{\text{in}} = 1$.

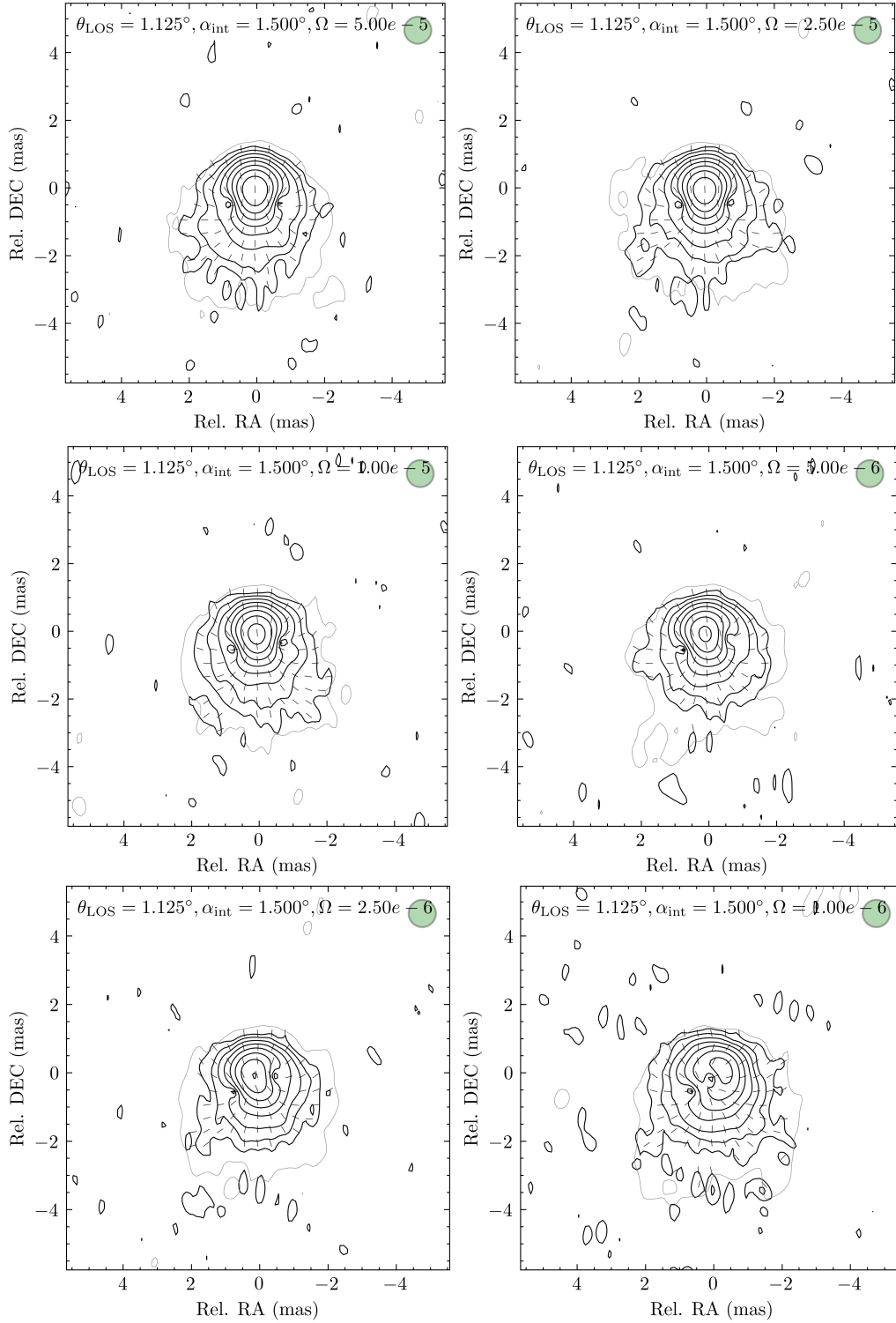


Рис. 13: Сравнение модельных карт для разных Ω_0 . Слева направо, сверху вниз: $\Omega_0 = 5 \cdot 10^{-5}$, $2.5 \cdot 10^{-5}$, 10^{-5} , $5 \cdot 10^{-6}$, $2.5 \cdot 10^{-6}$, 10^{-6} Гц. Равнораспределение, $\alpha_{\text{int}} = 1.5^\circ$, $\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}} = 0.75$, $\sigma_M = 10$, $\gamma_{\text{in}} = 1$.

5 Анализ наблюдений объекта 1652+398

Как упомянуто выше, положение радио-яркого ядра на карте источника зависит от частоты, на которой проводятся наблюдения (см. гл. 1). Анализ данного феномена широко используется для оценки физических условий ускорения и коллимации струй. В рамках данной работы мы проводили подобный анализ для оценки магнитного поля в протяженных регионах выброса. Для этого мы воспользовались известной оценкой величины магнитного поля на расстоянии 1 пк от центральной машины [54]:

$$B_1 \simeq 0.042 \Omega_{rv}^{3/4} (1+z)^{1/2} (1+\beta_{\text{app}}^2)^{1/8} \quad (75)$$

Здесь z – красное смещение источника, β_{app} – видимая скорость выброса (оценивается по многолетнему мониторингу отдельных компонент струи, из-за релятивистских эффектов зачастую превышает скорость света), а Ω_{rv} – так называемая «мера сдвига ядра», определяемая как [40; 54]:

$$\Omega_{rv} = 4.85 \cdot 10^{-9} \frac{\Delta r_{\text{core}, \nu_1 \nu_2} D_L}{(1+z)^2} \frac{\nu_1 \nu_2}{\nu_2 - \nu_1}, \quad [\Omega_{rv}] = \text{пк} \cdot \text{ГГц} \quad (76)$$

где $\Delta r_{\text{core}, \nu_1 \nu_2}$ – относительный сдвиг ядра (в mas) между картами на частотах ν_1, ν_2 (в ГГц), а D_L – фотометрическое расстояние до источника в парсеках ¹.

Определение $\Delta r_{\text{core}, \nu_1 \nu_2}$, несмотря на кажущуюся простоту, сопряжено со значительными сложностями. Дело в том, что при наблюдениях на интерферометре информация об абсолютном направлении на небе утрачивается, поэтому совмещение карт для наблюдений на разных частотах представляет собой отдельную задачу.

5.1 Определение сдвигов ядер

Определение сдвигов ядер подразумевает решение двух отдельных задач: совмещение карт источника на разных частотах и определение положений радио-яркого ядра на каждой из них. Дальнейшие вычисления тривиальны.

Для **определения положений ядер** мы воспользовались функционалом программного пакета Difmap [60]. Сначала по сырым («грязным») данным создавалась модель наблюдаемого источника в соответствии со стандартным алгоритмом очистки данных CLEAN [27; 19] как сумма набора дельта-функций (т. н. CLEAN-компоненты) в фурье-сопряженном к карте пространстве. Далее все CLEAN-компоненты, расположенные вблизи фазового центра изображения, заменялись на одну обобщенную. Здесь мы предполагали, что ядро источника расположено близко к фазовому центру, так как наблюдательные данные центрируются на самый яркий пиксель карты. После осуществлялась повторная корреляция CLEAN-модели с сырыми данными. Считалось, что полученные координаты добавленной ранее обобщенной CLEAN-компоненты совпадают с координатами ядра.

Для **совмещения карт** мы использовали метод двумерной маскированной кросс-корреляции, реализованный в пакете skimage. Ошибочность использования в данном случае немаскированных методов объясняется тем, что в таком случае совмещение карт будет проводиться по ядру, положение которого непостоянно относительно частоты наблюдения. Поэтому мы маскировали область размером 1.5 диаграммы направленности данных вокруг положения ядра (см. предыдущий абзац), а также весь поток вне эллиптической области, вытянутой по усредненному направлению струи от фазового центра карты, для

¹Хоть это и не упомянуто в оригинальных работах [40; 54], вероятно предполагается, что константа в начале выражения измеряется в mas⁻¹.

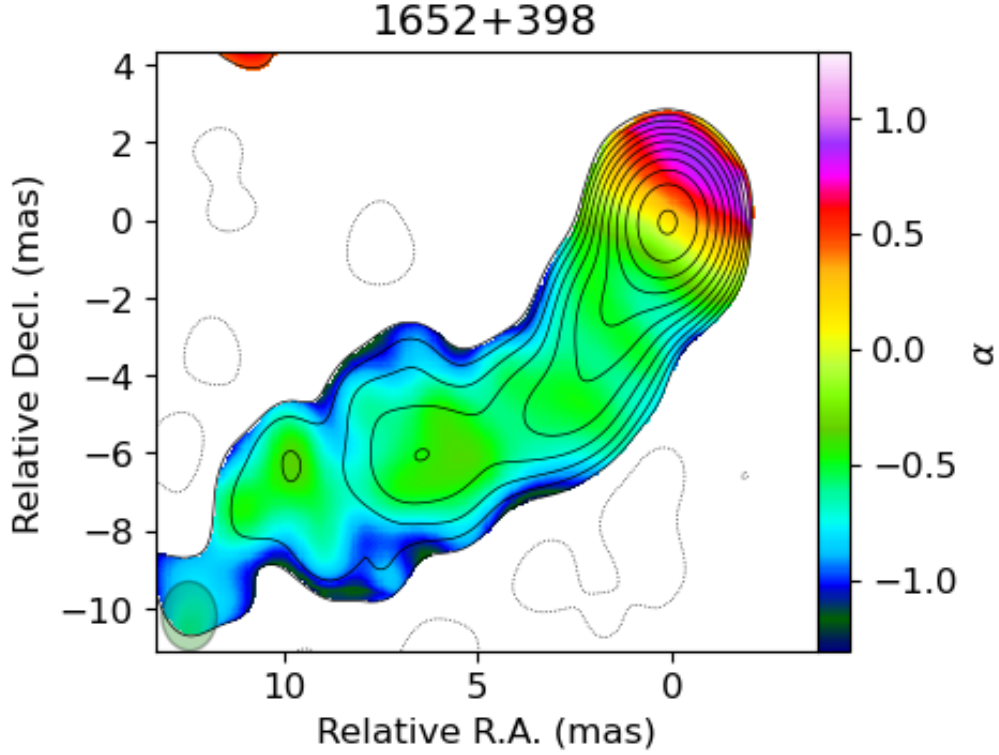


Рис. 14: Карта спектрального индекса струи Mrk 501. Цветовая шкала отображает распределение спектрального индекса, полученного на основе изображений на 6 частотах (4.6 - 23.8 ГГц), наложенное на контуры полной интенсивности на 23.8 ГГц. Контуры начинаются с уровня, соответствующего шестикратному значению шума (6σ) вне источника, и увеличиваются с шагом в два раза.

уменьшения влияния шума. Совмещение карт осуществлялось попарно для наиболее близких частот, что обеспечило максимально возможное совпадение морфологии источника на совмещаемых картах, что увеличило точность процедуры.

В качестве проверки полученных результатов совмещения карт была построена карта спектрального индекса источника. Спектральный индекс α определен как $I \propto \nu^\alpha$, где I – спектральная плотность потока на карте, а ν – частота наблюдений. Мы ожидали увидеть область инвертированного спектра в ядре с плавным переходом к $\alpha \approx -0.5$ в протяженной области в соответствии с ранними результатами (например, Novatta et al. [30]). Карта полностью соответствует ожиданиям (см. рис. 14).

Полученные абсолютные сдвиги ядер по данным на 6 частотах (данные на 43.2 ГГц содержат недостаточно потока за пределами ядра для кросс-корреляции) относительно наибольшей частоты изображены на рис. 15.

5.2 Результат и обсуждение

Определив сдвиги ядер и воспользовавшись выражениями (75) – (76) мы рассчитали магнитное поле на расстоянии 1 пк от центральной машины. Для расчётов принято $\beta_{\text{app}} = 3.3$ [49] и $D_L = 147$ Мпк в соответствии с результатами группы MOJAVE (<https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/sourcepages/1652+398.shtml>). Поле считалось для каждой возможной пары частот. Результат:

$$B_1 \simeq 0.11 \pm 0.05 \text{ Гс.} \quad (77)$$

Результат находится в хорошем согласии с результатами других авторов. Так, Pushkarev et al. [54] оценили аналогичное значение, пользуясь менее точными данными, и получили

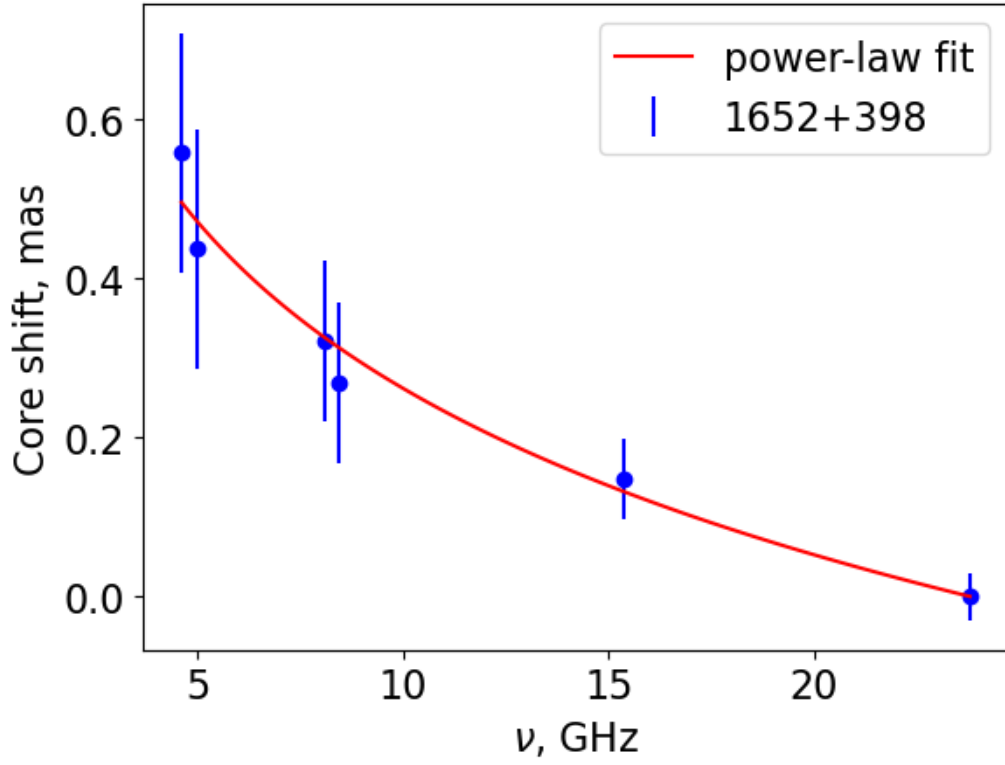


Рис. 15: Сдвиг ядра в зависимости от частоты, определенный методом двумерной мас-кированной кросс-корреляции. Аппроксимация степенным законом вида $r_{core} = a(\nu^{-1/k} - 43.2^{-1/k})$ показана красной кривой.

$B_1 \sim 0.1$ Гс. Также можно отметить хорошее согласие результата с анализом наблюдений источника 1424+240. Предполагая коническую геометрию струи с углом раскрыва $\alpha_{int} \sim 1^\circ$, мы получим полный магнитный поток в струе $\Psi_{tot} \sim 10^{33}$, что демонстрирует схожесть физических процессов, происходящих в этих системах, и подкрепляет полученные результаты.

6 Заключение

В данной работе исследуются физические условия в релятивистских струях блазаров на масштабах парсек из РСДБ-наблюдений и моделирований. С помощью численных симуляций нам удалось воспроизвести морфологию наблюдательных РСДБ-карт лацертиды 1424+240 и, исходя из этого, оценить ряд физических параметров:

1. В большей части струи объекта доминируют тороидальные магнитные поля.
2. Излучение из центральных, близких к оси струи областей должно быть подавлено, либо в данных областях присутствует относительно мало излучающей плазмы.
3. Существует переходная угловая скорость сращения полей в струе, после которой карта источника приобретает значительную ассиметрию. Отсюда можно сделать оценку на угловую скорость объекта: $\Omega_0 \gtrsim 10^{-5}$ Гц.
4. Плотность излучающей плазмы в объекте, вероятно, пропорциональна полной её плотности.
5. Можно сделать оценки на другие макро-параметры струи: $\alpha_{\text{int}} \sim 1^\circ$, $\theta_{\text{LOS}}/\alpha_{\text{int}} \approx 0.5 - 0.7$, $\Psi_{\text{tot}} \sim 10^{34}$ Гс·см², $\sigma_M \sim 10 - 20$.

Также мы исследовали зависимость положения ядра от частоты наблюдений лацертиды 1652+398 и оценили магнитное поле в её струе на расстоянии 1 пк от центральной машины: $B_1 \simeq 0.11 \pm 0.05$ Гс, что по порядку величины совпадает с аналогичным параметром для 1424+240.

Список литературы

- [1] Algaba, J. C., Nakamura, M., Asada, K., and Lee, S. S. (2017). Resolving the Geometry of the Innermost Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei. *Astrophys. J*, 834:65.
- [2] Beskin, V. S. (1997). Axisymmetric stationary flows in compact astrophysical objects. *Physics-Uspekhi*, 40(7):659.
- [3] Beskin, V. S., Chernoglazov, A. V., Kiselev, A. M., and Nokhrina, E. E. (2017). On the internal structure of relativistic jets collimated by ambient gas pressure. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 472(4):3971–3978.
- [4] Beskin, V. S., Khalilov, T. I., Nokhrina, E. E., Pashchenko, I. N., and Kravchenko, E. V. (2024). On the M87 jet structure near the central engine. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 528(4):6046–6055.
- [5] Beskin, V. S., Kniazev, F. A., and Chatterjee, K. (2023). On the internal structure of relativistic jets with zero velocity along the axis. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 524(3):4012–4018.
- [6] Beskin, V. S. and Malyskin, L. M. (2000a). On the Internal Structure of Relativistic Jets. *Astronomy Letters*, 26(4):208–218.
- [7] Beskin, V. S. and Malyskin, L. M. (2000b). On the Internal Structure of Relativistic Jets. *Astronomy Letters*, 26(4):208–218.
- [8] Beskin, V. S. and Nokhrina, E. E. (2006). The effective acceleration of plasma outflow in the paraboloidal magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367(1):375–386.
- [9] Blandford, R., Meier, D., and Readhead, A. (2019). Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei. *Annu. Rev. Astron Astrophys*, 57:467–509.
- [10] Blandford, R. D. and Payne, D. G. (1982). Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 199:883–903.
- [11] 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.
- [12] Boccardi, B., Perucho, M., Casadio, C., Grandi, P., Macconi, D., Torresi, E., Pellegrini, S., Krichbaum, T. P., Kadler, M., Giovannini, G., Karamanavis, V., Ricci, L., Madika, E., Bach, U., Ros, E., Giroletti, M., and Zensus, J. A. (2021). Jet collimation in NGC 315 and other nearby AGN. *Astron. Astrophys*, 647:A67.
- [13] Briggs, D. S. (1995). *High fidelity deconvolution of moderately resolved sources*. PhD thesis, New Mexico Institute of Mining and Technology.
- [14] Britzen, S., Krishna, G., Kun, E., Olivares, H., Pashchenko, I., Jaron, F., González, J. B., and Paneque, D. (2023). Detection of a Peculiar Drift in the Nuclear Radio Jet of the TeV Blazar Markarian 501. *Universe*, 9(3):115.
- [15] Broderick, A. E. and McKinney, J. C. (2010). Parsec-scale Faraday Rotation Measures from General Relativistic Magnetohydrodynamic Simulations of Active Galactic Nucleus Jets. *Astrophys. J*, 725(1):750–773.

- [16] Bruni, G., Gómez, J. L., Vega-García, L., Lobanov, A. P., Fuentes, A., Savolainen, T., Kovalev, Y. Y., Perucho, M., Martí, J. M., Anderson, J. M., Edwards, P. G., Gurvits, L. I., Lisakov, M. M., Pushkarev, A. B., Sokolovsky, K. V., and Zensus, J. A. (2021). RadioAstron reveals a spine-sheath jet structure in 3C 273. *Astron. Astrophys*, 654:A27.
- [17] Burbidge, G. R. (1956). On Synchrotron Radiation from Messier 87. *Astrophys. J*, 124:416.
- [18] Camenzind, M. (1986). Hydromagnetic flows from rapidly rotating compact objects. I - Cold relativistic flows from rapid rotators. *Astron. Astrophys*, 162(1-2):32–44.
- [19] Clark, B. G. (1980). An efficient implementation of the algorithm 'CLEAN'. *Astron. Astrophys*, 89(3):377.
- [20] Clausen-Brown, E., Lyutikov, M., and Kharb, P. (2011). Signatures of large-scale magnetic fields in active galactic nuclei jets: transverse asymmetries. *MNRAS*, 415(3):2081–2092.
- [21] Croke, S. M., O’Sullivan, S. P., and Gabuzda, D. C. (2010). The parsec-scale distributions of intensity, linear polarization and Faraday rotation in the core and jet of Mrk501 at 8.4-1.6 GHz. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 402(1):259–270.
- [22] Frolova, V. A., Nokhrina, E. E., and Pashchenko, I. N. (2023). Synchrotron intensity plots from a relativistic stratified jet. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 523(1):887–906.
- [23] Gelles, Z., Chael, A., and Quataert, E. (2025). Signatures of black hole spin and plasma acceleration in jet polarimetry. *The Astrophysical Journal*, 981(2):204.
- [24] Giroletti, M., Giovannini, G., Cotton, W. D., Taylor, G. B., Pérez-Torres, M. A., Chiaberge, M., and Edwards, P. G. (2008). The jet of Markarian 501 from millions of Schwarzschild radii down to a few hundreds. *Astron. Astrophys*, 488(3):905–914.
- [25] Goldreich, P. and Julian, W. H. (1969). Pulsar Electrodynamics. *Astrophys. J*, 157:869.
- [26] Heyvaerts, J. and Norman, C. (1989). The Collimation of Magnetized Winds. *Astrophys. J*, 347:1055.
- [27] Högbom, J. A. (1974). Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *Astron. Astrophys. Rev*, 15:417.
- [28] Homan, D. C., Cohen, M. H., Hovatta, T., Kellermann, K. I., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., Popkov, A. V., Pushkarev, A. B., Ros, E., and Savolainen, T. (2021). MOJAVE. XIX. Brightness Temperatures and Intrinsic Properties of Blazar Jets. *Astrophys. J*, 923(1):67.
- [29] Homan, D. C., Roth, J. S., and Pushkarev, A. B. (2024). Residual Entropy as a Diagnostic and Stopping Metric for CLEAN. *Astron. J*, 167(1):11.
- [30] Hovatta, T., Aller, M. F., Aller, H. D., Clausen-Brown, E., Homan, D. C., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., Pushkarev, A. B., and Savolainen, T. (2014). MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XI. Spectral Distributions. *Astron. J*, 147(6):143.
- [31] IceCube Collaboration (2022). Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068. *Science*, 378(6619):538–543.
- [32] Jones, T. W. and O’Dell, S. L. (1977). Transfer of polarized radiation in self-absorbed synchrotron sources. I. Results for a homogeneous source. *Astrophys. J*, 214:522–539.

- [33] Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., Gomez, J. L., Homan, D. C., Lister, M. L., Livingston, J. D., Pashchenko, I. N., Plavin, A. V., Savolainen, T., and Troitsky, S. V. (2025). Looking into the Jet Cone of the Neutrino-Associated Very High Energy Blazar PKS 1424+240. *arXiv e-prints*, page arXiv:2504.09287.
- [34] Kravchenko, E. V., Pashchenko, I. N., Homan, D. C., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., Pushkarev, A. B., Ros, E., and Savolainen, T. (2025). MOJAVE - XXII. Brightness temperature distributions and geometric profiles along parsec-scale active galactic nucleus jets. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 538(3):2008–2030.
- [35] Laing, R. A. (1981). Magnetic fields in extragalactic radio sources. *Astrophys. J*, 248:87–104.
- [36] 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. *Astrophys. J*, 910(1):35.
- [37] 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.
- [38] Lister, M. L., Homan, D. C., Kellermann, K. I., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., Ros, E., and Savolainen, T. (2021a). Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies. *Astrophys. J*, 923(1):30.
- [39] Lister, M. L., Homan, D. C., Kellermann, K. I., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., Ros, E., and Savolainen, T. (2021b). Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies. *Astrophys. J*, 923(1):30.
- [40] Lobanov, A. P. (1998). Ultracompact jets in active galactic nuclei. *Astron. Astrophys*, 330:79–89.
- [41] Murphy, E., Cawthorne, T. V., and Gabuzda, D. C. (2013). Analysing the transverse structure of the relativistic jets of active galactic nuclei. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 430(3):1504–1515.
- [42] Narayan, R. and Fabian, A. C. (2011). Bondi flow from a slowly rotating hot atmosphere. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 415:3721–3730.
- [43] Nokhrina, E. E. (2024). On the possible core shift break in relativistic jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 535(3):2687–2696.
- [44] Nokhrina, E. E., Beskin, V. S., Kovalev, Y. Y., and Zheltoukhov, A. A. (2015). Intrinsic physical conditions and structure of relativistic jets in active galactic nuclei. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 447(3):2726–2737.
- [45] Nokhrina, E. E. and Pushkarev, A. B. (2024). Core shift in parabolic accelerating jets. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 528(2):2523–2532.
- [46] Park, J., Hada, K., Kino, M., Nakamura, M., Ro, H., and Trippe, S. (2019). Faraday Rotation in the Jet of M87 inside the Bondi Radius: Indication of Winds from Hot Accretion Flows Confining the Relativistic Jet. *Astrophys. J*, 871(2):257.

- [47] Pashchenko, I. N., Kravchenko, E. V., Nokhrina, E. E., and Nikonov, A. S. (2023). CLEAN imaging systematics of M87 radio jet. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 523(1):1247–1267.
- [48] Pelletier, G. and Pudritz, R. E. (1992). Hydromagnetic Disk Winds in Young Stellar Objects and Active Galactic Nuclei. *Astrophys. J*, 394:117.
- [49] Piner, B. G., Pant, N., Edwards, P. G., and Wiik, K. (2009). Significant Limb-Brightening in the Inner Parsec of Markarian 501. *Astrophys. J*, 690(1):L31–L34.
- [50] 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. (2023a). MOJAVE - XX. Persistent linear polarization structure in parsec-scale AGN jets. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 520(4):6053–6069.
- [51] 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. (2023b). MOJAVE - XX. Persistent linear polarization structure in parsec-scale AGN jets. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 520(4):6053–6069.
- [52] 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. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 520(4):6053–6069.
- [53] Pushkarev, A. B., Gabuzda, D. C., Vetukhnovskaya, Y. N., and Yakimov, V. E. (2005). Spine-sheath polarization structures in four active galactic nuclei jets. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 356(3):859–871.
- [54] Pushkarev, A. B., Hovatta, T., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., Lobanov, A. P., Savolainen, T., and Zensus, J. A. (2012). MOJAVE: Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments. IX. Nuclear opacity. *Astron. Astrophys*, 545:A113.
- [55] Pushkarev, A. B., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., and Savolainen, T. (2017). MOJAVE - XIV. Shapes and opening angles of AGN jets. *MNRAS*, 468(4):4992–5003.
- [56] 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).
- [57] Quataert, E. and Narayan, R. (2000). The Cooling Flow to Accretion Flow Transition. *Astrophys. J*, 528:236–242.
- [58] Sazonov, V. N. (1969). Generation and Transfer of Polarized Synchrotron Radiation. *Soviet Astronomy*, 13:396.
- [59] Schäling, B. (2011). *The Boost C++ Libraries*. XML Press, USA.
- [60] Shepherd, M. C., Pearson, T. J., and Taylor, G. B. (1994). DIFMAP: an interactive program for synthesis imaging. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 26, pages 987–989.
- [61] Takahashi, K., Toma, K., Kino, M., Nakamura, M., and Hada, K. (2018). Fast-spinning black holes inferred from symmetrically limb-brightened radio jets. *The Astrophysical Journal*, 868(2):82.

- [62] Tchekhovskoy, A., McKinney, J. C., and Narayan, R. (2008). Simulations of ultrarelativistic magnetodynamic jets from gamma-ray burst engines. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 388(2):551–572.
- [63] Todorov, R. V., Kravchenko, E. V., Pashchenko, I. N., and Pushkarev, A. B. (2023). Simulations of Linear Polarization of Precessing AGN Jets at Parsec Scales. *Astronomy Reports*, 67(12):1275–1285.
- [64] Woo, J.-H. and Urry, C. M. (2002). Active Galactic Nucleus Black Hole Masses and Bolometric Luminosities. *Astrophys. J*, 579(2):530–544.
- [65] 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. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 436(4):3341–3356.
- [66] 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. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 523(3):3615–3628.