

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет
Кафедра экспериментальной астрономии

**Поляризационная структура активного
галактического ядра 1749+701 на парсековых
масштабах**

Курсовая работа
студента 436 группы
Лисакова М.М.
Научный руководитель
к. ф-м. н. D.C. Gabuzda
Рецензент
к. ф-м. н.
Рудницкий Г.М.

Москва 2007

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена изучению структуры полной интенсивности и линейной поляризации, распределения спектрального индекса, степени поляризации и меры вращения источника 1749+701. Данный источник является лацертидой - объектом типа BL Lacertae. Основной загадкой лацертид (и других активных ядер) является механизм ускорения частиц до релятивистских скоростей. Как и для любой астрофизической задачи, к решению этой можно подходить двумя различными способами: либо всесторонне, максимально подробно, изучать один объект, либо изучать группу объектов с какой-то одной стороны. В нашем случае был выбран первый способ. Объекты типа BL Lacertae - это активные галактические ядра, характеризующиеся наличием крайне слабого (а часто и полным отсутствием) излучения в линиях, нетепловым плоским спектром, высокой степенью линейной поляризации, а также сильной (до $4 - 5^m$) и быстрой переменностью во всех диапазонах на временных шкалах от часов до нескольких месяцев или лет. При этом среднее характерное время переменности лацертид меньше, чем у квазаров. При наблюдениях в оптическом диапазоне, особенно на короткофокусных телескопах, объекты не разрешаются. Их типичная звездная величина $M = 16 - 19^m$. Красные смещения лацертид лежат в диапазоне $0.02 - 1.3$, то есть значительно ближе, чем квазары, среднее значение которых составляет $z = 2.5$. Для некоторых лацертид были обнаружены хозяйские галактики, которые в большинстве случаев являются эллиптическими, находящимися вблизи яркого конца распределения светимости нормальных эллиптических галактик. В радиодиапазоне, при разрешении в секунды дуги, объекты имеют, как правило, структуру, состоящую из слабой протяженной области, окружающей яркое неразрешенное ядро. По классификации Фанарева-Рейли, внегалактические радиоисточники делятся по морфологии и полной мощности излучения на частоте 178 МГц относительно характерного значения $P = 10^{25.7}$ Вт/Гц на два класса. Объекты FRI имеют мощности ниже данного значения, а FRII - выше. FRI источники характеризуются диффузными, слабовыраженными протяжёнными компонентами с наиболее яркими областями вблизи ядра. FRII обычно имеют двусторонние джеты, учащающиеся к краю. В большинстве случаев лацертиды принадлежат классу FRI и по мощности излучения, и по морфологии. На РСДБ-масштабах (миллисекунды) многие из них разрешаются на характерную структуру "ядро-джет" с односторонним выбросом.

Наиболее общепринятая интерпретация состоит в том, что это струи релятивистской плазмы, выбрасываемые в двух противоположных направлениях, ближняя из которых составляет малый угол с лучом зрения. Таким образом, приближающийся к наблюдателю выброс испытывает уярение из-за эффекта Доплера, а удаляющийся контрывброс - наоборот. Если предположить, что излучающие области состоят из неразрешённых источников и двигаются в противоположных направлениях под углами ϕ и $\pi + \phi$ к лучу зрения, то отношение потоков от них будет [10]:

$$\frac{F_{\text{прибл}}}{F_{\text{удал}}} = \left(\frac{1 + \beta \cos \phi}{1 - \beta \cos \phi} \right)^{2-\alpha},$$

где α - показатель спектра ($F \sim \nu^\alpha$), а $\beta = \frac{v}{c}$. Из-за недостаточного динамического диапазона получаемых карт контруджет, как правило, не наблюдается. Отождествление компактных компонент в выбросе при наблюдениях на нескольких эпохах позволяет получить информацию о видимой линейной скорости их движения, которая обычно оказывается сверхсветовой. Это чисто геометрический эффект, имеющий место в случае релятивистского движения плазмы в джете, ориентированном под малым углом к лучу зрения. При этом типичные значения сверхсветовых скоростей движения джет - компонентов лацертид ($\sim 4c$) систематически ниже, чем скорости, характерные для квазаров ($\sim 7c$). При поляризационно-чувствительных РСДБ - наблюдениях у многих лацертид обнаруживается линейная поляризация в ядре и в джете. Степень поляризации компонентов джета может достигать 60-70%, с типичным значением 5-15%, что свидетельствует о том, что оптическая толщина в джете мала [1]. Итак, к характерным особенностям лацертид можно отнести:

- нетепловой спектр
- морфология и светимость, как у FRI
- слабые, либо вовсе отсутствующие линии излучения
- малый (до 10°) наклон джета к лучу зрения
- быстрая и сильная переменность
- высокая степень поляризации

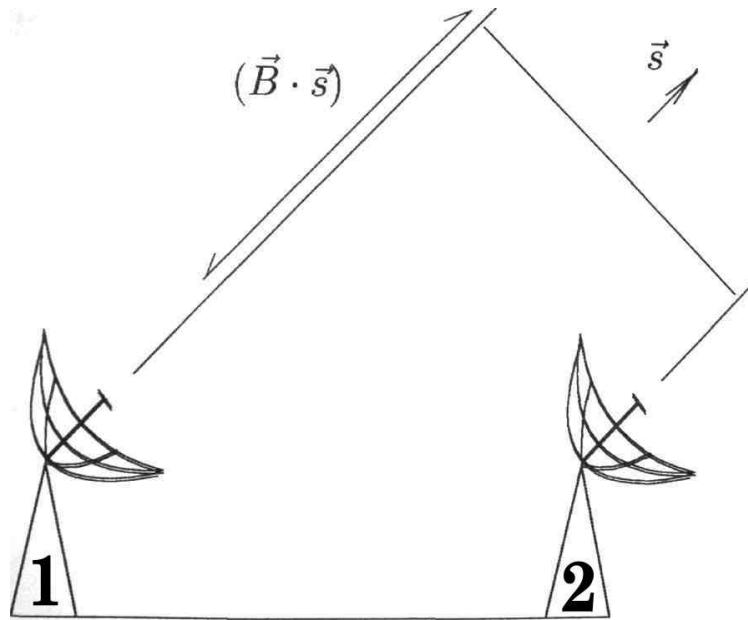


Рис. 1. Двухэлементный интерферометр

2. МЕТОД РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ СО СВЕРХДЛИННЫМИ БАЗАМИ

Метод РСДБ является развитием идеи метода апертурного синтеза, в котором при помощи системы соответствующим образом связанных антенн достигается угловое разрешение порядка обратного расстояния между антеннами (базы), выраженного в длинах волн, на которых проводятся наблюдения. Использование независимых гетеродинов позволило увеличить это расстояние до межконтинентального, а угловое разрешение - до десятых миллисекунды дуги.

2.1. Основные принципы получения радиоизображения с помощью РСДБ

В основе метода лежит принцип действия простого двухэлементного интерферометра, который измеряет одну Фурье-компоненту пространственного распределения радиояркости. Пусть две идентичные антенны направлены на точечный источник на небе (см. рис.1). Напряжения на выходе антенн:

$$v_1 \sim E \cos \omega t \quad (1)$$

$$v_2 \sim E \cos \omega(t - \tau) \quad (2)$$

Здесь $\tau = (\mathbf{B} \cdot \mathbf{s})/c$ - геометрическая задержка - время запаздывания приходящего к антенне 1 волнового фронта излучения источника относительно момента прихода к антенне 2, \mathbf{B} - вектор базы, \mathbf{s} единичный вектор направления на источник. Корелляция выходных сигналов с двух антенн:

$$\begin{aligned} < v_1 v_2 > &\sim < E^2 \cos \omega t \cos \omega(t - \tau) > = \\ &= < E^2 \cos^2 \omega t \cos \omega(t - \tau) + E^2 \cos \omega t \sin \omega t \sin \omega \tau > \sim E^2 \cos \omega \tau, \end{aligned} \quad (3)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по времени. Т.к. $E^2 \sim I$ - плотности потока, то в итоге получим:

$$< v_1 v_2 > \sim I \cos(2\pi \mathbf{B} \cdot \mathbf{s}), \quad (4)$$

где \mathbf{B} выражен в длинах волн. В случае пространственно некогерентного протяжённого источника выберем вектор \mathbf{s} указывающим на фазовый центр, а в плоскости неба введём вектор \mathbf{a} , направленный от фазового центра к текущей точке. Интегрируя по всем точкам источника получим:

$$< v_1 v_2 > \sim \int I(\mathbf{a}) \cos(2\pi \mathbf{B} \cdot (\mathbf{s} + \mathbf{a})) d\mathbf{a}. \quad (5)$$

Тогда, определяя комплексную функцию видности, как фурье-преобразование пространственного распределения радиояркости,

$$\nu(\mathbf{B}) \equiv \int I(\mathbf{a}) e^{i2\pi \mathbf{B} \cdot \mathbf{a}} d\mathbf{a}, \quad (6)$$

$$I(\mathbf{a}) = \int \nu(\mathbf{B}) e^{-i2\pi \mathbf{B} \cdot \mathbf{a}} d\mathbf{B}, \quad (7)$$

можем записать сигнал на выходе кореллятора в комплексной форме:

$$< v_1 v_2^* > \sim \int I(\mathbf{a}) e^{i2\pi \mathbf{B} \cdot (\mathbf{s} + \mathbf{a})} d\mathbf{a} \sim \nu e^{i2\pi \mathbf{B} \cdot \mathbf{s}}, \quad (8)$$

Считая, что источник имеет малые угловые размеры, введём декартову систему координат (x, y) в плоскости неба. Разложим вектор \mathbf{B} на компоненты u, v, w , где $w \parallel \mathbf{s}$, а $u, v \perp \mathbf{s}$, причём v направлена к северу, а u - к востоку. Тогда произведение $\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}$ можно записать, как $ux + vy$, а выражения (6), (7) - в виде:

$$\nu(u, v) = \int I(x, y) e^{i2\pi(ux+vy)} dx dy, \quad (9)$$

$$I(x, y) = \int \nu(u, v) e^{-i2\pi(ux+vy)} du dv \quad (10)$$

Эти соотношения являются основой при построении изображений источников методом апертурного синтеза.

2.2. Построение радиокарт источников

2.2.1. Первичная калибровка

Калибровка - неотъемлемый процесс обработки РСДБ-наблюдений. Для получения карт распределения яркости, при построении поляризационных карт, при спектральных наблюдениях производится калибровка функции видности, т.е. ее амплитуды и фазы. Самой целью калибровки является учет воздействия на измерения различных факторов. Эти факторы в основном зависят от отдельных антенн или антенных пар, поэтому поправки должны быть внесены в значения функции видности до того, как они будут преобразованы в карту. Различают несколько этапов калибровки. Одна из стадий процедуры калибровки - калибровка амплитуды, т.е. преобразование коэффициентов корреляций в единицы потока (Ян). Эта калибровка включает в себя введение следующих поправок:

- учет постоянной компоненты атмосферного поглощения излучения как функции зенитного угла.
- учет зависимости коэффициентов усиления антенны от зенитного угла
- учет изменения шумовой температуры системы, приводящей к изменению коэффициента усиления.

Другая стадия - это предварительная калибровка фазы. Если, как обычно, данные записываются в нескольких частотных каналах необходимо определить и учесть инструментальные фазовые сдвиги между каналами. Далее, после выравнивания фаз, находятся решения для остаточных задержек, оставшихся в фазах из-за неполного учета слагаемого $\cdot \mathbf{s}$, т.е. малых неточностей в координатах антенн и источника. После этой стадии калибровки можно начинать процесс картографирования.

2.2.2. Процедура гибридного картографирования

Как было показано в предыдущем параграфе, радиоизображение источника может быть получено на основе данных измерений функции видности. Это изображение, однако, не будет обладать высоким качеством, поскольку измеряемые значения функции

видности имеют два принципиальных недостатка, которые ограничивают точность синтезируемых карт. К ним относятся неполное заполнение UV-плоскости и остаточные ошибки фаз и амплитуд измерений. Первая проблема решается применением алгоритма CLEAN, вторая - методом замкнутых фаз/амплитуд и самокалибровки, что дает возможность существенно улучшить качество изображения.

2.2.3. Алгоритм CLEAN

При РСДБ-наблюдениях из-за неполного заполнения UV-плоскости синтезированная диаграмма направленности имеет боковые, лепестки, которые вносят ложную структуру при построении карты и сильно ограничивают ее динамический диапазон. Существует ряд методов обработки, позволяющих существенно улучшить качество синтезируемого изображения. Одним из таких методов является алгоритм чистки (CLEAN), разработанный Хегбомом [2]. Сам алгоритм был задуман как средство, предназначенное для уменьшения эффекта ограниченности заполнения UV-плоскости при картографировании и представляет собой процесс численного обращения свертки. Уравнение свертки имеет вид

$$B_0(\epsilon, \eta) = B(\epsilon, \eta) * b_0(\epsilon, \eta), \quad (11)$$

где наблюдаемая яркость $B_0(\epsilon, \eta)$ может рассматриваться, как истинная яркость $B(\epsilon, \eta)$ свернутая с синтезированной диаграммой направленности $b_0(\epsilon, \eta)$. Задача сводится к нахождению $B(\epsilon, \eta)$ по известным (измеряемым) $B_0(\epsilon, \eta)$ и $b(\epsilon, \eta)$. Брейсуэлл и Робертс [3] указали, что существует бесконечное число решений уравнения свертки, поскольку существует возможность произвольного выбора значений функции видности во вневыворочных областях UV-плоскости. Таким образом, желательна такая процедура, которая позволяла бы функции видности в неизмеренных точках принимать значения, соответствующие наиболее разумным распределениям яркости без добавления произвольных и, следовательно, ошибочных деталей. Алгоритм CLEAN как раз и представляет собой одну из наиболее успешных процедур такого рода. Суть метода состоит в разбиении распределения яркости на отклик от точечных источников, а затем замену каждого из них на отклик "чистого" луча, т.е. диаграммы без боковых лепестков. Алгоритм работает по следующей схеме:

1. нахождение на "грязной" карте (т.е. на преобразовании Фурье функции видности) точки с максимальной яркостью;
2. вычитание из грязной карты отклика на точечный источник, включая полную с боковыми лепестками диаграмму направленности, с центром в выбранной точке, умноженную на фактор < 1 (типичное значение 0.1);
3. возврат к пункту 1 и повторение итераций до тех пор, пока все значительные элементы структуры источника не будут удалены с карты;
4. добавление удаленных компонент в виде откликов на диаграмму без боковых лепестков (круговая функция Гаусса, соответствующая центральному лепестку) к оставшемуся распределению яркости с целью получения новой "чистой" карты.

Теоретическое обоснование алгоритма чистки затруднено, поскольку он требует решения так называемой некорректной задачи. Ряд важных результатов получен Шварцем [4], который указал, что для условия сходимости алгоритма чистки необходимо, чтобы диаграмма была симметричной и положительной.

2.2.4. Метод замкнутых фаз и самокалибровки

Алгоритм чистки предназначен в основном для компенсации ограниченности заполнения UV-плоскости. Рассмотрим теперь методы для получения наилучшего восстановления данных о функции видности при неточной информации о ее фазе и, в меньшей степени, об амплитуде. Неопределенность в фазе в основном возникает из-за влияния атмосферы и ионосферы, а также из-за наличия инструментальных набегов фазы, которую принципиально нельзя откалибровать. Эта проблема может быть решена с помощью метода замкнутых фаз [5]. Выход коррелятора для пары антенн А и В после первичной калибровки может быть записан в виде

$$r_{AB} = G_A G_B^* \nu_{AB}, \quad (12)$$

где $G = g e^{i\Phi}$ - комплексные коэффициенты усиления индивидуальных антенн, ν_{AB} - функция видности базы АВ. Представляя аргументы экспоненциальных членов $r_{AB}, G_A, G_B, \nu_{AB}$ через $\Phi_{r_{AB}}, \Phi_{G_A}, \Phi_{G_B}, \Phi_{\nu_{AB}}$, можно записать:

$$\Phi_{r_{AB}} = \Phi_{G_A} - \Phi_{G_B} + \Phi_{\nu_{AB}}, \quad (13)$$

где $\Phi_{r_{AB}}$ - наблюдаемая фаза, $\Phi_{\nu_{AB}}$ - истинная фаза, Φ_{G_A}, Φ_{G_B} - неизвестные фазы коэффициентов усиления. Для конфигурации из трех антенн А, В, С соотношение замыкания фаз имеет вид:

$$\Phi_{r_{AB}} + \Phi_{r_{BC}} + \Phi_{r_{CA}} = \Phi_{\nu_{AB}} + \Phi_{\nu_{BC}} + \Phi_{\nu_{CA}} \quad (14)$$

Поскольку фазы коэффициентов усиления антенн Φ_{G_A}, Φ_{G_B} отсутствуют в уравнении, то такая комбинация трех фаз выходов коррелятора составляет наблюдаемую величину, которая зависит только от фазы функции видности, т.е. зависит от свойств источника, а не от антенн. Такой же подход может быть применен также и для амплитуд функции видности [6], т.е.

$$A_{r_{AB}} = A_{G_A} A_{G_B} A_{\nu_{AB}}. \quad (15)$$

Тогда соответствующее выражение для замыкания амплитуд (в данном случае требуется по крайней мере четыре антенны) имеет вид:

$$A_{ABCD} = \frac{A_{r_{AB}} A_{r_{CD}}}{A_{r_{AC}} A_{r_{BD}}} = \frac{A_{G_A} A_{G_B} A_{\nu_{AB}} A_{G_C} A_{G_D} A_{\nu_{CD}}}{A_{G_A} A_{G_C} A_{\nu_{AC}} A_{G_B} A_{G_D} A_{\nu_{BD}}} = \frac{A_{\nu_{AB}} A_{\nu_{CD}}}{A_{\nu_{AC}} A_{\nu_{BD}}} \quad (16)$$

Метод замкнутых фаз, алгоритм чистки и самокалибровка используются в технике гибридного картографирования, целью которого является построение окончательного радиоизображения исследуемого источника. Процедура гибридного картографирования состоит главным образом из следующих этапов:

1. выбор первоначальной модели, в качестве которой часто используют точечный источник, так как основной вклад в поток от источника дает компактное ядро;
2. выполнение преобразования Фурье для выбранной модели интенсивности. Таким образом получают модельную функцию видности;
3. замена модельных амплитуд на наблюдаемые на всех базах;
4. оценка неизвестных фаз с помощью модельных и замкнутых фаз;
5. обратным преобразованием Фурье уже модифицированных данных получают новую "грязную" карту;
6. чистка карты;
7. использование результатов чистки в качестве новой модели; возврат к пункту 2.

Фазовая самокалибровка обычно проводится со временем осреднения для решений, соответствующим времени осреднения для данных (обычно 0.1 - 1 мин.). Это необходимо из-за возможной быстрой переменности неизвестных фаз коэффициентов усиления. Сначала выполняется несколько циклов фазовой самокалибровки (исправляются только фазы), потом один цикл амплитудной самокалибровки (исправляются амплитуды) с большим временем осреднения, потом снова несколько циклов фазовой самокалибровки, потом снова цикл амплитудной самокалибровки со временем осреднения несколько меньшим и т.д. Этот процесс выполняется до тех пор, пока временной интервал самокалибровочных решений для амплитуд постепенно не достигает времени осреднения самих данных, когда можно ожидать максимальное согласие между истинной функцией видности источника и модели. В результате мы итерационным образом восстанавливаем карту распределения интенсивности. Одновременно мы устранием остаточные ошибки из фаз и амплитуд всех корреляций - RR, LL, RL, LR, если на каждой антенне велась запись правой (R) и левой (L) круговой поляризации сигнала.

2.2.5. Поляризационная калибровка

Окончательная стадия калибровки - калибровка поляризации, являющаяся краеугольным камнем всего процесса калибровки поляризационных РСДБ-наблюдений, и включающая в себя учет инструментальной поляризации и калибровку угла поляризации. Рассмотрим первый из этих пунктов. Предположим, что каждая из антенн, входящих в интерферометр, имеет два поляризационных облучателя, один из которых чувствителен к правой круговой поляризации (RCP), другой - к левой (LCP). Тогда между ними для каждой из баз интерферометра, например 1 - 2 возможны четыре корреляционные функции, которые можно выразить через параметры Стокса, описывающие частично поляризованное некогерентное излучение:

$$\langle L_1 L_2^*(u, v) \rangle = I - V, \quad (17)$$

$$\langle R_1 R_2^*(u, v) \rangle = I + V, \quad (18)$$

$$\langle R_1 L_2^*(u, v) \rangle = Q + iU = P, \quad (19)$$

$$\langle L_1 R_2^*(u, v) \rangle = Q - iU = p^*, \quad (20)$$

где I - полная интенсивность, V - интенсивность круговой поляризации, Q и U - составляющие линейно поляризованной интенсивности, $P \equiv re^{2i\chi}$ - комплексная поляризация, r - интенсивность поляризации ("поляризационный поток"), χ - позиционный угол электрического вектора. Из двух перекрестных корреляционных функций и может быть определена линейная поляризация. Однако, существуют объективные причины, усложняющие определение свойств линейной поляризации. Это связано с тем, что реальный приемник круговой поляризации, в отличие от идеального, чувствителен не только к той поляризации, для которой он предназначен (напр. LCP), но также в некоторой степени и противоположной (RCP), и наоборот. Этот недостаток приемников вызывает инструментальную поляризацию, которая может достигать $\sim 1 - 20\%$, что сравнимо, а иногда и превосходит истинную поляризацию источника. Таким образом, необходимо определить инструментальную поляризацию и вычесть ее вклад из наблюдаемой поляризации. Комплексные напряжения от каждого из приемников при использовании линейной аппроксимации могут быть представлены в виде

$$v_L = G_L(E_L e^{i\phi} + D_L E_R e^{-i\phi}), \quad (21)$$

$$v_R = G_R(E_R e^{-i\phi} + D_R E_L e^{i\phi}), \quad (22)$$

где G_L и G_R - комплексные коэффициенты усиления, D_L и D_R отражают утечку RCP в приемник с левой круговой поляризацией и LCP в приемник с правой, соответственно, ϕ - параллактический угол, определяемый углом на небесной сфере между направлениями на Северный полюс и зенит из источника, $e^{\pm i\phi}$ - фазовые члены, отражающие вращение антены (вместе с приемниками) по отношению к небесной сфере во время слежения за источником, если установка антены азимутальная (антенна с экваториальной установкой не вращается при слежении за источником, поэтому изменение параллактического угла равно нулю). Полагая, что круговая поляризация мала ($V \approx 0$), что является хорошей аппроксимацией для некогерентного синхротронного излучения,

то выход коррелятора с учетом предыдущего выражения примет вид:

$$L_1 L_2^* = G_{L1} G_{L2}^* \left(I [e^{i(\phi_1 - \phi_2)} + D_{L1} D_{L2}^* e^{-i(\phi_1 - \phi_2)}] + D_{L1} P^* e^{-i(\phi_1 + \phi_2)} D_{L2}^* P e^{i(\phi_1 + \phi_2)} \right), \quad (23)$$

$$R_1 R_2^* = G_{R1} G_{R2}^* \left(I [e^{-i(\phi_1 - \phi_2)} + D_{R1} D_{R2}^* e^{i(\phi_1 - \phi_2)}] + D_{R1} P^* e^{i(\phi_1 + \phi_2)} D_{R2}^* P e^{-i(\phi_1 + \phi_2)} \right), \quad (24)$$

$$R_1 L_2^* = G_{R1} G_{L2}^* \left(P e^{-i(\phi_1 + \phi_2)} + D_{R1} D_{L2}^* e^{i(\phi_1 + \phi_2)} + I [D_{L2}^* e^{-i(\phi_1 - \phi_2)} + D_{R1} e^{i(\phi_1 - \phi_2)}] \right), \quad (25)$$

$$L_1 R_2^* = G_{L1} G_{R2}^* \left(P^* e^{i(\phi_1 + \phi_2)} + D_{L1} D_{R2}^* e^{-i(\phi_1 + \phi_2)} + I [D_{R2}^* e^{i(\phi_1 - \phi_2)} + D_{L1} e^{-i(\phi_1 - \phi_2)}] \right), \quad (26)$$

где мы заменили $E_L E_L^*$ и $E_R E_R^*$ на I , $E_R E_L^*$ на P и $E_L E_R^*$ на P^* в соответствии с 17-20. Если инструментальная поляризация, или просто D-члены, не превышают $\sim 15\%$, то можно воспользоваться линейным приближением, т.е. пренебречь членами второго порядка малости ($D_{L1} D_{L2}$ и т.д., а также $D_{L1} P^*$ и т.д.), что позволяет получить (при более высоких значениях D-членов нужно пользоваться нелинейной моделью):

$$L_1 L_2^* = G_{L1} G_{L2}^* I e^{i(\phi_1 - \phi_2)}, \quad (27)$$

$$R_1 R_2^* = G_{R1} G_{R2}^* I e^{-i(\phi_1 - \phi_2)}, \quad (28)$$

$$R_1 L_2^* = G_{R1} G_{L2}^* \left(P e^{-i(\phi_1 + \phi_2)} + I [D_{L2}^* e^{-i(\phi_1 - \phi_2)} + D_{R1} e^{i(\phi_1 - \phi_2)}] \right), \quad (29)$$

$$L_1 R_2^* = G_{L1} G_{R2}^* \left(P^* e^{i(\phi_1 + \phi_2)} + I [D_{R2}^* e^{i(\phi_1 - \phi_2)} + D_{L1} e^{-i(\phi_1 - \phi_2)}] \right), \quad (30)$$

Таким образом, для нахождения линейной поляризации P из двух последних корреляций нужно определить коэффициенты G , а также D-члены, искажающие истинную поляризацию источника. Как описано в предыдущем параграфе, фазы и амплитуды G находятся при построении карты интенсивности калибратора инструментальной поляризации. Затем, поскольку D-члены могут считаться постоянными величинами в течение РСДБ-эксперимента, то они могут быть определены как решения системы $N(N-1)$ уравнений (два уравнения для каждой базы относительно корреляций RL и LR) с $2N$ неизвестными, где N - число антенн, входящих в интерферометр. Из последних соотношений видно, что в качестве калибратора инструментальной поляризации крайне желательно использовать источники либо фактически неразрешенные, но возможно поляризованные, либо имеющие структуру, но неполяризованные. В первом случае необходимо найти совместное решение не только для D-членов, но также и для поляризации источника. Важно отметить, что калибровочный источник наблюдается с широким

диапазоном по параллактическому углу, что позволяет лучше отличить вклады в поляризованный сигнал от отдельных антенн (и источника, если он поляризован). После определения амплитуд и фаз всех инструментальных поляризаций нужно вычесть их вклады из всех данных всех источников эксперимента. Для абсолютной калибровки угла поляризации в качестве калибратора выбирается источник с известным значением χ которое, сравнивается с поляризационными углами из РСДБ-наблюдений. Далее ищется поправка, которая применяется уже ко всем наблюдаемым в ходе эксперимента источникам. Поскольку фактически не существует компактных поляризованных непрерывных источников, для этой поправки обычно используются интегральные значения χ , измеренные почти одновременно с РСДБ-наблюдениями.

2.2.6. Построение карт спектрального индекса

Основной проблемой, с которой приходится столкнуться при построении карт распределения спектрального индекса, - это сложность точного совмещения двух изображений, по которым строится карта. Дело в том, что с увеличением частоты наблюдения положения максимума интенсивности сдвигается в сторону истинного положения ядра. Этот эффект является следствием уменьшения коэффициента поглощения радиоволн с увеличением частоты [7]. Таким образом по максимуму интенсивности совмещать карты нельзя. В попытках решить данную проблему был придуман оригинальный способ [8]: т.к. компоненты джета оптически тонкие на всех частотах, использовавшихся в наблюдениях, то можно выравнивать карты именно по ним. Обычно сдвиги невелики, но учёт их позволяет избежать некоторых дефектов изображения.

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Результаты, представленные в данной работе, получены из наблюдений 18.08.2001 на антенах РСДБ сети VLBA Национальной Радиоастрономической обсерватории (NRAO): Brewster, Fort Davis, Hancock, Kitt Peak, Los Alamos (использовалась в качестве опорной при обработке), Mauna Kea, North Liberty, Owens Valley, Pie Town, St. Croix (все по 25м). Наблюдения проводились квазиодновременно на 4-х частотах 5, 8.4, 15 и 22 ГГц. Первичная калибровка и картографирование производились в пакете

AIPS Национальной Радиоастрономической обсерватории. Величина инструментальной поляризации и абсолютные значение углов поляризации были определены с использованием источника $1823+568$.

Также была использована техника взвешенного картографирования. Обычно веса всех точек UV-плоскости устанавливаются в зависимости от флуктуаций антенной температуры $w \propto \frac{1}{\sigma^2}$. При таком выборе весов шум минимален. Однако, универсальность такого подхода при построении карт интенсивности на разных частотах имеет существенный недостаток - нерациональное использование возможностей РСДБ сетей. Т.к. пока никакие инструменты всё равно не позволяют нам заглянуть непосредственно в центр объекта, то на высоких частотах было бы рациональнее немного пожертвовать разрешающей способностью в пользу чувствительности. В практике взвешенного картографирования этого можно достичь, например, уменьшая вес длинных баз (т.е. далёких от $(0,0)$ точек UV-плоскости). Наоборот, при высокой чувствительности на низких частотах можно повысить разрешающую способность, увеличивая вес одиночных точек (т.к. априори плотность точек падает к краям UV-плоскости).

Источник $1749+701$ находится на расстоянии $z \approx 0.77$ и является очень интересным объектом. Джет имеет сильно искривлённую форму. Изгиб был обнаружен и на более ранних эпохах, в частности у [9]. Многочастотные наблюдения РСДБ структуры $1749+701$ показали наличие существенных градиентов меры вращения как вдоль, так и поперёк джета. Последние могут рассматриваться, как весомый аргумент в пользу наличия спирального магнитного поля. После учёта локальной меры вращения видно, что электрические вектора поляризации выстроены как вдоль направления джета (на небольшом удалении от ядра), так что магнитное поле в этой области поперечное, так и поперёк направления джета, где магнитное поле преимущественно продольное.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Карты полной интенсивности и линейной поляризации

На рисунке 3 показаны карты полной интенсивности (контуры) с наложенными на них картами распределения линейной поляризации (вектора - для большей наглядности они окрашены в зависимости от направления $[0; \pi]$). На каждой карте размер диаграммы направленности на половине максимума показан в виде эллипса в левом

нижнем углу. 1749+701 имеет очень богатую протяжённую РСДБ структуру. Как и у большинства источников выборки, у 1749+701 основная часть потока содержится в РСДБ ядре. Внутренний джет направлен на северо-запад (см. рис. 3(d)), но на картах полной интенсивности на 5 и 8.4 ГГц видно, что на расстоянии около 7 миллисекунд от ядра джет круто поворачивает на северо-восток. После поворота структура становится клочковатой и распадается. На рис. 3(c), 3(d) показаны карты на частотах 15 и 22 ГГц соответственно, которые позволяют нам заглянуть поближе к ядру. Как видно, даже вблизи ядра форма джета далеко не прямолинейная. На карте 22 ГГц поляризация обнаружена только вблизи ядра, причём вектора поляризации сонаправлены с направлением джета. А уже на рис. 3(c) (15 ГГц) около изгиба чётко видна область линейной поляризации, несколько смёщенная от положения центрального канала джета к югу. Вектора поляризации при этом направлены вдоль джета. Стоит обратить внимание на то, что вектора поляризации на карте 5 ГГц образуют две "арки" с общим центром примерно в точке (-3,2). Вектора поляризации следуют за поворотом джета. Логично предположить, что поле, успевшее уже стать продольным, образует оболочку вокруг джета. Соответственно поляризация будет видна там, где на луч зрения проецируется больше силовых линий. Такая картина должна наблюдаться, очевидно, вблизи краёв канала.

4.2. Карты полной интенсивности и линейной поляризации (с применением взвешенного картографирования)

Целью применения методики взвешенного картографирования было выявление слабых поляризованных компонент в протяжённой структуре джета. На рис. 4 видно, что области с обнаруженной поляризацией значительно расширились. К тому же подвердился поворот джета на 15 ГГц в полной интенсивности. Но самое интересное - появилась поляризация компонента на 22 ГГц, как и на других частотах.

4.3. Карты распределения спектрального индекса

Карты распределения спектрального индекса α ($S \propto \nu^\alpha$) были построены между следующими парами частот: 5-8.4, 8.4-15, 15-22 ГГц. Они представлены на рис. 5. Для

каждой карты использовалась меньшая из двух диаграмма направленности. Как и ожидалось, почти вся протяжённая структура имеет крутой спектр, что говорит о том, что эти области оптически тонкие. Однако, стоит обратить внимание на области поворотов джета: (-3,0) - на всех трёх картах 5(a)-5(c); (1,4), (0,7) - на рис. 5(a). В этих местах видно систематическое увеличение спектрального индекса. Это может быть свидетельством увеличения оптической толщины, что может быть следствием взаимодействия с внешней средой.

4.4. Карты распределения степени поляризации

Помимо абсолютной величины интенсивности поляризации интересно также отношение её к полной интенсивности в различных точках протяжённой структуры, т.к. этим характеризуется степень упорядоченности магнитного поля. Для синхротронного излучения оптически тонкой области существует предел степени поляризации - 70%. На рис. 6(a)-6(d) видно, что в основном джет поляризован не сильно, до 5%. Однако, там, где джет поворачивает и, предположительно, взаимодействует с внешней средой, степень поляризации возрастает. По-видимому, это может быть объяснено сгущением силовых линий из-за их вморможенности в джете. Особенно хорошо это видно на рис. 6(a),6(b), на северной границе джета. В поляризованной компоненте (-3,1) также видно увеличение степени поляризации, см. рис. 6(c),6(d). В этих областях значение степени поляризации достигает достоверных значений 20% - 30%. Особенno захватывающее выглядит чётко и достоверно выявленная область с высокой степенью поляризации около (2.5,-1). Контрджет обычно не наблюдается в лацертидах из-за его низкой поверхностной яркости по сравнению с джетом. Так что происхождение этой детали пока загадка.

4.5. Распределение меры вращения

Как известно, при прохождении линейно поляризованного излучения через замагниченную плазму наблюдается эффект вращения плоскости поляризации - фараадеевское вращение. Причиной этого эффекта является разница коэффициентов преломления для обычновенной и необыкновенной волн. Угол поворота плоскости поляризации определяется частотой излучения ω , размерами вращающей области L , концентрацией

электронов N_e и компонентой магнитного поля вдоль луча зрения B_{\parallel} :

$$\theta = \frac{e^3 \lambda^2}{2\pi c^4 m_e^2} \int_0^L N_e B_{\parallel} dl \equiv RM \cdot \lambda^2, \quad (31)$$

где $RM[\text{рад}/\text{м}^2]$ - мера вращения - величина, дающая представление о значениях произведения $N_e B_{\parallel}$.

Карты распределения меры вращения были получены из карт полной интенсивности, построенных с натуральным взвешиванием (как было сказано выше, при этом шум минимален и зависит только от флюктуаций температур антенн). Поэтому интерес представляют только карты на частотах 5, 8.4, 15 ГГц, т.к. только на них была обнаружена поляризация в компонентах протяжённой структуры. Трёх частот вполне достаточно для уверенного определения величины меры вращения. На рис. 7(а) представлена карта распределения меры вращения. Для наглядности на рис. 7(б), 7(с) показаны разрезы меры вращения, проходящие через максимум интенсивности, поперёк и вдоль направления выброса соответственно. На рис. 7(б) видно, что величина меры вращения отличается на $\approx 150\text{рад}/\text{м}^2$ от среднего значения $\approx 80\text{рад}/\text{м}^2$ в точке $(0,0)$ в обе стороны на противоположных краях джета. Это может быть объяснено различными знаками для проекции B_{\parallel} магнитного поля на луч зрения при одинаковом абсолютном значении её (см. рис. 2). Такое поведение подтверждает спиральную конфигурацию поля в данной области. Рис. 7 показывает постепенное уменьшение величины меры вращения вдоль направления джета при удалении от ядра. Однако, на этом рисунке заметна интересная деталь - провал меры вращения до значений $\approx -100\text{рад}/\text{м}^2$, который находится около $(-1,0)$ на рис. 5. Возможно, это отражение того факта, что джет в неразрешённой околосядерной области направлен не на северо-запад, как было сказано выше, а, например, на запад или юго-запад. При этом вывод о спиральности поля остаётся в силе. Подтвердить или опровергнуть данное предположение можно лишь по результатам наблюдений на более высоких частотах. С другой стороны, как раз в этой области происходит переход от тороидального поля к продольному, и, возможно, это оказывает такое влияние на величину меры вращения.

4.6. Магнитное поле после учёта распределения локальной меры вращения

Т.к. распределение меры вращения оказалось неоднородным, интересно будет посмотреть распределение истинного магнитного поля, не искажённого фарадеевским

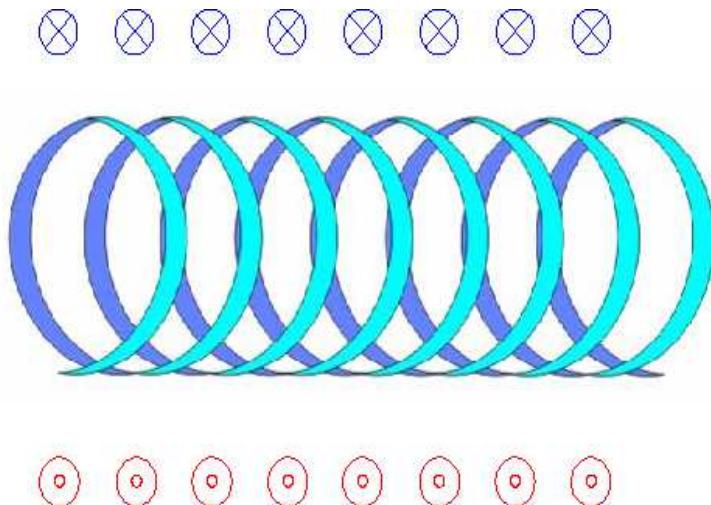


Рис. 2. Модель спирального поля, объясняющая градиент меры вращения поперёк джета.

вращением. Соответствующая карта представлена на рис. 8 (стоит напомнить, что в оптически тонких источниках синхротронного излучения магнитное поле перпендикулярно электрическим векторам поляризации). Видно, что вблизи ядра поле тороидальное, а в протяжённой структуре - преимущественно продольное. Так как все области протяжённой структуры оптически тонкие, то поле везде перпендикулярно векторам линейной поляризации. Наиболее интересной особенностью является усиление поля на внешнем краю джета при повороте. Возможно, джет в этой области "завёрнут" в полоидальное поле. Тогда неудивительно, что видны лишь края оболочки, так как на них набирается наибольшая оптическая толщина вдоль луча зрения. Вообще усиление поля к внешнему краю вместе с уплощением спектра и высокой степенью поляризации говорит о взаимодействии с внешней средой.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С полной уверенностью можно сказать, что объект 1749+701 - это достойный представитель класса лацертид. Две его основных особенности - это наличие спирального поля вблизи ядра и взаимодействие с внешней средой. Первое подтверждается наличием градиента меры вращения поперёк джета недалеко от ядра. Второе - сильно искривлённой формой джета, увеличением степени поляризации и спектрального индекса к внешним краям поворота, смещением поля относительно центрального канала джета в сторону взаимодействия. Активные ядра галактик известны уже несколько десяти-

летий, но до сих пор остаётся загадкой механизм, который ускоряет электроны до релятивистских скоростей. Скорее всего, помочь разобраться в этом может исследование магнитных полей вблизи ядра. Подтверждение спиральности магнитного поля в джетах открывает новые просторы для теорий и численных расчётов.

6. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. C. Gabuzda, T. V. Cawthorne, A. B. Pushkarev MNRAS **319**, 1109 (2000);
2. J. A. Hogbom A&AS **15**, 417 (1974);
3. Bracewell R.N., Roberts J.A. Austr. J. Phys. **7**, 615 (1954);
4. Schwarz U.J. A&A **85**, 345 (1978);
5. Jenisson R.C. MNRAS **118**, 276 (1958);
6. Shwab F.R. Soc. Photo-Opt. Ints. Eng **231**, 18 (1980);
7. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.:Наука, 1967
8. Sarah Croke, phd thesis 2005
9. А. Б. Пушкарёв Кандидатская диссертация
10. Blandford R.D., Netzer H., Woltjer L., Active Galactic Nuclei, Springer-Verlag, Berlin, 1990,
p.161

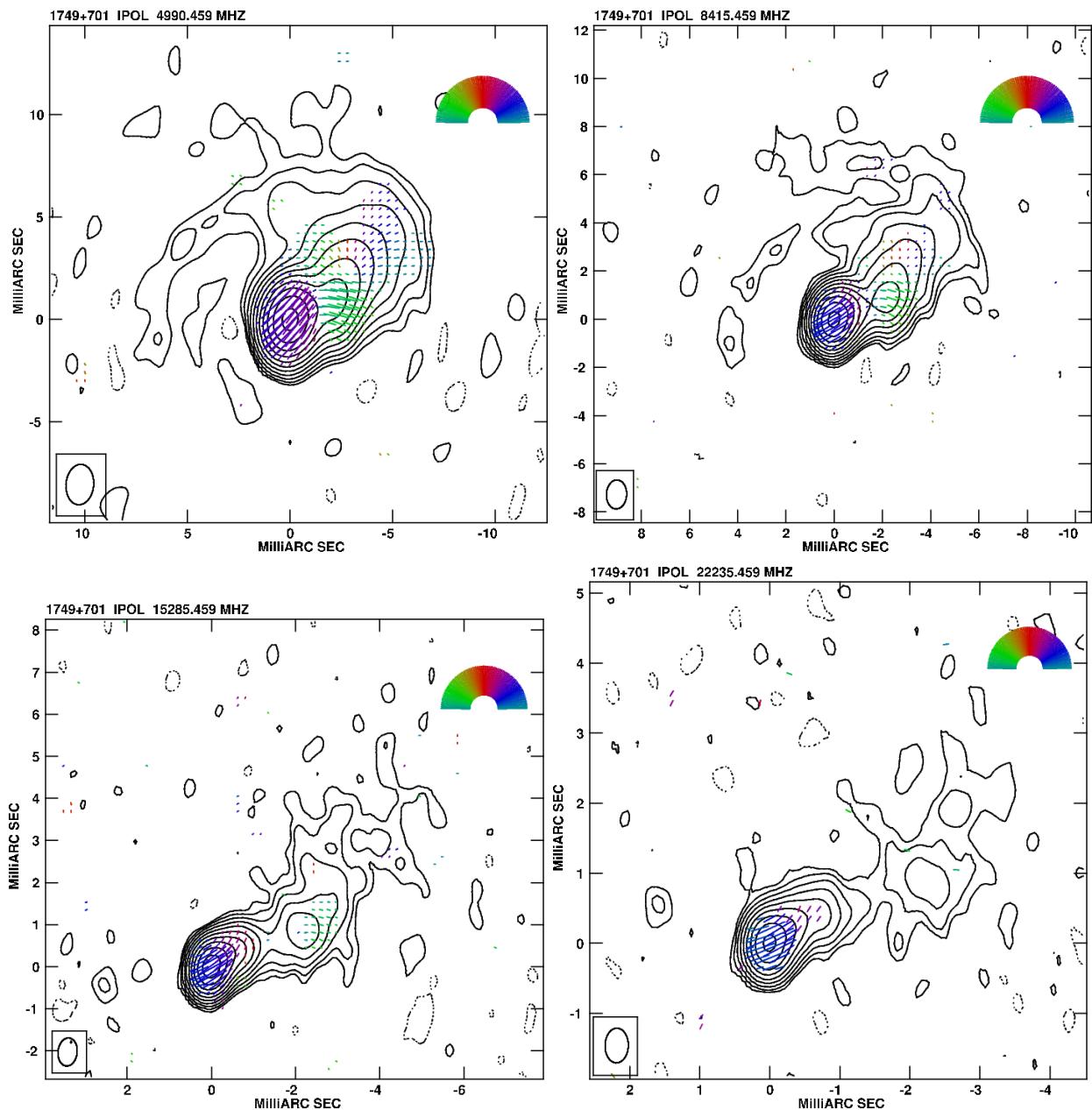


Рис. 3. Карты полной интенсивности источника 1749+701 на частотах 5, 8.4, 15, 22 ГГц сложенными на них распределениями линейной поляризации. Данные 18 августа 2001г. Контуры полной интенсивности проведены на уровнях (а)(б) -0.08, 0.08, 0.16, 0.32, 0.64, 1.28, 2.56, 5.12, 10.24, 20.48, 40.96, 81.92% от максимума в 392 мЯн/ДН и 411 мЯн/ДН; (с)-0.125, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64% от максимума 351 мЯн/ДН; (д) -0.33, 0.33, 0.66, 1.32, 2.64, 5.28, 10.56, 21.12, 42.24, 84.48% от максимума 319 мЯн/ДН.

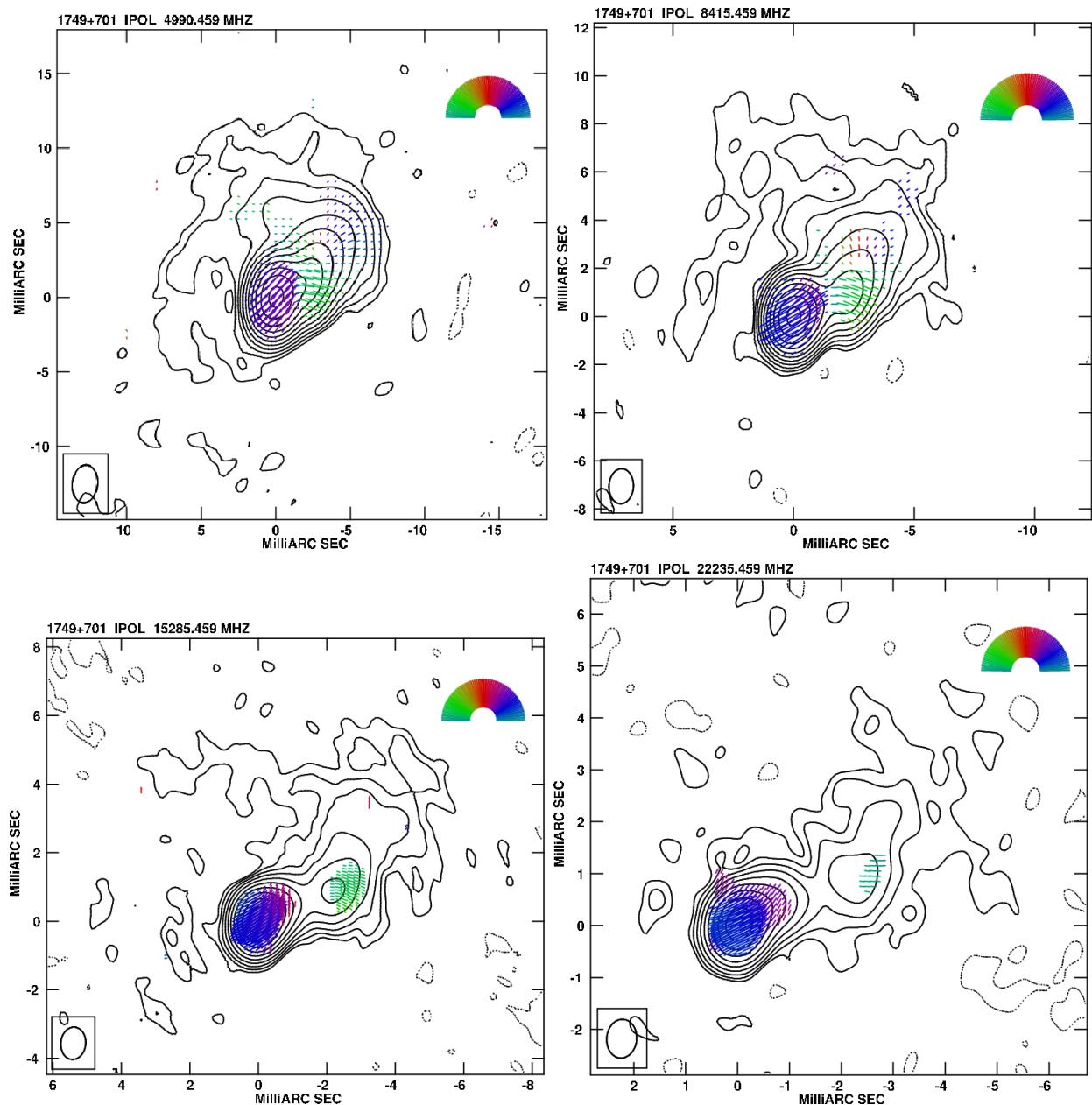


Рис. 4. Карты полной интенсивности источника 1749+701 на частотах 5, 8.4, 15, 22 ГГц с наложенными на них распределениями линейной поляризации, построенные с применением метода взвешенного картографирования. (а), (б), (с) - контуры такие же, как на рис. 3 для максимумов 408, 427, 386 мЯн/ДН; (д) -0.25, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64% от максимума в 357 мЯн/ДН

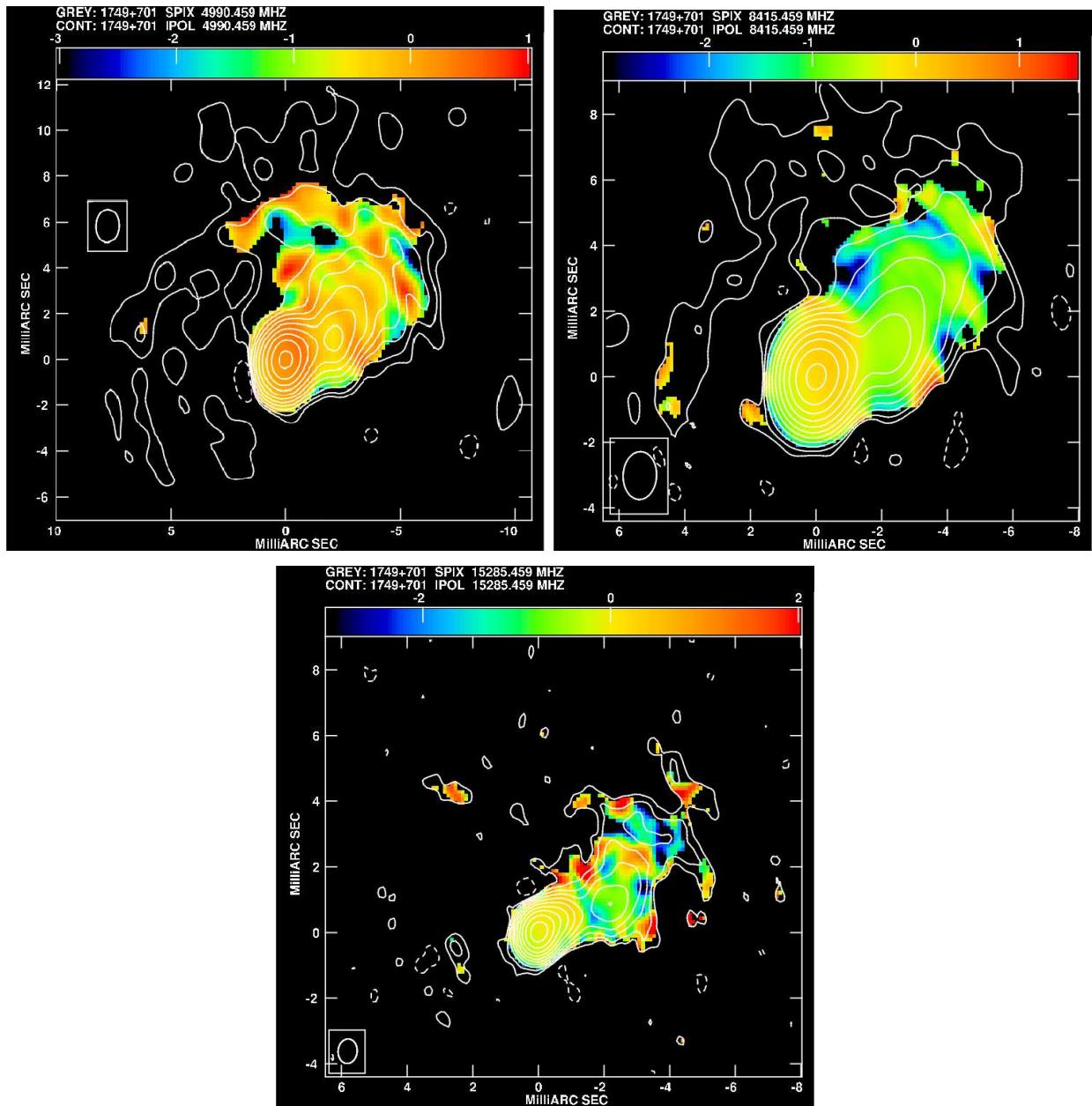


Рис. 5. Карты распределения спектрального индекса, построенные между частотами (а) 5 и 8.4 ГГц, (б) 8.4 и 15 ГГц, (с) 15 и 22 ГГц. Контуры на каждой карте соответствуют более низкой частоте, а размер диаграммы направленности - более высокой из двух.

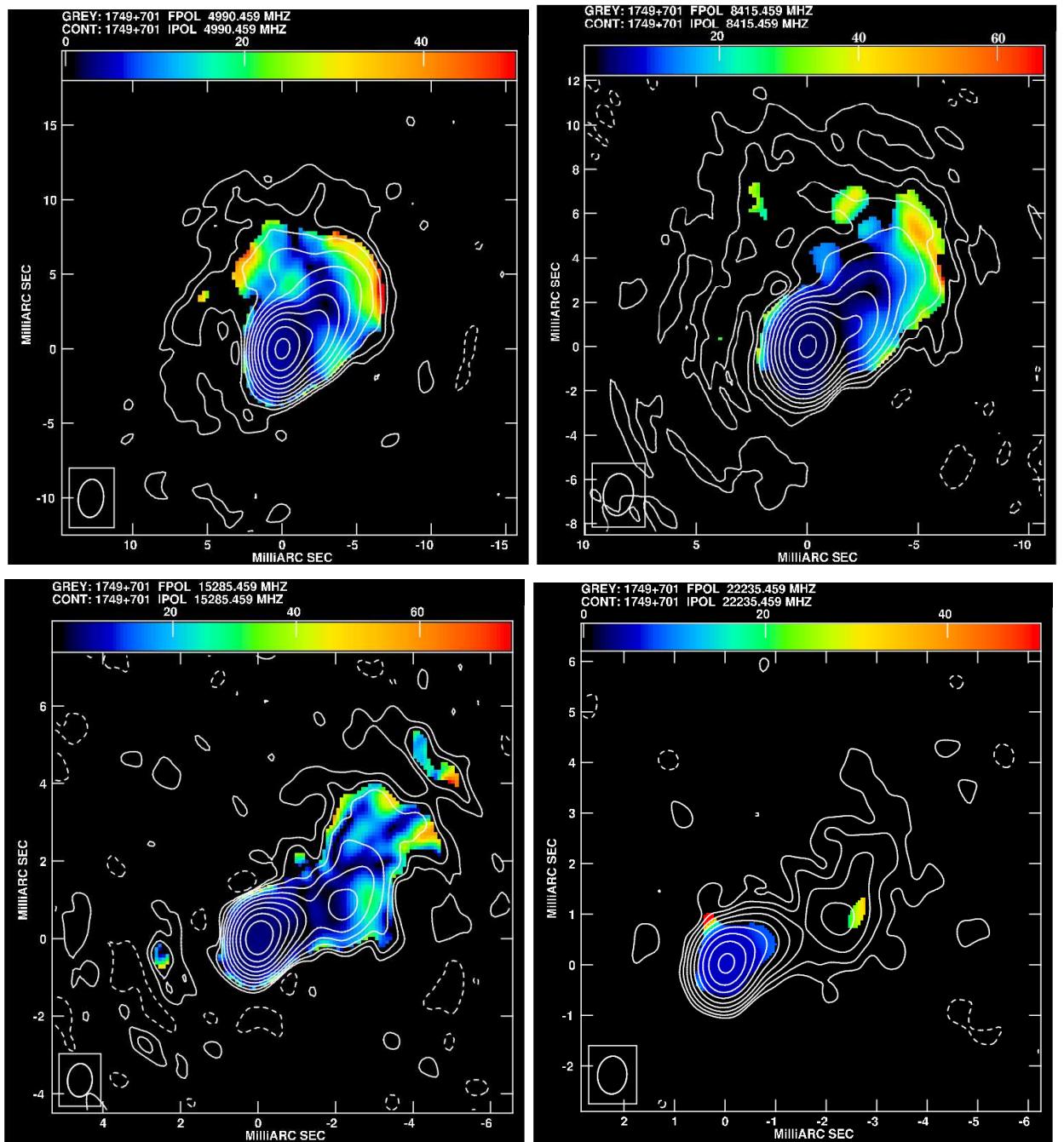


Рис. 6. Карты распределения степени поляризации на частотах 5, 8.4, 15, 22 ГГц. Области с наивысшими значениями степени поляризации окрашены в жёлтый и красный цвета и соответствуют значениям около 50%.

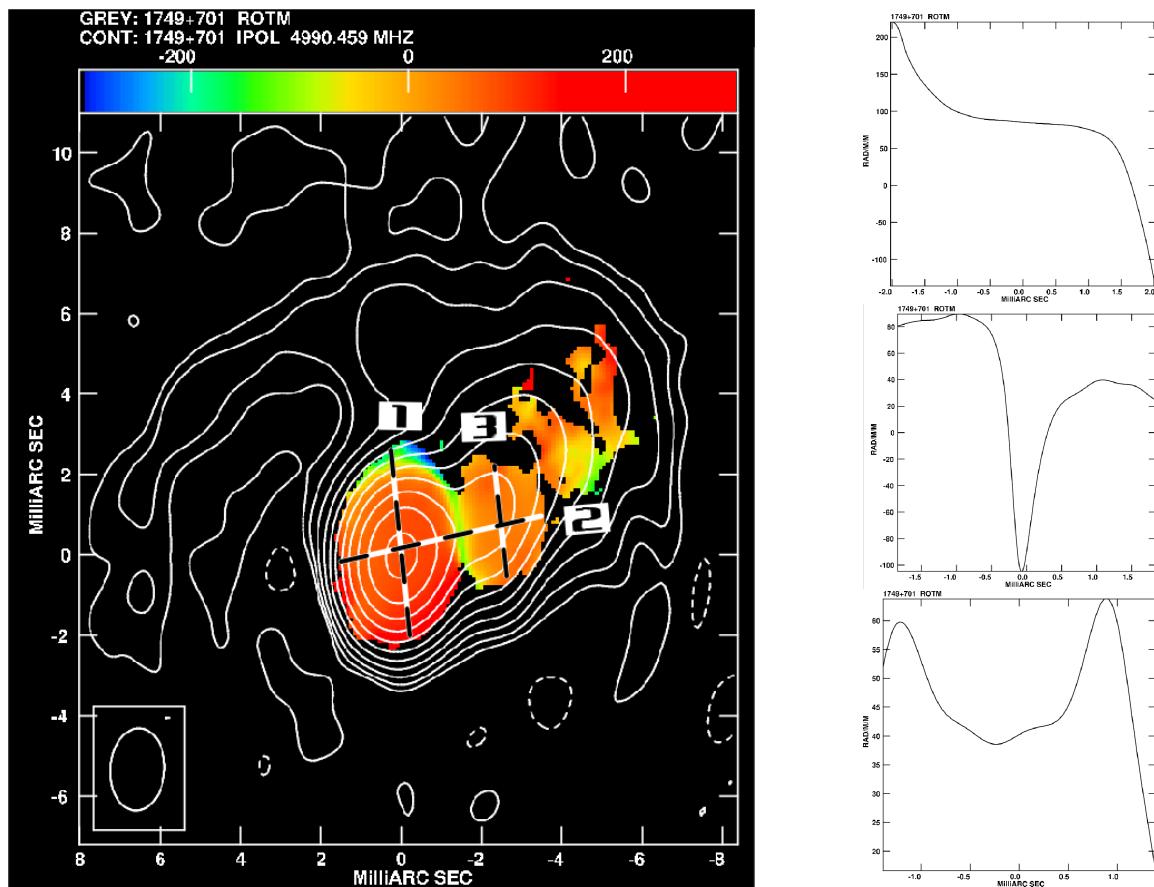


Рис. 7. (а)Карта распределения меры вращения, построенная по частотам 5, 8.4, 15 ГГц.
Цифрами обозначены номера срезов по величине меры вращения.

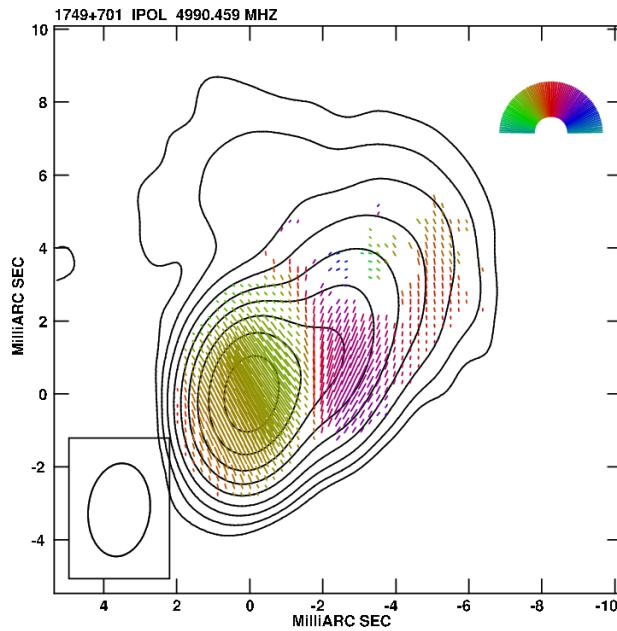


Рис. 8. Карта распределения магнитного поля после учёта локальной меры вращения.
Вектора показывают направление поля и для удобства окрашены в зависимости от
направления. Контуры интенсивности соответствуют карте на частоте 5 ГГц.