

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П. Н. ЛЕБЕДЕВА
АСТРОКОСМИЧЕСКИЙ ЦЕНТР

На правах рукописи

Лисаков Михаил Михайлович

Исследование вспышечной активности квазара
3C 273 на наземных и космических телескопах

Специальность 01.03.02 —
«Астрофизика и звёздная астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор РАН,
член-корреспондент РАН
Ковалев Юрий Юрьевич

Москва — 2017

Оглавление

Введение	3
1 Результаты наблюдений 3С 273	19
1.1 Гамма-диапазон	19
1.2 Многочастотные РСДБ наблюдения	20
1.3 Данные мониторинга на 7 мм	22
1.4 Наблюдения с наземно-космическим интерферометром «РадиоАстрон»	26
1.5 Точность наведения и сопровождения КРТ	28
1.6 Выводы	35
2 Локализация области гамма-излучения в струе 3С 273	36
2.1 Моделирование структуры струи гауссианами	37
2.2 Поиск задержки между кривыми блеска методом кросс-корреляции	43
2.3 Смещение видимого начала струи	49
2.4 Анализ кинематики на длине волны 7 мм	54
2.5 Скорость вещества струи	61
2.6 Кинематика кластеров компонент и смещение видимого начала струи	63
2.7 Локализация области гамма-излучения	67
2.8 Выводы	69
3 Обнаружение экстремальных яркостных температур и субструктуры ре- фракционного рассеяния в 3С 273	72
3.1 Яркостная температура	72
3.2 Рассеяние на межзвёздной среде	75
3.3 Экстремальные яркостные температуры в ядре квазара 3С 273	78
3.3.1 Данные наземно-космического интерферометра	78
3.3.2 Эволюция яркостной температуры на длине волны 7 мм	80
3.4 Яркостная температура с учётом рассеяния	82
3.5 Возможная интерпретация экстремальных яркостных температур в 3С 273	87

3.6	Параметры начала струи	88
3.7	Выводы	90
4	Спектральные свойства струи ЗС 273	93
4.1	Распределение спектрального индекса по струе	93
4.2	Эволюция спектрального индекса ядра во время вспышки	94
4.3	Влияние заполнения uv-плоскости на измеряемую величину спектрального индекса	100
4.4	Изменение спектрального индекса вдоль струи	103
4.5	Протяжённость перехода от оптически-толстого к оптически-тонкому излучению	108
4.6	Выводы	113
	Заключение	113
	Список иллюстраций	118
	Список таблиц	120
	Список цитированной литературы	121

Введение

Релятивистские джеты — коллимированные выбросы вещества — обычно ассоциируются со сверхмассивными чёрными дырами (СМЧД) в некоторых типах активных ядер галактик (АЯГ). Первый джет был обнаружен в далёком 1918 году в радиогалактике М87 в оптическом диапазоне [1], хотя наибольшее развитие наука о джетах получила после обнаружения их в радиодиапазоне интерферометрическими методами с высоким угловым разрешением [2, 3, 4]. Оказалось, что многие галактики демонстрируют протяжённое радиоизлучение, состоящее из центральной компоненты, джетов, горячих пятен и «радио ушей». Согласно современным представлениям джеты формируются в окрестностях чёрной дыры, которая может достигать массы в несколько миллиардов солнечных масс. По-видимому, запуск джетов происходит за счёт энергии самой чёрной дыры и, возможно, аккреционного диска. Вещество джетов проходит огромные расстояния от центральной чёрной дыры до горячих пятен, расположенных на расстояниях, достигающих нескольких мегапарсек. До сих пор доподлинно неизвестен точный состав джетов и относительный вклад его возможных составляющих (атомы, протоны, электроны, позитроны, поток Пойнтинга) в полную энергию [5, 6, 7, 8]. Также нет твёрдой уверенности в нашем понимании того, как джеты формируются, ускоряются и коллимируются на больших расстояниях [9, 10, 11, 12, 13].

В 50-х годах XX века впервые удалось адекватно совместить теоретические описания компактных радиоисточников с результатами наблюдений. Поначалу считалось, что компактные радиоисточники — это радиозвёзды. Высокие яркостные температуры подтолкнули исследователей к мысли, что ключевую роль в формировании радиоизлучения играет синхротронный механизм. Обнаружение радиоизлучения от внегалактических джетов началось с объекта 3С 273 [14]. На его внегалактическое происхождение указывало красное смещение $z = 0.158$. В 3С 273 методом покрытия Луной было обнаружено 2 компоненты, одна из которых была ассоциирована со «звездой» 13-й звёздной величины, а вторая выглядела, как струя [14, 15]. Следующим шагом стало обнаружение радиоджета в М87, однако, случилось это только после ввода в строй двух интерферометров в Кембридже, которые стали систематически изучать объекты третьего кембриджского каталога и вскоре обнаружили множество других примеров радиоджетов [16, 17].

Несмотря на обнаружение достаточного количества джетов, оставалось неясным, являются ли они собой что-то исключительное. Ответ пришёл с вводом в строй VLA (Very Large Array – Очень большая решётка) в конце 1970-х. Радиоджеты были найдены почти у всех типов галактик: сейфертовских, классических радиогалактик и квазаров [18, 19]. VLA оказалась очень сбалансированным инструментом, имевшим достаточную чувствительность к протяжённым структурам и в то же время достаточное разрешение, чтобы однозначно разделять излучение неразрешённой центральной части от излучения джета.

После того, как выяснилось, что некоторые галактики имеют джеты, стало очевидным, что такой процесс должен подпитываться за счёт центральной СМЧД: либо за счёт её гравитационной энергии, либо за счёт её вращения. Дальнейшие исследования позволили связать свойства галактик с массами их центральных чёрных дыр и распространить эти соотношения на обычные галактики.

Следующим важным шагом в исследовании джетов стало появление метода радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) [20]. Принеся в жертву абсолютную фазу сигнала при записи данных с каждого телескопа на магнитные ленты [21, 22, 23], удалось существенно увеличить базы интерферометра и тем самым существенно повысить угловое разрешение наблюдений, даже превзойдя по этому показателю оптический диапазон. РСДБ наблюдения позволили увидеть, что структура источников заметно меняется на временах порядка нескольких лет и даже стало возможным проследить движение отдельных деталей в джетах [24, 25]. Оказалось, что эти видимые движения имеют скорость больше скорости света в несколько раз. Это можно объяснить тем, что джеты направлены под малым углом к лучу зрения и вещество в них движется с реальными скоростями, близкими к скорости света.

На высоких частотах время жизни электронов должно составлять порядка нескольких лет в типичных магнитных полях порядка 0.1–1 мГс. Тот факт, что мы видим излучение с расстояний в несколько килопарсек, говорит о том, что по пути должно происходить ускорение частиц. Во второй половине XX века предпринимались некоторые попытки изучения самых ярких джетов в оптическом диапазоне с поверхности земли. Однако существенно в этой области удалось продвинуться после появления космического телескопа Хаббла. Первым объектом для изучения стал, конечно, 3C 273 [26, 27]. Рентгеновская обсерватория Эйнштейн, запущенная в 1978, первая имела достаточное угловое разрешение, порядка 5 угл.сек., и чувствительность, чтобы обнаружить области рентгеновского излучения, ассоциированные с джетами. Большой вклад в изучение рентгеновского излучения джетов внёс спутник Чандра. Обнаружение ярких рентгеновских пятен на больших расстояниях от истоков джета в случае синхротронного излучения предполагает наличие электронов с лоренц-факторами γ порядка 10^7 – 10^8 в типичных магнитных полях с напряжённостью порядка 100 мкГс. Малое

время жизни таких высокоэнергичных электронов накладывает ещё более строгие ограничения на размер источника. С другой стороны, было обнаружено, что обратное комптоновское рассеяние синхротронных фотонов может хорошо описать светимость ярких пятен в радиогалактике Лебедь А. Проблема рентгеновских пятен в джетах радиогалактик до сих пор обсуждается. Наблюдающееся резкое обрезание спектра в оптическом диапазоне не позволяет описать всё излучение от радио до рентгена одним синхротронным спектром. Одним из элегантных решений стало обратное комптоновское рассеяние фотонов реликтового излучения на электронах джета. Это, однако, требует больших типичных Лоренц-факторов на килопарсековых масштабах и наличия очень низкоэнергичных электронов, $\gamma_{\min} \sim 100$.

Хотя джеты в активных ядрах галактик разрешаются на масштабах парсеков, большинство радио-громких АЯГ имеют яркие неразрешённые центральные области. Одним из важных открытий космической гамма-обсерватории *EGRET* стало то, что высокоэнергичное гамма-излучение — типичное свойство квазаров [28], и что энергия, выделяемая в гамма-диапазоне, обычно превосходит энергию, излучаемую в диапазонах спектра с меньшими энергиями. Первый квазар, который наблюдали с помощью *EGRET*, был 3C 273 [29]. Высокая активность в диапазоне 100 МэВ–300 ГэВ была зафиксирована позже гамма-обсерваторией *Fermi* [30]. Среди выделенных источников, изучавшихся с помощью телескопа LAT на борту *Fermi*, был, конечно, 3C 273 [31]. В наземных экспериментах удалось зарегистрировать фотоны с энергией в несколько ТэВ. Наблюдения источника Mrk 421 показали, что это излучение переменное на временах порядка минуты, что, из соображений причинности, позволило ограничить размеры излучающей области. Тот факт, что гамма-фотоны не рождают электрон-позитронные пары, означает, что джеты должны двигаться со скоростью 99% (а по результатам моделирования широкополосного спектра — 99.98%) от скорости света.

Так как физика джетов описывается законами классической физики, а также хорошо известными законами квантовой механики, может показаться, что не составляет никакого труда провести полное численное моделирование всех физических процессов, происходящих в джетах. Это, однако, не так, и только в последнее десятилетие численные симуляции стали играть важную роль в процессе анализа данных [32, 33, 34, 35]. Наибольшую проблему представляет огромный разброс масштабов в джетах: от нескольких астрономических единиц у основания до сотен килопарсек. Полноценная симуляция джетов должна включать в себя и симуляции окружения АЯГ, и симуляции аккреции вещества на СМЧД, и образование ударных волн в джетах.

Квазарами называют такие активные ядра галактик с релятивистскими выбросами, у которых есть мощное широкополосное излучение от радио- до гамма-диапазона, быстрая переменность, высокая степень поляризации. Считается, что квазары — это подкласс активных ядер галактик, выбросы которых направлены под малым углом к лучу зрения. При этом ре-

лятивистские эффекты увеличивают плотность потока излучения квазаров пропорционально четвёртой степени фактора Доплера.

Несмотря на существенные успехи в разработке и вводе в строй новейших телескопов, существуют два ограничивающих фактора, мешающих подробно разглядеть ближайшие окрестности чёрных дыр в центрах активных галактик. Во-первых, большинству телескопов просто не хватает разрешения. Во всех диапазонах, кроме радио и ближнего инфракрасного (ИК) диапазонов, техника интерферометрии со сверхдлинными базами из-за высокой частоты излучения ещё не разработана. В гамма, рентгеновском, ультрафиолетовом и оптическом диапазонах работают только одиночные телескопы. В ИК и субмиллиметровом диапазонах техника стремительно развивается, и в ближайшем будущем можно ожидать появления новых интересных результатов. Во-вторых, в наземных наблюдениях в миллиметровом диапазоне, а также в сантиметровом с использованием наземно-космических баз уже можно достичь разрешения, достаточного для того, чтобы увидеть самое начало струй некоторых близких квазаров, однако, в этих диапазонах вещество вблизи начала струи непрозрачно [36, 37].

Тем не менее, изучение квазаров идёт по всему диапазону частот и энергий – от метровых радиоволн до частиц сверхвысоких энергий. Электромагнитный спектр ($\nu, \nu F_\nu$) квазаров в большинстве случаев имеет две широких детали – горба. Первый, на низких частотах, связывают с синхротронным излучением релятивистских электронов. Преимущество синхротронного излучения в данном случае в том, что оно может естественным образом объяснить высокие наблюдаемые степени поляризации порядка 50%. Второй горб, на более высоких энергиях, простирается от рентгеновского диапазона до жёсткого гамма-излучения. Положение максимумов в широкополосном спектре неодинаково для разных источников – общая тенденция такова, что чем больше светимость квазара, тем меньше частоты максимумов в его спектре [38]. Наиболее часто обсуждаются два механизма формирования высокоэнергичного излучения: обратное комптоновское рассеяние на электронах выброса (как синхротронных фотонов, так и внешних по отношению к струе фотонов, т.н. лептонная модель) и синхротронное излучение протонов (адронная модель).

В струях и вокруг них существует несколько источников низкоэнергичного излучения для участия в обратном комптоновском рассеянии: синхротронное излучение самой струи [39, 40, 41], оптическое/УФ/рентгеновское излучение аккреционного диска [42, 43, 44], излучение в линиях от области широких эмиссионных линий (ОШЭЛ – BLR) [45, 46, 47] и области узких эмиссионных линий, ИК излучение пыли [48, 49] и, наконец, реликтовое излучение [50].

Адронные модели генерации высокоэнергичного излучения предполагают в дополнение к электронам/электрон-позитронным парам наличие тяжёлых частиц, чаще всего протонов. Одним из аргументов в пользу этой модели может быть то, что с помощью тяжёлых частиц

гораздо проще переносить энергию на огромные расстояния вплоть до нескольких мегапарсек, в то время как электроны должны неминуемо высвечивать свою энергию. Наблюдаемые рентгеновские пустоты на килопарсековых масштабах требуют наличие большего количества материи, чем может быть получено из чисто электрон-позитронного выброса, напр. в источнике Лебедь А [51]. Кроме того, обнаружение космических лучей сверхвысоких энергий (UHECR) вплоть до 10^{20} эВ может также говорить в пользу наличия тяжёлых частиц в выбросах АЯГ. Согласно [52] струи могут разгонять космические лучи до сверхвысоких энергий при наличии магнитных полей порядка нескольких десятков Гаусс. При этом яркие АЯГ соответствуют также и требованиям на полную мощность выброса [53], что делает их ключевыми кандидатами на роль источника космических лучей сверхвысоких энергий. Помимо переноса энергии на большие расстояния, наличие тяжёлых излучающих частиц в струе могут объяснить обнаруженные с помощью наземно-космического интерферометра «РадиоАстрон» экстремальные яркостные температуры в АЯГ [А3,А6].

Из-за большой массы протонов требуются большие магнитные поля для того, чтобы протоны начали излучать синхротронным механизмом [54, 55]. При наличии высокоэнергичных протонов в струе они могут взаимодействовать с теми же полями излучения, о которых говорилось выше: синхротронным излучением электронов струи [56, 57, 58], излучением аккреционного диска [59, 60], ОШЭЛ [61] и производить новые частицы, в основном пионы и мюоны, которые также могут давать синхротронное излучение и терять значительную часть своей энергии до того, как распадутся, тем самым внося некоторый вклад в суммарное гамма-излучение [62, 57, 58]. В итоге, в адронных моделях высокоэнергичный горб в широкополосном спектре, например [57, 58], ассоциируется с синхротронным излучением протонов и μ^\pm .

В случае однозонной лептонной модели, в которой всё излучение квазара происходит из одной области, можно ожидать, что переменность в разных диапазонах спектра – гамма, рентгеновском, УФ, оптическом – будет вести себя схожим образом, так как излучение генерируется одной популяцией электронов [63, 64, 65]. Однако, это не всегда так. В работе [66] приведены многочастотные наблюдения 3С 279, в которых нет значимой корреляции между гамма- и оптическим излучением. Неодновременность некоторых вспышек в этих диапазонах также отмечается в работах [67, 68]. Кроме того, в работе [69] указывается на отсутствие корреляции между гамма и оптическим излучением в объектах типа BL Lac.

Актуальность темы

До сих пор нет ясности в вопросе об области в структуре релятивистского выброса, в которой генерируется гамма-излучение. Рассматриваются по крайней мере 2 возможных сценария. Во-первых, гамма-излучение может образовываться вблизи центральной чёрной

дыры или истоков джета [70, 71, 72], [A1]. В пользу этой возможности говорят быстрая переменность и спектр гамма-излучения [72, 73], а также задержка радиоизлучения относительно гамма [71, 74, 75]. Очевидным преимуществом такого сценария является наличие большого количества затравочных фотонов от аккреционного диска [76] или области широких эмиссионных линий [45]. В то же время, модели области широких эмиссионных линий предполагают, что в данном сценарии гамма-фотоны с энергией выше ~ 20 ГэВ должны полностью поглощаться [77, 78, 79]. Тем не менее, от некоторых источников такие высокоэнергичные фотоны всё же были обнаружены [80, 81].

Другой сценарий предполагает, что гамма-излучение образуется в областях, лежащих ниже по струе и уже прозрачных для радиоизлучения – в видимом начале струи или даже ниже [47, 82, 67, 83, 84]. В этом случае легко объяснить появление фотонов с экстремально высокими энергиями, зато приходится вводить предположения о поперечной структуре струи, например, о наличии более быстрого и узкого центрального канала и медленной оболочки [85], для того, чтобы объяснить быструю переменность гамма-излучения. Кроме того, в областях, далёких от центральной чёрной дыры гораздо меньше внешних низкоэнергичных фотонов, необходимых для обратного комптоновского рассеяния. Предпринимаются попытки использовать в моделировании более медленные внешние слои струи как источник таких фотонов [86, 87]. Совместное использование РСДБ (радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами) данных и мониторинга в гамма-диапазоне позволяет ответить на важные вопросы о формировании высокоэнергетичного излучения, локализации области гамма-излучения в структуре струи и определить наиболее вероятный источник затравочных фотонов для обратного комптоновского рассеяния. Особенно эффективно использовать совместно данные РСБД мониторинга на высоких частотах, чтобы следить за изменениями потока и структуры источника, а также многочастотные РСДБ данные, чтобы по смещению видимого начала струи оценить расстояние от видимого начала струи до её истоков вблизи центральной чёрной дыры.

Подробное исследование вспышек позволяет изучать релятивистские струи в экстремальных условиях. Считается, что внутренние яркостные температуры в ядрах квазаров имеют верхний предел $10^{11.5}$ К [88, 89], связанный с быстрыми потерями энергии на обратное комптоновское рассеяние, т.н. “комптоновская катастрофа”. В то же время, при условии равномерного распределения плотности энергии между частицами и магнитным полем яркостная температура в системе отсчёта излучающей плазмы должна стремиться к характерному значению $10^{10.5}$ К [89]. Релятивистское усиление может увеличивать наблюдаемую яркостную температуру в $\delta = 1/(\Gamma(1 - \beta \cos\theta))$ раз [89]. Измерения доплер-факторов большой выборки источников [24, 90, 91] показывают, что типичные значения $\delta = 10 - 15$. Максимальная яркостная температура, которая может быть измерена с помощью РСДБ, зависит от мак-

симальной длины проекции базы, выраженной в физических единицах [92], и для размеров Земли ограничена $\sim 10^{13}$ К в типичных наблюдениях. Поэтому для проверки предсказанного предела “комптоновской катастрофы” необходимо проводить наблюдения на проекциях интерферометрической базы, намного превышающих диаметр Земли. В проекте наземно-космического интерферометра «РадиоАстрон» проекции базы могут достигать 350 000 км, что позволяет измерять яркостные температуры вплоть до 10^{16} К.

Ионизованная межзвёздная среда может сильно влиять на проходящее радиоизлучение, порождая быструю переменность излучения [93], увеличение угловых размеров источника [94], а также тонкую структуру рассеянного изображения [95, 96]. В наиболее простой (и тем не менее хорошо согласующейся с наблюдениями) модели распределения рассеивающего вещества, оно локализовано в тонком слое (экране), находящемся между источником и наблюдателем. Размеры неоднородностей плотности электронов в рассеивающем слое распределены по степенному закону $P(q) \propto |q|^{-(\alpha+2)}$. Дифракционное рассеяние приводит к вариациям потока до 100% от точечных объектов, например, пульсаров, но быстро затухает при увеличении размеров источника. Рефракционное рассеяние, происходящее на больших масштабах, напротив, может наблюдаться и у протяжённых источников, если, однако, их размеры меньше диска рассеяния [97].

В работах [96, 95] был предсказан ещё один эффект рефракционного рассеяния – субструктура рассеянного изображения. А именно, если интерферометр разрешает рассеянное изображение, полученное путём усреднения за достаточно долгое время наблюдения, то к измерениям функции видности на длинных базах добавится т.н. рефракционный шум. Первоначально считалось, что вклад рефракционного шума существенен только для точечных объектов, пока в работе [98] не было представлено обнаружение субструктуры рассеянного изображения центра Галактики Sgr A*. В отличие от дифракционных эффектов, субструктура рефракционного рассеяния, как и само рассеяние в рефракционном режиме, широкополосна и может существовать достаточно долгое время. Теоретическое объяснение возможности наличия субструктуры рассеяния для протяжённых источников дано в работе [99]. В частности предсказано, что рефракционный шум может существовать даже на таких интерферометрических базах, которые разрешают сам источник излучения, поэтому детектирования сигнала на базах, превышающих размеры Земли должны рассматриваться с учётом субструктуры рассеяния.

Квazar 3C 273 расположен на красном смещении $z = 0.158$ [100] и является, пожалуй, самым известным квазаром. Несмотря на большое количество исследований этого объекта, с появлением новых инструментов и методов появляются новые возможности по изучению квазаров. И 3C 273, благодаря своей близости, – всегда один из первых кандидатов на изучение. Близость 3C 273 позволяет разрешать его выброс как вдоль, так и поперёк. В частно-

сти, благодаря этому, была обнаружена двойная спиральная структура струи [101], а также градиенты меры Фарадеевского вращения поперёк струи [102, 103], свидетельствующие о наличии тороидальной составляющей магнитного поля.

Помимо яркости и близости, 3C 273 ещё очень удачно расположен на небесной сфере (экуаториальные координаты на эпоху J2000: $\alpha_{2000} = 12 : 29 : 06.699731$, $\delta_{2000} = +02 : 03 : 08.59797$) что делает возможным его наблюдения как из северного, так и из южного полушарий Земли. Широкополосный спектр (ν, F_ν) 3C 273 имеет типичный для квазаров вид с двумя горбами [104]. Низкочастотный горб связан с синхротронным излучением и имеет максимум в оптическом/УФ диапазонах около частоты $\sim 10^{15}$ Гц. Высокочастотный – в гамма-диапазоне – на частотах $\sim 10^{21}$ Гц.

В диссертации используется космологическая модель Λ CDM со следующими параметрами: $H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ [105]. Красное смещение 3C 273 соответствует фотометрическому расстоянию $D_L = 748 \text{ Мпк}$. 1 мсек дуги в картинной плоскости соответствует 2.7 пк. Параметры выброса 3C 273: типичный фактор Доплера $\delta = 6$, угол наклона выброса к лучу зрения $\theta = 6^\circ$, истинный угол раскрыва $\phi = 1.1^\circ$ (для заданных δ и θ).

Цель работы

Целью представленной диссертации является определение физических параметров струи, установление их зависимости от активности в широком диапазоне электромагнитного спектра, исследование механизма генерации гамма-излучения, а также проверка предсказаний модели некогерентного синхротронного излучения релятивистских электронов на примере архетипического квазара 3C 273. Конкретными целями работы являются:

- локализация области генерации гамма-излучения в струе 3C 273. В частности, одной из целей работы было проверить, находится ли область генерации гамма-излучения вблизи истоков струи или ниже по течению относительно видимого начала струи на длине волны 7 мм;
- установление зависимости параметров начала струи от времени в течение мощной вспышки, а именно, свойств синхротронного самопоглощения, напряжённости магнитного поля, плотности частиц, а также яркостной температуры;
- проверка корректности представления видимого начала струи, как области с оптической толщиной для радиоизлучения $\tau \approx 1$;
- проверка предположения о равномерном распределении плотностей энергии магнитного поля и частиц, а также тестирование возможностей существенного и продолжительного превышения внутренней яркостной температуры над предельным значением $T_{\text{int}} = 10^{11.5} \text{ К}$,

ожидаемым в модели некогерентного синхротронного излучения релятивистских электронов и предполагающим катастрофические потери энергии электронов на обратное комптоновское рассеяние.

Основные результаты, выносимые на защиту

1. Область гамма-излучения 3C 273 локализована вблизи истинного начала релятивистской струи, на расстоянии 2 – 7 пк выше по течению струи относительно видимого начала на длине волны 7 мм. Это указывает на значительный вклад низкоэнергичных фотонов от аккреционного диска, тора или области широких эмиссионных линий в гамма-излучение при обратном комптоновском рассеянии на релятивистских электронах. Самые мощные вспышки в гамма- и радиодиапазонах в 2009–2010 годах ассоциированы с одним возмущением, распространяющимся вниз по релятивистской плазме струи. Измерено смещение видимого начала струи на 4.4 пк во время вспышки на длине волны 7 мм.
2. Обнаружено нарушение предсказанного предела на внутреннюю яркостную температуру, связанного с катастрофическими потерями энергии электронов на обратное комптоновское рассеяние. Существующая модель излучения релятивистских струй требует пересмотра, чтобы объяснить наблюдаемые яркостные температуры компактной детали в струе 3C 273, которые превышают 10^{13} К на протяжении по крайней мере нескольких месяцев. Показано, что равномерное распределение между плотностями энергии частиц и магнитного поля однозначно нарушается. Для увеличенных значений плотности частиц оценена напряжённость магнитного поля $B \lesssim 0.1$ Гс в видимом начале струи. Прямая и косвенная оценка видимой скорости движения плазмы в струе на уровне $8c - 12c$ ($\delta < 13$) не подтверждает экстремально высокого релятивистского усиления, необходимого для объяснения наблюдаемой экстремальной яркости 3C 273.
3. В наблюдениях на длине волны 18 см с «РадиоАстроном» обнаружена субструктура рефракционного рассеяния – впервые для внегалактического источника. Показано, что с учётом субструктуры рассеяния яркостная температура на длине волны 18 см не может быть существенно ниже 7×10^{12} К.
4. Показано, что область перехода от оптически-толстому к оптически-тонкому излучению в 3C 273 имеет протяжённость около 7 пк вдоль струи для частот 43–24 ГГц. В протяжённой структуре струи на масштабах десятков угловых миллисекунд измерено укрупнение спектрального индекса около -0.001 пк $^{-1}$ с расстоянием вдоль струи, одинаковое на двух частотных интервалах 15–8 ГГц и 8–5 ГГц, что говорит в пользу доминирования адиабатических потерь над радиационными в этой области.

Научная новизна и практическая значимость работы

В диссертации использованы данные, полученные с помощью уникального наземно-космического интерферометра «РадиоАстрон» [106]. Двигаясь по орбите с высотой апогея ~ 350000 км, «РадиоАстрон» позволяет достичь непревзойдённого углового разрешения вплоть до 7 микросекунд дуги. Мы использовали уникальные возможности проекта «РадиоАстрон» в наблюдениях квазара 3С 273. На длинах волн 1.35, 6 и 18 см в компактной детали струи 3С 273 впервые были обнаружены экстремальные яркостные температуры, которые поддерживались на уровне $\gtrsim 10^{13}$ К по крайней мере на протяжении нескольких месяцев. Длительное превышение наблюдаемой яркостной температуры над пределом “комптоновской катастрофы” требует пересмотра модели излучения струй, как некогерентного синхротронного излучения релятивистских электронов. Кроме того, впервые с высокой вероятностью была обнаружена субструктура рассеяния излучения протяжённого внегалактического источника на межзвёздной среде, которая может приводить к ошибочной интерпретации детектированных интерференционного сигнала на наземно-космических базах, как истинного излучения источника, на длинах волн больше 6 см. Результаты, полученные для источника 3С 273, могут быть обобщены и использованы для интерпретации результатов наблюдения квазаров на наземно-космических базах.

Для квазара 3С 273 локализована область генерации гамма-излучения вблизи истоков струи – впервые с использованием данных наземного РСДБ мониторинга кинематики и кривых блеска отдельных компонент на длине волны 7 мм, а также данных многочастотных РСДБ наблюдений. С помощью разработанного диссертантом метода измерения параметров кинематики по группе компонент впервые удалось измерить значимое видимое смещение положения ядра во время вспышки, используя данные наблюдений без привязки абсолютного значения фазы, что может существенно упростить обнаружение данного эффекта в других источниках. Впервые измерена протяжённость области, в которой происходит просветление вещества струи для радиоизлучения вблизи её видимого начала. Кроме того, скорость видимого движения вещества струи была независимо измерена по последовательным вспышкам в стационарных деталях струи 3С 273 на длине волны 7 мм. Оценённая таким образом скорость оказалась в 1.5 раза выше видимой скорости движения компонент, что может указывать на систематическую недооценку величины релятивистского усиления.

По результатам юстировочных наблюдений космического радиотелескопа (КРТ) была обнаружена систематическая погрешность наведения КРТ, равная $2.5'$. Коррекция этого отклонения в виде постоянной поправки ко всем последующим наведениям КРТ позволила повысить чувствительность интерферометра «РадиоАстрон» в 1.5 раза на длине волны 1.35 см. Было показано, что построение ориентации по звёздным датчикам происходит с точностью

лучше $1.5''$ и не зависит от количества используемых астродатчиков, а поддержание ориентации сохраняется на уровне $0.2''$ за время типичного интерферометрического наблюдения. Полученные результаты имеют практическую значимость для разработки программного и аппаратного обеспечения систем наведения и стабилизации будущих научных космических миссий.

Апробация основных результатов

Основные результаты диссертации докладывались на научных семинарах и отчетных сессиях Астрокосмического Центра ФИАН, а также на следующих научных мероприятиях:

- *Всероссийская астрономическая конференция «От эпохи Галилея до наших дней»*, САО РАН, п. Нижний Архыз, 13–18 сентября 2010,
- *Симпозиум Ферми (Fermi Symposium)*, Рим, Италия, 9-12 мая 2011,
- *XXVIII конференция «Актуальные проблемы внегалактической астрономии»*, ПРАО АКЦ ФИАН, Пуццино, 19–21 апреля 2011 г.,
- *XXIX конференция «Актуальные проблемы внегалактической астрономии»*, ПРАО АКЦ ФИАН, Пуццино, 17–19 апреля 2012 г.,
- *11-й Симпозиум европейской РСДБ сети (11th European VLBI Network Symposium)*, Бордо, Франция, 2012,
- *Конференция «Самые внутренние области релятивистских струй и их магнитные поля» («The Innermost Regions of Relativistic Jets and Their Magnetic Fields»)*, Гранада, Испания, 10-14 июня 2013,
- *Всероссийская астрономическая конференция «Многоликая Вселенная»*, Санкт-Петербург, 23-27 сентября 2013,
- *43-я конференция молодых европейских радиоастрономов (Young European Radioastronomers Conference)*, Билефельд, Германия, 2013,
- *Симпозиум Международного астрономического союза (IAU Symposium)*, Галапагосские острова, Эквадор, 2015,
- *Конференция «Рассекая Вселенную» (Dissecting Universe)*, Бонн, Германия, 2015,
- *13-й Симпозиум европейской РСДБ сети (13th European VLBI Network Symposium)*, Санкт-Петербург, 2016,

- 46-я конференция молодых европейских радиоастрономов (*Young European Radioastronomers Conference*), Бонн, Германия, 2016.

Публикации по теме диссертации

Результаты диссертации опубликованы в ведущих рецензируемых журналах. Всего имеется 6 научных статей А1–А6 с основными результатами, выносимыми на защиту, в журналах, входящих в список Web of Science Core Collection и рекомендованных Высшей аттестационной комиссией (ВАК) при Министерстве образования и науки РФ. Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

- A1** Lisakov, M. M., Kovalev, Y. Y., Savolainen, T., Hovatta, T. and Kutkin, A. M., A connection between gamma-ray and parsec-scale radio flares in the blazar 3C 273, *MNRAS*, 468, 4478-4493 (2017)
- A2** Johnson, M. D., Kovalev, Y. Y., Gwinn, C. R., Gurvits, L. I., Narayan, R., Macquart, J.-P., Jauncey, D. L., Voitsik, P. A., Anderson, J. M., Sokolovsky, K. V., and Lisakov, M. M., Extreme Brightness Temperatures and Refractive Substructure in 3C 273 with RadioAstron, *ApJ*, 820, L10, 6 страниц (2016)
- A3** Kovalev, Y. Y., Kardashev, N. S., Kellermann, K. I., Lobanov, A. P., Johnson, M. D., Gurvits, L. I., Voitsik, P. A., Zensus, J. A., Anderson, J. M., Bach, U., Jauncey, D. L., Ghigo, F., Ghosh, T., Kraus, A., Kovalev, Yu. A., Lisakov, M. M., Petrov, L. Yu., Romney, J. D., Salter, C. J., and Sokolovsky, K. V., RadioAstron Observations of the Quasar 3C 273: A Challenge to the Brightness Temperature Limit, *ApJ*, 820, L9, 6 страниц (2016)
- A4** Лисаков М. М., Войнаков С. М., Сыров А. С., Соколов В. Н., Добрынин Д. А., Шатский М. А., Камальдинова Р. А., Сосновцев В.В., Рябогин Н. В., Вьюнитская Т. Б., Филиппова Е. Н., Работа системы ориентации космического аппарата “СПЕКТР-Р”, *Космические исследования*, 52, 399-407 (2014)
- A5** Ковалев Ю. А., Васильков В. И., Попов М. В., Согласнов В. А., Войцик П. А. Лисаков М. М., Кутькин А. М., Николаев Н. Я., Нижельский Н. А., Жеканис Г. В., Цыбулев П. Г., Проект “РАДИОАСТРОН”. Измерения и анализ основных параметров космического телескопа в полете в 2011-2013 ГГ., *Космические исследования*, 52, 430-439 (2014)
- A6** Кардашев Н. С. и др. (всего 39 соавторов, включая Лисакова М. М.), РадиоАстрон: итоги выполнения научной программы исследований за 5 лет полета, *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина*, No.3, 4-24 (2016)

Личный вклад автора в совместные работы

Все работы представляют собой результаты и анализ наблюдений и выполнены в соавторстве.

В работе [A1] вклад диссертанта основной и включает постановку задачи, проведение калибровки данных, анализ результатов, обсуждение и подготовка публикации, за исключением подготовки кривой блеска в гамма-диапазоне с адаптивным шагом и оценки значимости определения задержки между кривыми блеска.

В работах [A2] и [A3] вклад диссертанта равен вкладу остальных соавторов, и включает в себя участие в подготовке наблюдений, амплитудную калибровку данных, участие в обсуждении результатов и подготовке публикации.

В работе [A4] вклад диссертанта основной и включает постановку задачи, проведение измерений и анализа данных, обсуждение и подготовку публикации, за исключением вычисления теоретических погрешностей ориентации.

В работе [A5] вклад диссертанта равен вкладу остальных соавторов, и включает участие в постановке задачи, подготовке наблюдений, проведении анализа данных, обсуждении результатов и подготовке публикации.

В работе [A6] вклад диссертанта равен вкладу остальных соавторов, и включает участие в постановке задачи наблюдения квазара 3C 273, подготовке этих наблюдений, проведении анализа данных, обсуждении результатов и подготовке публикации.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Общий объем рукописи составляет 135 страниц, включая 40 рисунков и 14 таблиц. Список цитируемой литературы включает 180 наименований на 14 страницах.

В первой главе описаны наблюдательные данные, использованные в работе: данные с телескопа LAT/*Fermi* в гамма-диапазоне; наши многочастотные (5–43 ГГц) наблюдения на системе апертурного синтеза VLBA; данные мониторинга на частоте 43 ГГц, находящиеся в открытом доступе и проанализированные диссертантом; наблюдения с помощью наземно-космического интерферометра «РадиоАстрон». Также в этой главе приведены основные методы калибровки данных и оценка их качества. В первой главе также приводятся результаты анализа точности наведения КРТ на источник и работы системы стабилизации.

Вторая глава посвящена локализации области генерации гамма-излучения в структуре струи 3C 273. В начале главы рассматриваются две конкурирующие модели образования гамма-излучения – вблизи СМЧД или истоков струи либо ниже по струе, вблизи её видимого начала. Далее в главе описаны методы анализа данных, включающие моделирование

структуры струи двумерными гауссианами, анализ кинематики компонент, анализ сдвига видимого ядра, а также кросс-корреляцию кривых блеска. Как показано в заключительной части главы, все методы анализа дают согласованный результат. Область генерации гамма-излучения, ассоциированного с самой мощной вспышкой, располагалась вблизи истинного начала струи, в окрестностях центральной чёрной дыры. Кроме того, удалось оценить скорость вещества струи, используя последовательные вспышки в стационарных компонентах на длине волны 7 мм. Оценённая таким образом скорость оказалась в 1.5 раза выше, чем измеренная по кинематике компонент, что указывает на возможную недооценку релятивистского усиления. Также, во второй главе описан метод определения смещения видимого ядра на длине волны 7 мм по кинематике кластеров компонент. Оказалось, что положение ядра коррелирует с его плотностью потока. За время нарастания мощной вспышки ядро сместилось вниз по струе на 4.4 пк.

В третьей главе представлены результаты анализа наблюдений 3C 273 на наземно-космическом интерферометре «РадиоАстрон». Яркостная температура в диапазонах 1.35, 6 и 18 см существенно превышает теоретический предел для случая равномерного распределения энергий магнитного поля и частиц $10^{10.5}$ К, а также предел «Комптовской катастрофы» $10^{11.5}$ К. Большое внимание уделяется влиянию субструктуры рассеяния на амплитуду функции видности на базах больше 100 000 км. В частности, показано, что в предположении наличия рассеяния излучения 3C 273 на длине волны 18 см рефракционный шум определяет величину амплитуды функции видности, что снижает оценку яркостной температуры в этом диапазоне до 7×10^{12} К. Привлечение данных мониторинга на длине волны 7 мм позволило показать, что в этом диапазоне также в течение нескольких месяцев во время вспышки наблюдаются экстремальные яркостные температуры в видимом начале релятивистской струи. Обнаружение столь высоких яркостных температур, сохраняющихся на протяжении длительного времени, ставит ряд вопросов, неразрешимых в рамках современных знаний о джетах. Измеренный сдвиг ядра на разных частотах позволил оценить параметры струи при условии, что в её энергии доминирует вклад частиц, как следует из обнаружения экстремальных яркостных температур.

Четвёртая глава посвящена исследованию спектральных свойств выброса 3C 273. После учёта неодинакового заполнения uv-плоскости на разных частотах были получены значения темпа спадания спектрального индекса с расстоянием вдоль струи. Спадание спектрального индекса на 10^{-3} на каждый парсек вдоль струи оказалось одинаковым в частотных диапазонах 15–8 ГГц и 8–5 ГГц, что говорит о доминировании адиабатических потерь. Моделирование частично-прозрачной области перехода между оптически-толстым излучением начала струи и оптически-тонким излучением её протяжённой части позволило оценить протяжённость этой области в 7 парсек вдоль струи на частотах 43–24 ГГц.

В заключении суммированы основные результаты диссертации, выносимые на защиту, указаны перспективы дальнейших исследований.

Глава 1

Результаты наблюдений 3С 273

В этой главе представлены наблюдения 3С 273 и результаты их обработки. Наблюдательные данные получены на следующих инструментах: телескоп *Fermi*/LAT в гамма-диапазоне, система апертурного синтеза VLBA на длинах волн 7мм – 6 см, наземно-космический интерферометр «РадиоАстрон» на длинах волн 1.35, 6 и 18 см. Изложен процесс первичной калибровки данных. Приведены результаты работ по определению параметров приёмников КРТ, а также точности наведения КРТ. Представленные результаты опубликованы в статьях диссертанта [А1-А6].

1.1 Гамма-диапазон

Как известно, гамма-излучение полностью поглощается земной атмосферой, поэтому наблюдения в этом диапазоне, за исключением черенковского излучения, порождаемого фотонами с энергией несколько ТэВ, можно проводить только из космоса. Космическая обсерватория Ферми была запущена в 2011 году. Основным инструментом на её борту является телескоп LAT (*Large Area Telescope* – Телескоп большой площади [30]). LAT наблюдает в диапазоне 100 МэВ – 300 ГэВ и имеет очень широкое поле зрения – 60 градусов. При этом орбита и параметры вращения космического аппарата Ферми таковы, что телескопу LAT удаётся покрывать всё небо с одинаковой чувствительностью примерно каждые 6 часов. Это позволяет одновременно исследовать гамма-излучение большого количества объектов на небе. Оказалось, что большинство источников, ярких в гамма-диапазоне и лежащих вне плоскости Галактики – это активные ядра галактик.

Как известно, коллаборация Ферми постоянно уточняет своё понимание функции отклика телескопа LAT, а также совершенствует программное обеспечение для обработки данных, поэтому в работе [А1] для повышения надёжности получаемой кривой блеска в гамма-

диапазоне мы использовали новейшие на момент публикации данные каталога 3FGL Pass 8. На их основе с помощью пакета программ ScienceTools версии v10r0p5 мы построили кривую блеска в диапазоне 100 МэВ – 300 ГэВ, согласно рекомендациям коллаборации Ферми¹. Область диаметром 20 градусов вокруг ЗС 273 была моделирована с помощью функции отклика P8R2_SOURCE_V6 с использованием модели диффузного излучения Галактики “gll_iem_v06.fits”, а также изотропной моделью фонового излучения “iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt”.

Далее проводилось адаптивное усреднение данных [107], так что статистическая ошибка каждой точки результирующей кривой была бы порядка 20%. Этот метод позволяет получать однородный по относительной точности, но неоднородный по скважности набор данных (от ~ 10 часов во время вспышек до нескольких дней в спокойные периоды). Однако, это не препятствовало дальнейшему анализу, так как последующий анализ, проведённый нами, нечувствителен к скважности данных.

Для оценки потока каждой точки с помощью метода максимального правдоподобия в статье [A1] мы использовали потоки всех источников в поле 20° вокруг ЗС 273 из каталога Ферми 3FGL [108]. Для уверенной сходимости алгоритма мы зафиксировали спектральные характеристики всех источников в указанном поле, что, однако, не повлияло существенно на оцениваемые параметры, в частности на амплитуду и положение пиков вспышек.

1.2 Многочастотные РСДБ наблюдения

Мы запланировали РСДБ наблюдения на системе апертурного синтеза VLBA² (Very Large Baseline Array – Решётка с Очень Длинными Базами), которые должны были начаться в случае появления вспышки в гамма-диапазоне. VLBA состоит из десяти 25-метровых антенн: BR (Brewster, Вашингтон), FD (Fort Davis, Техас), HN (Hancock, Нью-Гэмпшир), KP (Kitt Peak, Аризона), LA (Los Alamos, Нью-Мексико), MK (Mauna Kea, Гавайи), OV (Owens Valley, Калифорния), SC (St. Croix, Виргинские острова), PT (Pie Town, Нью-Мексико), NL (North Liberty, Айова), и позволяет наблюдать на интерферометрических базах до ~ 9000 км. Когда поток гамма-излучения ЗС 273 в диапазоне 100 МэВ – 300 ГэВ вырос в 3 раза по сравнению с типичными значениями, мы начали наши многочастотные наблюдения. Всего было проведено 4 наблюдения в пяти частотных полосах VLBA: 5, 8, 15, 24 и 43 ГГц, с шириной полосы 32 МГц. Наблюдения проводились в двух круговых поляризациях. Подробности наблюдений приведены в таблицах 1.1 и 1.2.

Для улучшения частотного покрытия четыре частотных поддиапазона (IF) диапазонов

¹http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Pass8_usage.html

²<https://science.lbo.us/facilities/vlba/docs/manuals/oss>

Дата	Кол-во антенн	Видностей $\times 10^3$ на диапазон С, X, U, K, Q
2009-08-28	10	5.5, 7.5, 7, 8.5, 12
2009-10-25	10	7.5, 8, 9, 9, 15
2009-12-05	10	5, 6.5, 6, 5.5, 12
2010-01-26	9	6, 5.5, 6.5, 7, 10

Таблица 1.1: Многочастотные наблюдения на VLBA (подробности по частотам приведены в Табл. 1.2). Во время последнего наблюдения пропали данные в антенны HN, других существенных потерь не было. Видности посчитаны после усреднения частотных каналов, а также усреднения по времени с шагом 5 с. Результат диссертанта из работы [A1].

Диапазон	Длина волны (см)	Частота (ГГц)	Ширина полосы (МГц)
Q1	0.7	43.2	32
K1	1.3	23.8	32
U1	2	15	32
X2	3.6	8.4	16
X1	3.7	8.1	16
C2	6.0	5.0	16
C1	6.5	4.6	16

Таблица 1.2: Частоты и длины волн результирующего набора данных, после разбивки на поддиапазоны. Результат диссертанта из работы [A1].

5 и 8 ГГц были по два максимально разнесены (на 395 МГц и 321 МГц соответственно) внутри полосы пропускания соответствующего приёмника. В результате было получено прекрасное покрытие по частотам, см. табл. 1.2.

Первые этапы калибровки данных проводились в пакете AIPS [109]. Был проведён первичный анализ данных на наличие существенных проблем, флагирование проблемных данных, калибровка потоков в физических единицах, учёт влияния атмосферы (на всех частотах) и ионосферы (на частотах 5 и 8 ГГц), а также влияния параметров вращения Земли на задержку сигналов, коррекция параллактического угла, полосы пропускания, а также глобальная подгонка лепестка во всех поляризациях: LL, RR, а также LR и RL (L обозначает левую круговую поляризацию, R – правую). В качестве опорной антенны для подгонки лепестка использовалась антенна PT, показавшая наилучшую стабильность в процессе наших наблюдений. В случаях отсутствия данных с антенны PT, использовались вторичные опорные антенны OV и LA. Для калибровки потоков мы использовали данные нескольких

программ мониторинга полного потока источников, а именно: MOJAVE³ (Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments – Мониторинг выбросов в активных ядрах галактик с помощью VLBA) на длине волны 2 см, программы мониторинга блазаров группы Бостонского Университета⁴ на длине волны 7 мм, мониторинга астрономической обсерватории Мичиганского университета⁵ на длинах волн 6.3, 3.8 и 2 см, обзора калибровочных источников на VLA⁶ (Very Large Array – Очень большая решётка) на длинах волн 6, 3.6, 1.3 см и 7 мм (данные до декабря 2009 года).

Далее мы применяли описанную в статье [110] процедуру, которая позволяет повысить точность калибровки амплитуд и состоит в следующем:

- Первичное гибридное картографирование источника в Difmap [111] с целью определения глобальных поправок амплитуды комплексных коэффициентов усиления для каждого телескопа. Глобальные поправки вычислялись для каждой антенны отдельно на каждой частоте, в т.ч. в каждом частотном канале.
- Глобальных поправки амплитуды были применены к данным в AIPS в тех случаях, когда они превышали 10% и можно было установить причину отклонения амплитуды по вспомогательным данным. После применения глобальных поправок проводилось разбиение данных в диапазонах 5 и 8 ГГц на два поддиапазона каждый, см. Таблицу 1.2.
- Финальное гибридное картографирование, получение результирующих карт для последующего анализа. Итоговый набор данных содержит 4 многочастотных наблюдения, по 7 частот, см. Таблицу 1.2.

Такая процедура увеличивает общее время на проведение картографирования в 2 раза, однако, это необходимо для последующего анализа, чувствительного к амплитудной калибровке, например анализа распределения спектрального индекса. Мы оцениваем результирующую относительную точность определения плотности потока в диапазонах 5, 8 и 15 ГГц как 5%, а в диапазонах 24 и 43 ГГц – 10%.

1.3 Данные мониторинга на 7 мм

Для исследования эволюции параметров источника на длительных промежутках времени мы использовали калиброванные данные программы мониторинга блазаров группы

³<http://www.physics.purdue.edu/MOJAVE/allsources.html>

⁴<http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html>

⁵<http://dept.astro.lsa.umich.edu/datasets/umrao.php>

⁶<http://www.aoc.nrao.edu/~smyers/calibration>

Бостонского Университета, которые находятся в открытом доступе. Эти наблюдения проводятся регулярно, примерно раз в месяц, на системе апертурного синтеза VLBA. Весь анализ, включая построение результирующих карт, моделирование структуры источника гауссианами, а также анализ параметров компонент, мы проводили самостоятельно, используя те же методы и подходы, что и для наших многочастотных наблюдений [A1].

Всего было обработано 60 наблюдений на длине волны 7 мм. При этом для анализа кинематики мы использовали 5 лет наблюдений с 2008 по 2012 годы, а для анализа эволюции яркостных температур ядра и стационарных компонент мы добавили ещё 2 года, таким образом покрыв период 2008–2014 гг.

Для оценки качества данных, мы проанализировали количество антенн, участвовавших в наблюдениях (чем больше, тем лучше. Максимально доступное количество антенн в решётке VLBA – 10), а также количество измерений функции видности (чем больше, тем лучше). Результаты анализа качества данных на 7 мм представлены в таблице 1.3.

Таблица 1.3: Оценка качества данных, использованных для анализа кинематики компонент на длине волны 7 мм, как наших наблюдений, так и наблюдений группы Бостонского университета.

Дата	MJD	N_{eq}	Кол-во измерений функции видности	Комментарии
2008-01-17	54482	8	1829	-HN, NL 60% потеряно
2008-02-29	54525	8	2433	-HN, -FD
*2008-06-12	54629	6	1168	-BR, -LA, -PT
*2008-07-06	54653	7.5	1956	-BR, -OV
2008-08-15	54693	9.5	2408	
2008-09-10	54719	9.5	3783	
2008-11-16	54786	9	3159	МК 60% потеряно
2008-12-21	54821	9	3304	-HN
2009-01-24	54855	10	4026	
2009-02-22	54884	10	3991	
2009-04-01	54922	10	3632	
2009-05-30	54981	10	3493	
2009-06-21	55003	8.7	2938	-NL
2009-07-26	55038	8.7	2610	-PT
2009-08-16	55059	10	3553	

Продолжение на следующей странице

Таблица 1.3 – продолжение

Дата	MJD	N_{eq}	Кол-во измерений функции видности	Комментарии
2009-08-28	55071	10	6250	наши многочастотные на- блюдения
2009-09-16	55090	9	2822	HN 50% потеряно
2009-10-16	55120	9	3324	-SC
2009-10-25	55129	9.5	7628	наши многочастотные на- блюдения
*2009-11-28	55163	7.5	2217	-МК, КР 75% потеряно, HN 75% потеряно
2009-12-05	55170	9	6145	наши многочастотные на- блюдения, SC 30% потеря- но, NL 40% потеряно
2010-01-10	55206	8.5	2866	-HN, КР 50% потеряно
2010-01-26	55222	8.5	5138	наши многочастотные на- блюдения, -HN, NL 40% потеряно
2010-02-11	55238	8.5	2607	-HN
2010-03-06	55261	9	3200	PT 50% потеряно
2010-05-19	55335	9.7	3332	
2010-06-14	55361	8	1500	-PT, BR 60% потеряно
2010-08-01	55409	8.7	1839	-FD
2010-08-21	55429	9	1542	-FD
2010-09-18	55457	8.5	1499	-FD, SC 30% потеряно
2010-10-24	55493	9.7	3346	
2010-12-04	55534	9.5	3537	
2011-01-02	55563	9.5	3338	
2011-02-04	55596	8.5	1976	-PT
2011-04-21	55672	8.7	2132	-NL
2011-05-22	55703	8	1151	-BR, PT 60% потеряно, SC 30% потеряно

Продолжение на следующей странице

Таблица 1.3 – продолжение

Дата	MJD	N_{eq}	Кол-во измерений функции видности	Комментарии
2011-06-12	55724	8	1323	-OV, HN 80% потеряно, BR 30% потеряно
2011-07-21	55763	9	2116	PT 40% потеряно
2011-08-23	55796	8.7	1646	-МК
2011-09-16	55820	9	1944	МК 50% потеряно, SC 30% потеряно
2011-10-16	55850	9	1969	HN 50% потеряно, SC 30% потеряно
2011-12-02	55897	9	2488	
2012-01-27	55953	8	1603	-FD, HN 75% потеряно
2012-03-05	55991	9	1868	МК 30% потеряно
2012-04-02	56019	8.7	1888	-LA
*2012-05-26	56073	6.5	864	-МК, -OV, -LA
2012-07-04	56112	9.5	852	
2012-08-13	56152	8.5	1417	-HN, PT 40% потеряно, SC 30% потеряно
2012-10-28	56228	9.7	2504	
*2012-12-22	56283	6.5	1291	-PT, -NL, BR 90% потеря- но

MJD = JD-2400000.5 – модифицированная юлианская дата. N_{eq} – приближённая оценка количества участвовавших антенн с учётом флажирования данных. Количество измерений функции видности измерялось после усреднения по каналам промежуточной частоты и интегрировании по 20 секундным интервалам. Обозначение “–ТЕЛЕСКОП” в комментариях означает полное отсутствие данных от указанного телескопа. Наблюдения, обозначенные звёздочкой были исключены из дальнейшего анализа. Детали по нашим многочастотным наблюдениям (5–43 ГГц) представлены в таблице 1.1. Результат диссертанта из работы [A1].

1.4 Наблюдения с наземно-космическим интерферометром «РадиоАстрон»

Наземно-космический интерферометр «РадиоАстрон» [112] начал свою работу после запуска космического аппарата «Спектр-Р» с космическим радиотелескопом КРТ на борту. КРТ представляет собой 10-метровую параболическую антенну и комплекс приборов, включая радиоастрономические приёмники, работающие на длинах волн 1.35, 6, 18 и 92 см в обеих поляризациях. Полная ширина полосы пропускания равна 16 МГц для приёмника 92 см и 32 МГц для остальных. Конструкция блока антенных облучателей КРТ позволяет проводить наблюдения одновременно в разных диапазонах, однако, одновременно записываться могут только 2 канала. Таким образом, возможны как наблюдения в обеих поляризациях одного приёмника, так и одновременные наблюдения с использованием двух приёмников, каждый в одной круговой поляризации. Через остронаправленную антенну связи данные с КРТ передаются на одну из наземных станций слежения: в Пушино и Грин Бэнк (с августа 2013 года). Синхронизация может проводиться как с использованием бортового водородного стандарта частоты (стандартный режим), так и с помощью наземного водородного стандарта на станции слежения в режиме замкнутой петли [112].

В качестве наземного плеча интерферометр «РадиоАстрон» может использовать практически любые радиотелескопы с диаметром больше ~ 25 метров. Наибольшее количество наблюдений проводится с такими телескопами, как Торунь (Torun, Польша), Йебес (Yebees, Испания), Эффельсберг (Effelsberg, Германия), Медицина (Medicina, Италия), Вестерборк (WSRT, Westerbork, Голландия), Ното (Noto, Италия) и другими. Наибольшее количество детектирований на самых длинных базах происходит на интерферометрических базах, включающих самые чувствительные наземные телескопы: ГБТ (Green Bank Telescope, США), Аресибо (Arecibo, Пуэрто-Рико), Эффельсберг (Effelsberg, Германия) [А6].

Данные со станций слежения и наземных телескопов поступают в Астрокосмический Центр ФИАН для корреляции. Для некоторых программ используются также и другие программные корреляторы в Бонне (DiFX [113]), модифицированном для корреляции наземно-космических данных [114], и Двингелоо (JIVE SFXC).

Самой масштабной наблюдательной программой в проекте «РадиоАстрон» является обзор активных ядер галактик, в рамках которого и были проведены наблюдения квазара 3С 273 на длинах волн 1.35, 6 и 18 см. Успешные наблюдения 3С 273, проанализированные нами, представлены в таблице 1.4. Для всех диапазонов использовалась полоса пропускания 16 + 16 МГц, однобитное клипирование данных КРТ и двубитное – наземных телескопов.

Корреляция данных проводилась в 2 этапа. На первом этапе происходил поиск лепестка в широком окне по задержке и частоте интерференции. Типичные поправки по задержке

Длина волны (см)	Дата	Наземные телескопы	Проекция базы (тыс. км; 10^9 длин волн)	Разрешение (мксек дуги)
1.35	02 февраля 2013	Грин Бэнк, Y27	103 ; 7.6	27
6.2	30 декабря 2012	Аресибо, Эффельсберг	90 ; 1.45	142
6.2	02 февраля 2013	Аресибо	103; 1.69	122
18	08 января 2013	Грин Бэнк	157; 0.87	237
18	25 января 2013	Аресибо, Грин Бэнк	171; 0.95	217

Таблица 1.4: Успешные детектирования интерференционного лепестка от квазара 3C 273 с помощью наземно-космического интерферометра. Грин Бэнк – 110 м телескоп, США. Y27 – это антенная решётка VLA, США, которая работала в режиме фазирования, т.е. фактически как одиночная антенна. Аресибо – 305 м телескоп, Пуэрто Рико. Эффельсберг – 100 м телескоп, Германия. Разрешение приведено согласно формуле $\theta = \lambda/B$, где λ – длина волны, а B – длина проекции базы. Совместный результат диссертанта из работы [A3].

составляли несколько десятков микросекунд, а по частоте интерференции – несколько герц. На втором этапе найденные поправки применялись к данным, так что интерференционный лепесток оказывался вблизи нуля и по задержке, и по частоте интерференции. Это позволило избежать потери амплитуды лепестка в случае, когда он находится на краю окна поиска, а также позволило точнее оценить соотношение сигнала к шуму.

После этого происходила пост-корреляционная обработка в пакете PIMA [115]. Была осуществлена подгонка лепестка с учётом членов второго порядка, которые учитывают, например, остаточное ускорение КРТ на орбите, и другие квадратичные поправки с типичными применёнными значениями $10^{-15} - 10^{-16} \text{ с/с}^2$. После этого была проведена амплитудная калибровка данных, используя данные измерения системных температур как наземных телескопов, так и КРТ. Также была произведена коррекция комплексной полосы пропускания. Итоговое отношение сигнала к шуму во всех случаях было достаточно высоким, так что вероятность ложного детектирования лепестка оказалась меньше 10^{-12} .

Водородный стандарт частоты на борту «Спектр-Р» оказался очень стабильным, поэтому основное ограничение на время когерентного накопления сигнала накладывает не он, а флуктуации в земной атмосфере. При этом на длинах волн 6 и 18 см оказалось, что можно когерентно накапливать сигнал в течение всего скана (9.5 минут). На длине волны 1.35 см благодаря тому, что КРТ не подвержен влиянию атмосферы, время когерентного накопления на наземно-космических базах составило порядка 200 сек, что значительно дольше типичных значений для наземно-наземных наблюдений.

В наблюдениях «РадиоАстро́на» на экстремально длинных базах почти во всех случаях невозможно использовать самокалибровку для коррекции амплитуды из-за малого количества телескопов. Поэтому в вопросе калибровки амплитуды интерферометрического сигнала приходится полагаться исключительно на измерения системных температур. Амплитуда сигнала на базе 1–2 в физических единицах пропорциональна $\sqrt{\text{SEFD}_1 \text{SEFD}_2}$, где $\text{SEFD} \propto T_{\text{sys}}/A_{\text{eff}}$ для каждого телескопа, T_{sys} – системная температура (К), A_{eff} – эффективная площадь (м^2). Во время научных интерферометрических наблюдений в рамках проекта «РадиоАстро́н» измерение системной температуры T_{sys} осуществляется относительно известного приращения температуры T_{NS} , создаваемого генераторами шума (ГШ). Значения ГШ T_{NS} были прокалиброваны при наземных испытаниях [112]. Значение A_{eff} было установлено в наблюдениях калибровочных источников [112] во время лётных испытаний. В наблюдениях ЗС 273 ГШ включались за ≈ 2 минуты до и через ≈ 2 минуты после наблюдений. Значения системной температуры во время наблюдений получались с помощью линейной интерполяции измеренных значений с шагом 30 сек.

Мы считаем, что приращение температуры шумов от ГШ T_{NS} , а также эффективная площадь антенны КРТ A_{eff} мало изменялись со временем в 2011–2013 годах, что было подтверждено нами в наблюдениях калибровочных источников [А5]. Поэтому мы провели мониторинг системных температур приёмников КРТ по измерениям во время интерферометрических наблюдений, состоявшихся в 2011–2013 гг. Результаты согласуются с первыми измерениями параметров КРТ [112] в пределах (10 – 15)% в диапазонах 92, 18 и 6 см и (20 – 25)% в диапазоне 1.35 см. Параметры КРТ, оценённые по измерениям температуры ступеньки ГШ в интерферометрических наблюдениях, приведены в Таблице 1.5. Результаты измерения параметров КРТ использовались для калибровки амплитуды интерференционного сигнала от квазара ЗС 273 [А3].

1.5 Точность наведения и сопровождения КРТ

Наведение КРТ на исследуемый объект, а также поддержание заданной ориентации производится с помощью массивных маховиков, установленных на «Спектр-Р». При этом определение ориентации «Спектр-Р» в пространстве осуществляется с помощью трёх звёздных датчиков, а поддержание ориентации контролируется комплектом гироскопических измерителей угловой скорости вращения маховиков. В данном разделе используется визирная система координат (ВСК) КРТ. Ось X этой системы координат направлена вдоль электрической оси КРТ, ось Y – вдоль солнечных батарей «Спектр-Р», а ось Z перпендикулярна обеим и дополняет их до правой тройки.

Для определения параметров наведения и чувствительности КРТ регулярно проводятся

Параметр	1.35 см		6.2 см		18 см		92 см	
	LCP	RCP	LCP	RCP	LCP	RCP	LCP	RCP
T_{sys}	127 ± 8	100 ± 10	147 ± 8	–	41.0 ± 1.0	43.5 ± 4.0	145 ± 15	147 ± 15
F_{sys}	46.7 ± 3.0	36.8 ± 3.7	11.6 ± 0.6	–	2.76 ± 0.27	2.93 ± 0.27	13.3 ± 1.4	13.5 ± 1.4
ДН	$6' \times 13'$		$25'$		$72'$		6.1°	
A_{eff}	7.5		35		41		30	

Таблица 1.5: Параметры КРТ. T_{sys} – системная температура (К); F_{sys} – эквивалентная плотность потока системы, SEFD (10^3 Ян), совместный результат диссертанта из работы [A5]. ДН – размеры диаграммы направленности; A_{eff} – эффективная площадь (м^2), результат из работ [112], [A5], приведён в иллюстративных целях.

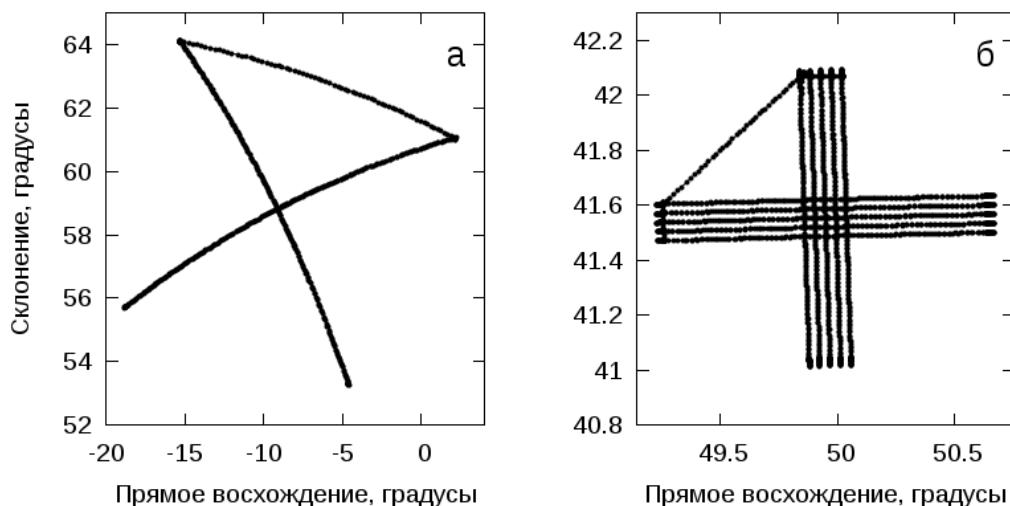


Рис. 1.1: Траектория оси X при проведении юстировочных наблюдений. (а) – в диапазонах 18 и 92 см. Длина скана 5° , скорость вращения КА $36''/\text{с}$; (б) – в диапазонах 6 и 1.35 см. Длина скана 1° , расстояние между сканами $2.5'$, скорость вращения КА $18''/\text{с}$. На рисунке 5 сканов вокруг оси Y и 5 сканов вокруг оси Z (по 2 прохода на каждом скане). Результат диссертанта из работы [A4].

юстировочные наблюдения. При этом для минимизации вклада нестабильности приёмников в вариации выходного сигнала юстировки проводятся в режиме сканирования (Рисунок 1.1): КРТ вращается поочередно вокруг двух осей, Y и Z [112], проходя через источник с угловыми скоростями 18 или $36''/\text{сек}$. В диапазонах 18 и 92 см используется схема в виде креста: по 2 прохода вокруг каждой из осей, Рисунок 1.1а. В диапазонах 1.35 и 6 см проводится сканирование площадки, по 5 проходов вокруг каждой оси, разнесённые на $2.5'$, Рисунок 1.1б. Середина центрального прохода должна приходиться на центр источника, по которому проводится юстировка. При каждом прохождении источника через диаграмму направленности максимальный сигнал должен наблюдаться в моменты, когда главный лепесток диаграммы направленности КРТ направлен строго на источник.

Лучшими калибровочными источниками для юстировки радиотелескопа являются, конечно, точечные источники. Наиболее яркие объекты, видимые с КРТ (Крабовидная туманность, Кассиопея А) разрешаются в диапазоне 1.35 см, а количество доступных точечных объектов невелико из-за невысокой чувствительности КРТ в этом диапазоне [112]. При этом точное наведение важно именно для диапазона 1.35 см, из-за малых размеров диаграммы направленности. Наибольшее количество юстировочных наблюдений в диапазоне 1.35 см было проведено по радиогалактике 3С 84. Мы столкнулись с двумя сложностями: во-первых, отклики радиометрических выходов от 3С 84 в диапазоне 1.35 см зачастую не видны на фоне шумов системы, и, во-вторых, системная температура приёмника 1.35 см меняется довольно

сильно (амплитуда низкочастотных флуктуаций на порядок выше, чем отклик на источник) в процессе стандартных полуторачасовых юстировочных наблюдений, см. Рисунок 1.2а.

Поэтому к зависимости радиометрического сигнала от времени $S(t)$ мы применяли медианный фильтр с такими параметрами, чтобы избавиться от высокочастотных помех (в том числе откликов на источник). Получившийся фильтрованный сигнал $M(t)$ мы вычитали из исходного сигнала, получая чистый сигнал $S(t) - M(t) = C(t)$, свободный от крупномасштабных изменений системной температуры, см. Рисунок 1.2б. После этого сигнал усреднялся, см. Рисунок 1.2в. Все сечения эллиптического главного лепестка диаграммы направленности (ДН) вдоль одного направления представляют собой одномерные гауссианы с одинаковой шириной на половине максимума и одинаковым положением максимума. Поскольку в данном анализе нас не интересовала амплитуда отклика на источник, усреднение проводилось по всем проходам. Мы усредняли независимо проходы вокруг осей Y и Z , а также для каждой оси разделяли вращения в противоположные стороны. Усреднённые отклики на источник 3С 84 аппроксимировались гауссианами, размеры которых принимались за размеры диаграммы направленности в соответствующем направлении.

Анализ данных показал, что положения максимумов откликов при сканировании в диапазоне 1.35 см не совпадают с расчётным положением источника. Другими словами, существует отклонение между реальной электрической осью КРТ (максимумом чувствительности диаграммы направленности КРТ) и осью X . Из-за особенностей диаграммы направленности КРТ в диапазоне 1.35 см (см. [112]) значимое отклонение удалось найти только вдоль оси Y . На Рисунке 1.2в показан усреднённый сигнал при проходах вдоль оси Y , максимум которого не совпадает с расчётным положением. При этом отклонение имеет две составляющие: постоянную и переменную, зависящую от направления вращения. Постоянная часть отклонения может быть объяснена, например, деформациями, произошедшими при выведении КА на орбиту и раскрытии КРТ, и составляет величину $2.5'$. Размер диаграммы направленности, измеренной вдоль оси Y , в этом диапазоне составляет около $6'$ [112]. Таким образом, неучёт отклонения оси приводил бы к потере чувствительности КРТ примерно в 2 раза, а чувствительности наземно-космического интерферометра примерно в 1.5 раза.

Переменная часть отклонения равна $1'$ и всегда направлена против вращения КРТ, таким образом, вызывая смещение максимума отклика на источник по направлению движения или, что то же самое, задержку времени прихода максимума по сравнению с расчётным. Переменная часть отклонения может быть частично объяснена задержкой в интегрирующей цепочке приёмника (см. обсуждение в [112]). Наличие и стабильность постоянной части отклонения были проверены в юстировках в ноябре 2011 – январе 2012. Начиная с 15 декабря 2011 года, поправка $2.5'$ учитывалась при наведении КРТ на источник во всех без исклю-

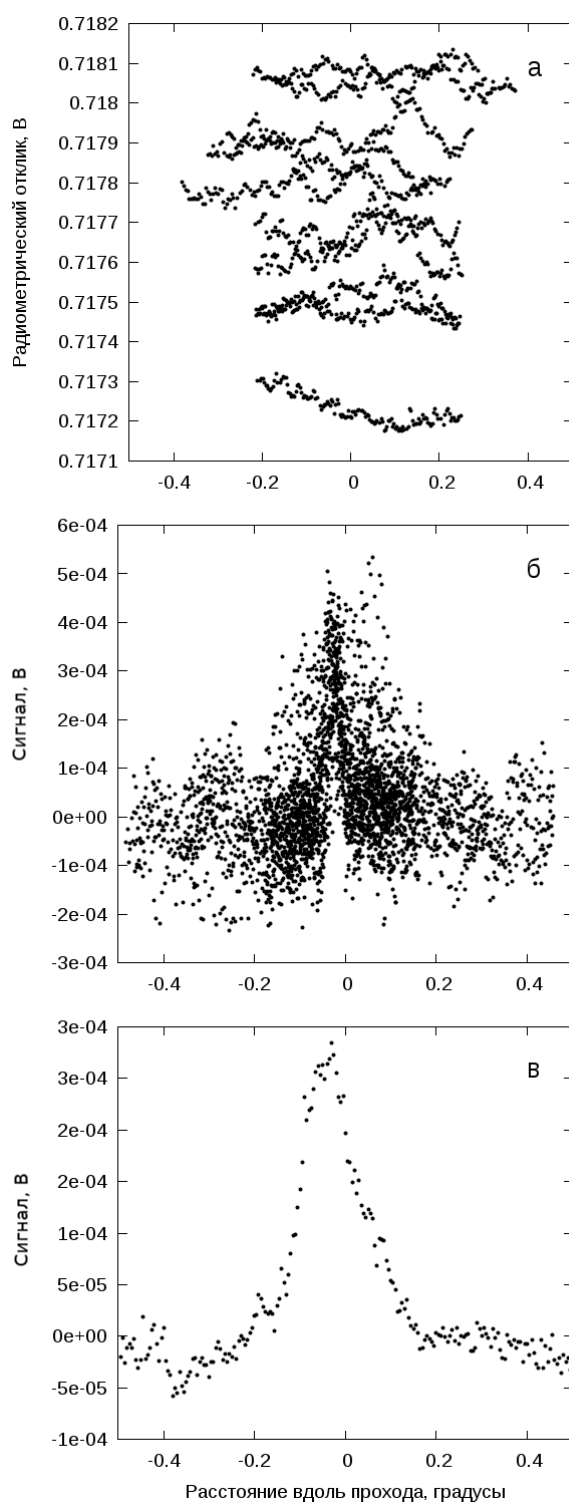


Рис. 1.2: Радиометрические отклики приёмника 1.35 см при движении вокруг оси Z (вдоль оси Y) во время юстировки по схеме, приведённой на Рисунке 1.1б, на различных этапах фильтрации. (а) – исходный сигнал $S(t)$; (б) – сигнал $C(t)$, свободный от крупномасштабных колебаний параметров приёмника; (в) – усреднённый сигнал $C(t)$. Результат диссертанта из работы [А4].

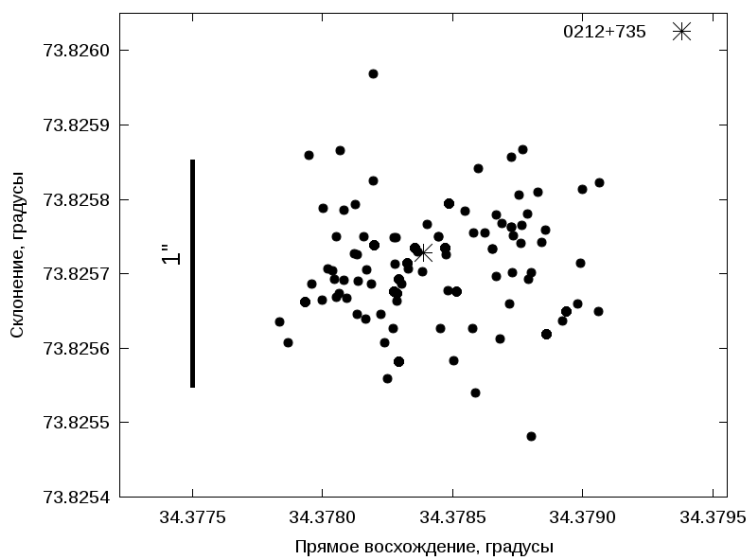


Рис. 1.3: Характерное изменение ориентации оси X при проведении интерферометрических наблюдений на примере наблюдения квазара 0212 + 735. Положение источника обозначено звёздочкой. Ориентация КРТ обозначена точками. Вертикальный отрезок соответствует угловому расстоянию в 1". Результат диссертанта из работы [А4].

чения интерферометрических наблюдениях и юстировках, включая наблюдения ЗС 273 в 2012–2013 годах.

В научных интерферометрических наблюдениях информация о наведении КРТ считается 1 раз в минуту. Для типичной продолжительности наблюдений имеется 40–60 измерений параметров ориентации КРТ, см. Рисунок 1.3. В результате обработки данных по наведению КРТ во время интерферометрических наблюдений были получены распределения стандартных отклонений (1σ) направления электрической оси X КРТ от направления на источник (с учётом поправки 2.5') по всем наблюдениям до октября 2013 года включительно (около 900 наблюдений). Данное стандартное отклонение характеризует точность наведения КРТ на заданный источник. Гистограммы распределений стандартных отклонений по угловому расстоянию между точкой наведения и источником приведены на Рисунке 1.4а. Медианное значение стандартного отклонения расстояния по всем наблюдениям составляет 0.24", что значительно лучше требований по точности определения ориентации. В большинстве случаев стандартное отклонение не превышает 0.4". После 4 января 2013 г. ориентация КРТ в некоторых наблюдениях проводилась только по одному астродатчику (вместо двух). Мы сравнили точности наведения при работе по паре астродатчиков (Рисунок 1.4б) и по одному (Рисунок 1.4в), используя данные только 2013 года. Точность наведения КРТ при работе по одному астродатчику (медианное значение 0.218") и по паре (медианное значение 0.220") значимо не отличается.

Кроме того мы сравнили разброс точек наведения с расчётной погрешностью обеспечения ориентации КА, Рисунок 1.5. Разброс точек характеризует работу системы стабилизации

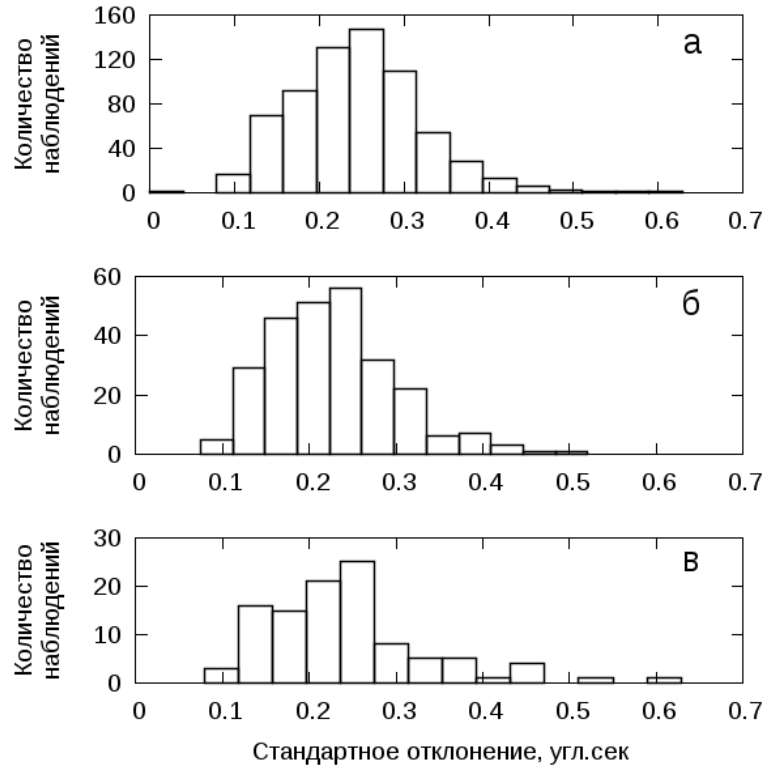


Рис. 1.4: Распределение точности наведения (определения ориентации). (а) – для всех интерферометрических наблюдений в проекте, (б) – для наблюдений в 2013 г. с использованием двух астродатчиков; (в) – для наблюдений в 2013 г. с использованием одного астродатчика. Результат диссертанта

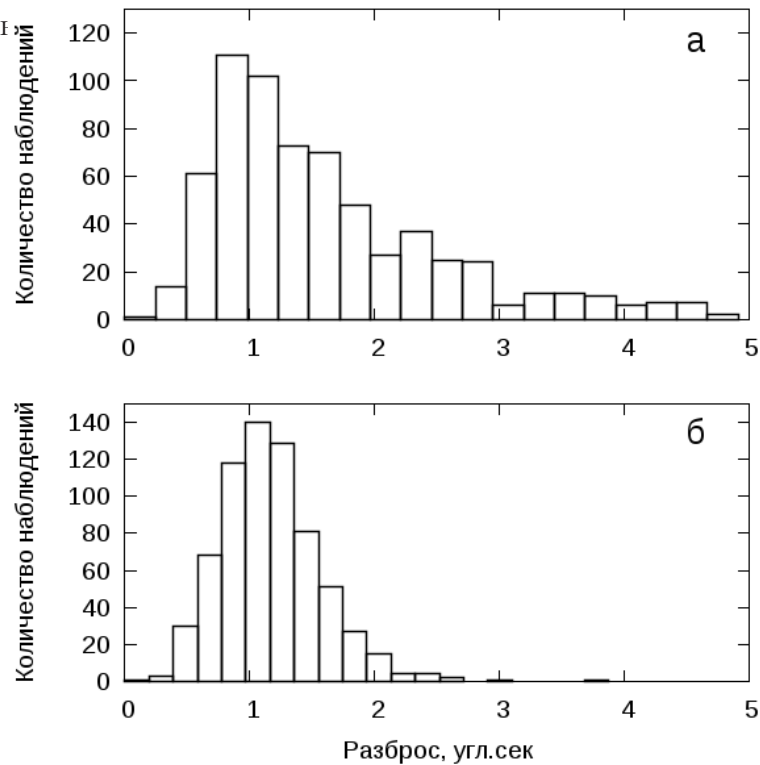


Рис. 1.5: Распределение разброса точек наведения КРТ во время интерферометрических наблюдений. (а) – по прямому восхождению; б – по склонению. Результат диссертанта из работы [А4].

КА. Медианные значения разброса по прямому восхождению $1.34''$ (Рисунок 1.5а, отображено 96.6% данных) и склонению $1.13''$ (Рисунок 1.5б, отображено 99.8% данных) не превышают предельного расчётного значения $2.3''$.

1.6 Выводы

Основные результаты главы заключаются в следующем:

1. Проведены успешные наблюдения квазара 3С 273 на наземно-космическом интерферометре «РадиоАстрон». Интерференционный лепесток протестирован в диапазонах 18, 6 и 1.35 см на проекциях базы вплоть до 171 000 км. Амплитудная калибровка коррелированного сигнала была проведена с использованием параметров КРТ и наземных телескопов. Проведены четыре многочастотных наблюдения на РСДБ решётке VLBA в диапазонах 6, 4, 2, 1.4 см и 7 мм, а также их пост-корреляционная обработка и калибровка. Проведена оценка качества данных 60-ти наблюдений 3С 273 в период с 2008 по 2012 годы на длине волны 7 мм. Методом адаптивного усреднения получена кривая фотонного потока 3С 273 в период с 2008 по 2012 годы в диапазоне 100 МэВ – 300 ГэВ.
2. Измерены параметры КРТ: системная температура и эквивалентная плотность потока, в процессе интерферометрических наблюдений в проекте «РадиоАстрон». Показано, что параметры КРТ согласуются с первыми измерениями на уровне $(10 - 15)\%$ в диапазонах 92, 18 и 6 см и $(20 - 25)\%$ в диапазоне 1.35 см.
3. Наведение КРТ в проекте «РадиоАстрон» обеспечивается с точностью порядка $\sigma = 0.2''$, что удовлетворяет техническим требованиям к проведению научных наблюдений. При этом точность работы системы обеспечения ориентации лучше $1.4''$ на временах порядка 1 часа, что согласуется с расчётными предельными значениями. Зависимость точности наведения от количества используемых астродатчиков не обнаружена. Отсутствие ограничения на количество используемых астродатчиков позволяет проводить больше научных наблюдений и тем самым повышает эффективность проекта «РадиоАстрон».
4. Измерено систематическое отклонение $2.5'$ между реальной электрической осью КРТ и осью X визирной системы координат. Учёт данного эффекта позволил повысить чувствительность наземно-космического интерферометра «РадиоАстрон» в 1.5 раза для всех наблюдений на длине волны 1.35 см, начиная с 15 декабря 2011 года.

Глава 2

Локализация области гамма-излучения в струе 3C 273

После запуска космических обсерваторий CGRO с телескопом EGRET [116] и *Fermi* с телескопом LAT [30] стало ясно, что квазары являются одними из самых ярких источников излучения на энергиях 100 МэВ–300 ГэВ. При этом во многих квазарах происходят быстрые и мощные вспышки, во время которых фотонный поток возрастает в десятки раз [напр., 117, 67, 65]. В лептонной модели генерация гамма-излучения происходит за счёт обратного комптоновского рассеяния низкоэнергичных затравочных фотонов на релятивистских электронах струи. В разных областях струи источники затравочных фотонов могут быть различными. Однако, до сих пор нет ясности в вопросе об области, в которой генерируется гамма-излучение. Обсуждается по крайней мере два возможных сценария. Во-первых, гамма-излучение может образовываться вблизи центральной чёрной дыры [70, 71, 72], [A1]. В пользу этой возможности говорят быстрая переменность и спектр гамма-излучения [72, 73], а также задержка радиоизлучения относительно гамма [71, 74, 75]. Очевидным преимуществом такого сценария является наличие большого количества затравочных фотонов от аккреционного диска [76] или области широких эмиссионных линий [45]. В то же время, модели области широких эмиссионных линий предполагают, что в данном сценарии гамма-фотоны с энергией выше 18 ГэВ должны полностью поглощаться [77, 78, 79]. Тем не менее, от некоторых источников такие высокоэнергичные фотоны всё же были обнаружены [80, 81].

Другой сценарий предполагает, что гамма-излучение образуется в областях, лежащих ниже по струе и уже прозрачных для радиоизлучения – в видимом начале струи или даже ниже [47, 82, 67, 83, 84]. В этом случае легко объяснить появление фотонов с экстремально высокими энергиями. Однако, поперечник струи на этих расстояниях составляет уже доли парсека, и для того, чтобы объяснить быструю переменность в гамма-диапазоне, при-

ходится вводить существенные предположения о поперечной структуре струи. Среди таких предположений модель “струя в струе” [118, 119], предполагающая наличие сверхбыстрой центральной части струи и более медленной оболочки. Другая модель предполагает наличие турбулентных ячеек [85], из которых только небольшое количество может генерировать гамма-излучение [120]. Обе модели позволяют объяснить переменность гамма-излучения в диапазонах ГэВ–ТэВ на временах меньше суток, вплоть до нескольких минут. Кроме того, в областях, далёких от центральной чёрной дыры гораздо меньше низкоэнергичных фотонов, необходимых для обратного комптоновского рассеяния. Наиболее вероятно, в этой области присутствуют только фотоны реликтового излучения [50] и синхротронные фотоны, излучаемые самой струей [39, 40, 41].

Однако, локализация области гамма-излучения в структуре выброса является отнюдь не тривиальной задачей. Дело в том, что разрешение гамма-телескопа LAT составляет порядка 0.5° [30], что гораздо больше не только самой области гамма-излучения, но, порой, и всего выброса. С другой стороны, РСДБ наблюдения на сантиметровых длинах волн позволяют достичь необходимого углового разрешения, но из-за синхротронного самопоглощения не могут детектировать излучение от ближайших окрестностей центральной чёрной дыры.

В нашей работе [A1] данные мониторинга в гамма-диапазоне были использованы совместно с многочастотными РСДБ наблюдениями на системе апертурного синтеза VLBA и долговременным мониторингом на длине волны 7 мм. В итоге удалось оценить задержку между кривыми блеска в гамма- и радио-диапазонах, найти расстояние от истинного до видимого начала струи по сдвигу ядра на разных частотах и связать одну из появившихся в структуре струи уярчений-компонент с активностью в обоих исследуемых диапазонах. Результаты данной главы опубликованы в работе [A1].

2.1 Моделирование структуры струи гауссианами

В качестве первого шага анализа данных мы провели моделирование структуры струи с помощью набора двумерных гауссиан – т.н. компонент. Удобство использования гауссиан обусловлено тем, что Фурье образ двумерного гауссового распределения интенсивности в картинной плоскости представляет собой также гауссиану в области пространственных частот. Моделирование компонентами позволяет упрощённо описать структуру струи для того, чтобы, например, следить за движением отдельных компонент и анализировать эволюцию их свойств. Во всех случаях мы использовали круглые гауссианы. В случае, если размер гауссианы стремился к нулю, такая компонента заменялась на дельта-функцию. Моделирование проводилось в uv -плоскости с помощью процедуры `modelfit` пакета `DIFMAP` [111].

Источник 3C 273 имеет очень сложную и протяжённую структуру на всех наблюдав-

шихся частотах. Карты источника на всех частотах для всех четырёх многочастотных наблюдений (см. Таблицу 1.1) приведены на Рисунках 2.1–2.4. На частотах выше 8 ГГц выброс явно разрешён в поперечном направлении. Поэтому при моделировании структуры струи гауссианами мы не старались искусственно минимизировать их количество. Наоборот, основной задачей было наилучшим образом описать данные. Поэтому модели в нашей работе [A1] содержат 20–30 компонент, что в два раза больше, чем у некоторых других исследователей [83, 25]. Тем не менее, наиболее яркие компоненты однозначно идентифицируются между наблюдениями на разных частотах и между различными эпохами, при этом параметры этих компонентов в большинстве случаев определяются уверенно и меняются предсказуемо.

После проведения любой самокалибровки (в т.ч. после подгонки лепестка – *fringe-fitting*) теряется информация об абсолютном положении источника и начало координат совмещается с самой яркой деталью в струе [121]. Однако, видимое начало струи в общем случае не лежит в точке $(0,0)$. Его положение может быть определено только из моделирования. На всех эпохах и частотах мы отождествляем видимое начало струи, ядро, с крайней компонентой, расположенной в северо-восточном конце струи. Обычно она бывает одной из самых ярких. Вещество в струе распространяется на юго-запад, средний позиционный угол -145° . В то же время в структуре струи на длине волны 7 мм мы обнаружили ещё две яркие компоненты ниже по течению относительно ядра, $ST1$ и $ST2$, положение которых не меняется со временем, см. Рисунки 2.1–2.4, – так называемые стационарные компоненты [см. напр., 25, 24]. Природа таких компонентов обсуждается: это могут быть стоячие ударные волны; это может быть следствием, например, изменения направления струи в данном месте. Наличие стоячих ударных волн предсказывается теоретически и в численном моделировании [например, 122, 123, 124]. Ранее уже сообщалось о стационарных компонентах в струе 3C 273: на расстоянии $\approx 0.1 - 0.15$ [125] и ≈ 0.6 мсек дуги [24]. В работе [A1] мы сообщаем о наличии двух стационарных компонент: на среднем расстоянии 0.13 и 0.3 мсек дуги от РСДБ ядра.

Обычно скважность наблюдений того или иного квазара в режиме построения карт определяется тем, насколько быстро меняется структура этого источника. Для 3C 273 на длине волны 7 мм средний темп появления новых компонентов в протяжённой структуре составлял ≈ 0.7 компонент в год [24], во время исследуемой вспышки увеличившийся до 4 компонентов за 1 год [126], [A1]. В случае данных мониторинга группы Бостонского университета скважность наблюдений составляет около 1 месяца. Поэтому при условии успешности всех наблюдений и использовании малого количества компонент в модели идентификация компонент между наблюдениями не составляет труда. При этом большее влияние на простоту идентификации компонентов имеет скорее идентичность uv -покрытия на разных эпохах, чем, собственно, скважность наблюдений.

В нашей работе [A1] мы использовали большое количество модельных компонент с це-

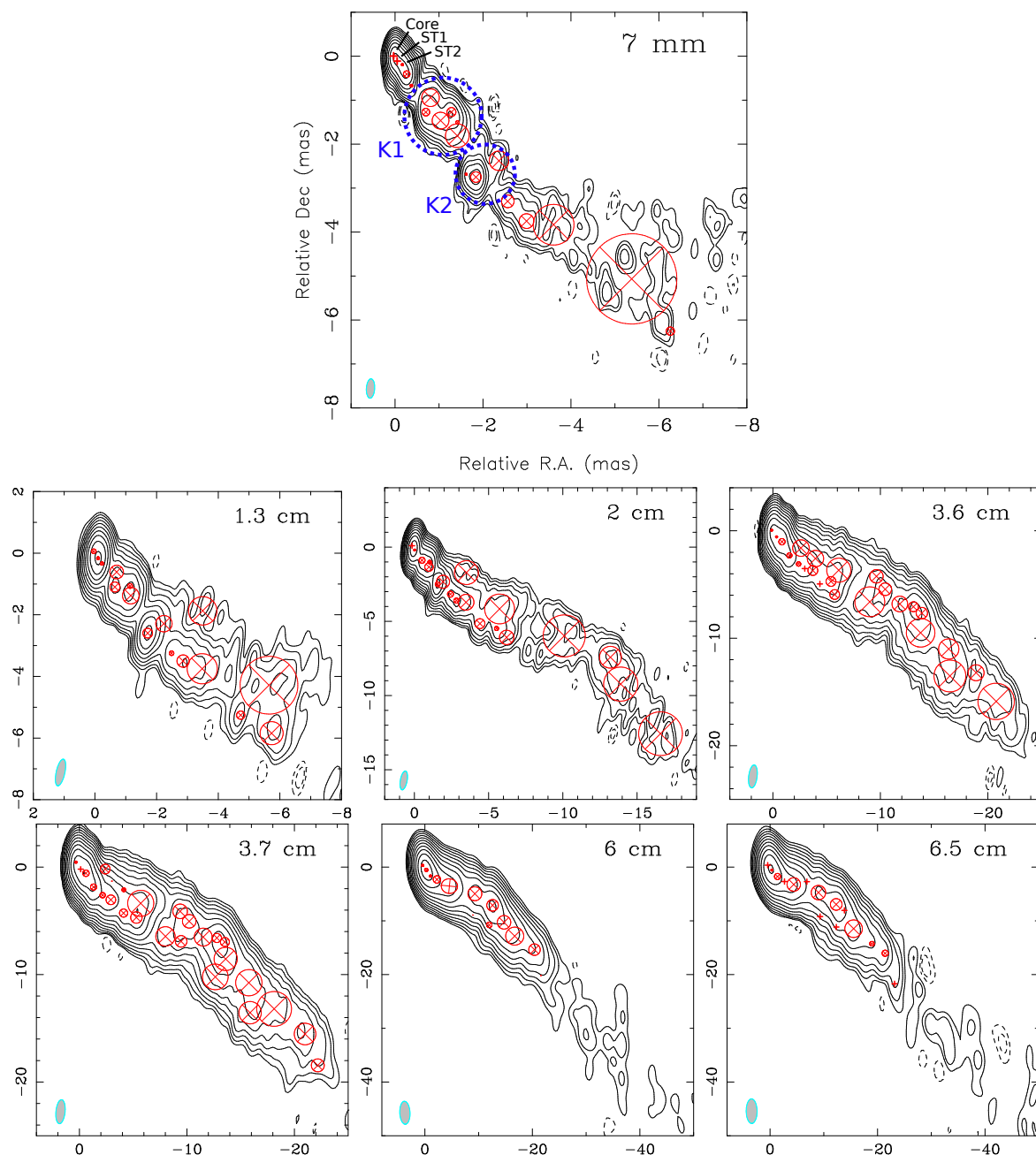


Рис. 2.1: Карты полной интенсивности 3C 273 в наблюдении 28 августа 2009 года с наложенными на них компонентами модели. Кругами обозначены круглые гауссовы компоненты, при этом размер круга соответствует полной ширине на половине максимума. Крестиками обозначены компоненты – дельта-функции. По осям отложено относительное прямое восхождение и относительное склонение в миллисекундах дуги. На каждой карте обозначена длина волны, а также изображена диаграмма направленности (ДН) на половине максимума в виде эллипса в нижнем левом углу. Два пунктирных круга на карте на длине волны 7 мм обозначают кластеры компонентов, использованные в анализе кинематики кластеров в Разделе 2.6. Контурные линии проведены с шагом 2. Параметры изображения (нижний контур[мЯн/ДН], пик на карте[Ян/ДН]) следующие: 7 мм (4, 2.7), 1.3 см (9, 5.0), 2 см (8, 6.6), 3.6 см (4, 6.7), 3.7 см (3, 7.1), 6 см (8, 11.6), 6.5 см (11, 11.6). Результат диссертанта из работы [A1].

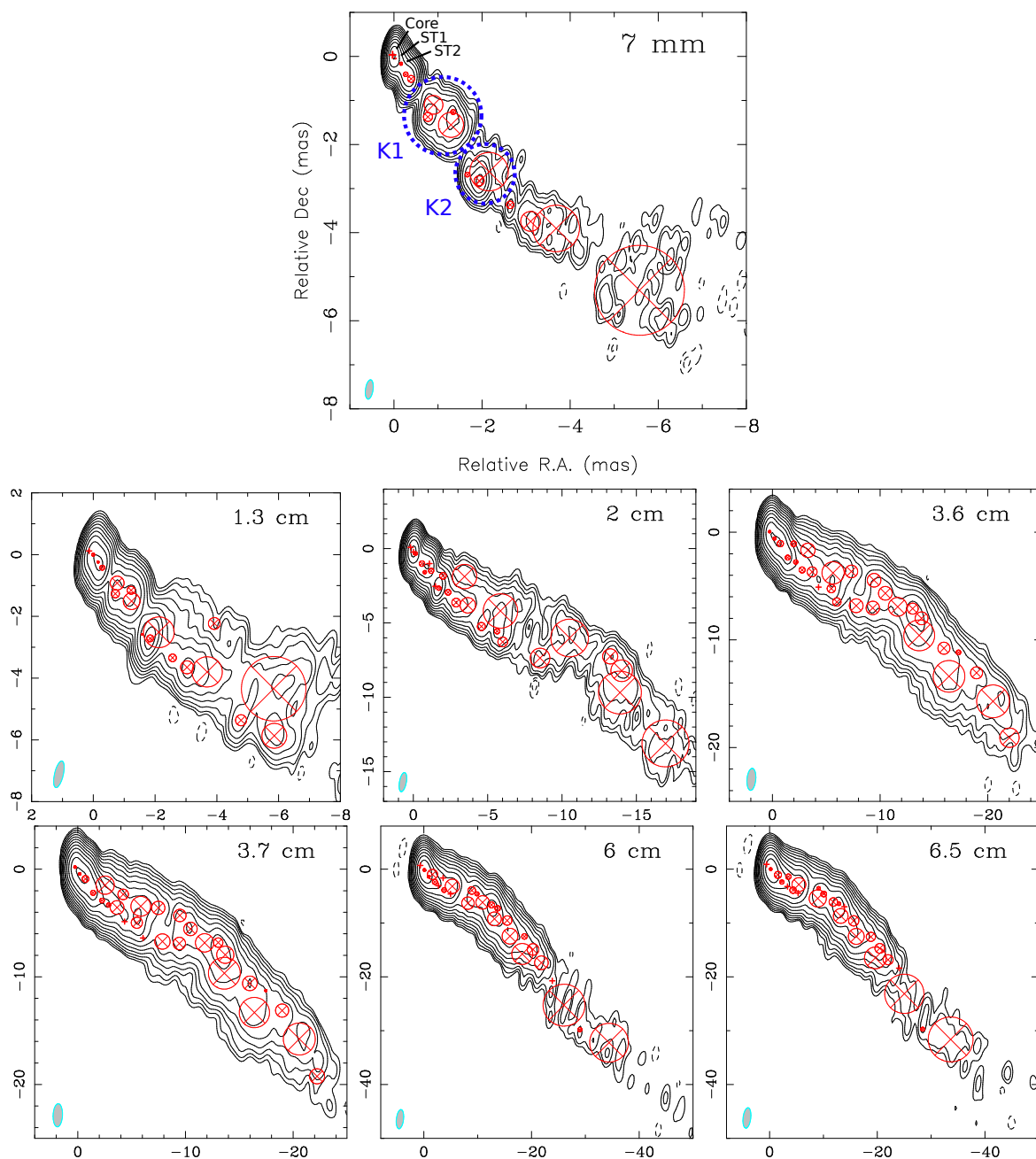


Рис. 2.2: Карты полной интенсивности 3С 273 в наблюдении 25 октября 2009 года с наложенными на них компонентами модели. Параметры изображения (нижний контур[мЯн/ДН], пик на карте[Ян/ДН]) следующие: 7 мм (4, 4.7), 1.3 см (4, 4.2), 2 см (5, 6.6), 3.6 см (3, 6.3), 3.7 см (3, 6.8), 6 см (4, 8.8), 6.5 см (4, 9.0). Подробности см. в подписи к Рисунку 2.1. Результат диссертанта из работы [A1].

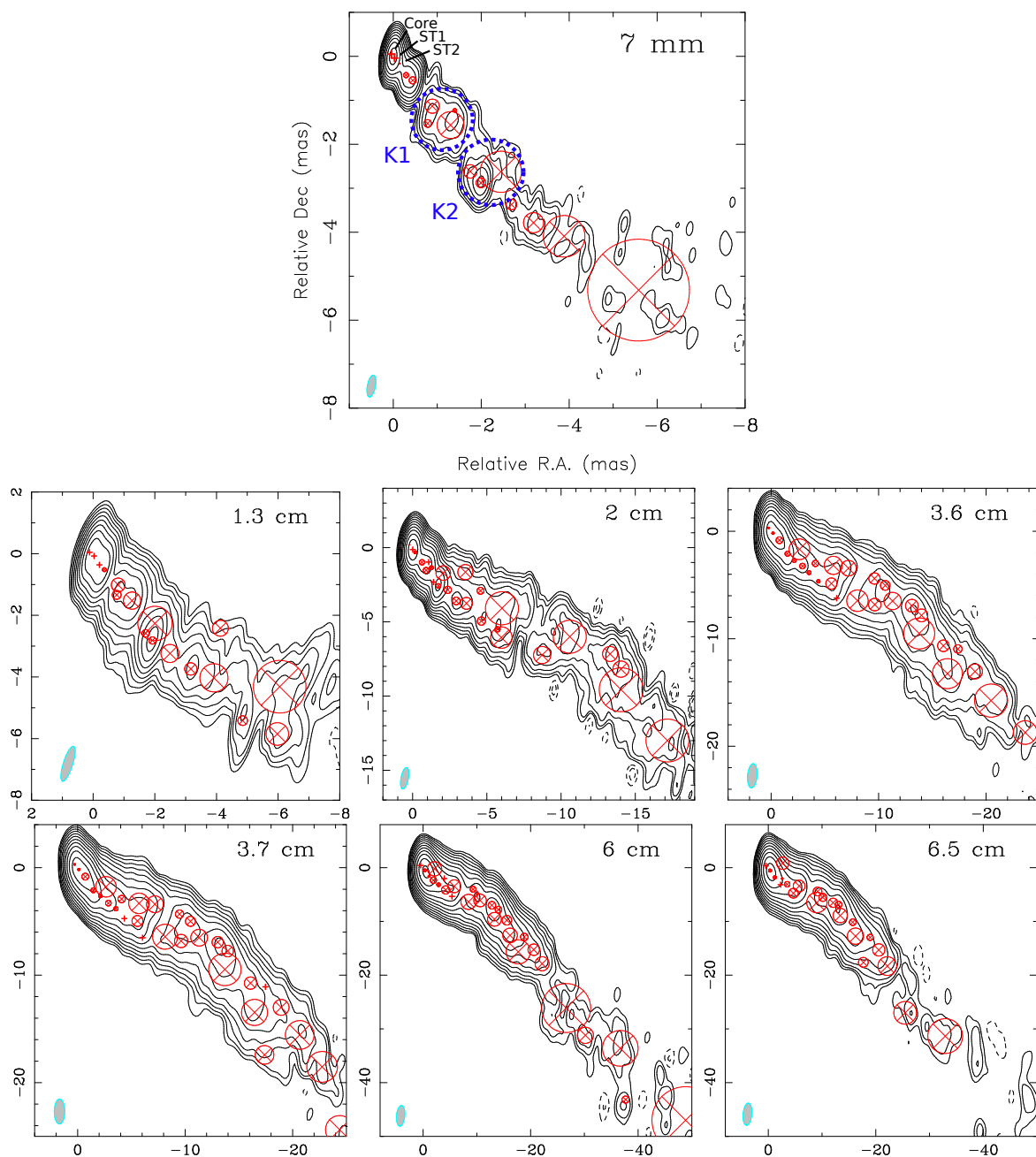


Рис. 2.3: Карты полной интенсивности 3C 273 в наблюдении 05 декабря 2009 года с наложенными на них компонентами модели. Параметры изображения (нижний контур [мЯн/ДН], пик на карте [Ян/ДН]) следующие: 7 мм (9, 6.5), 1.3 см (8, 3.8), 2 см (4, 6.5), 3.6 см (4, 6.7), 3.7 см (4, 7.4), 6 см (4, 9.7), 6.5 см (7, 9.6). Подробности см. в подписи к Рисунку 2.1. Результат диссертанта из работы [A1].

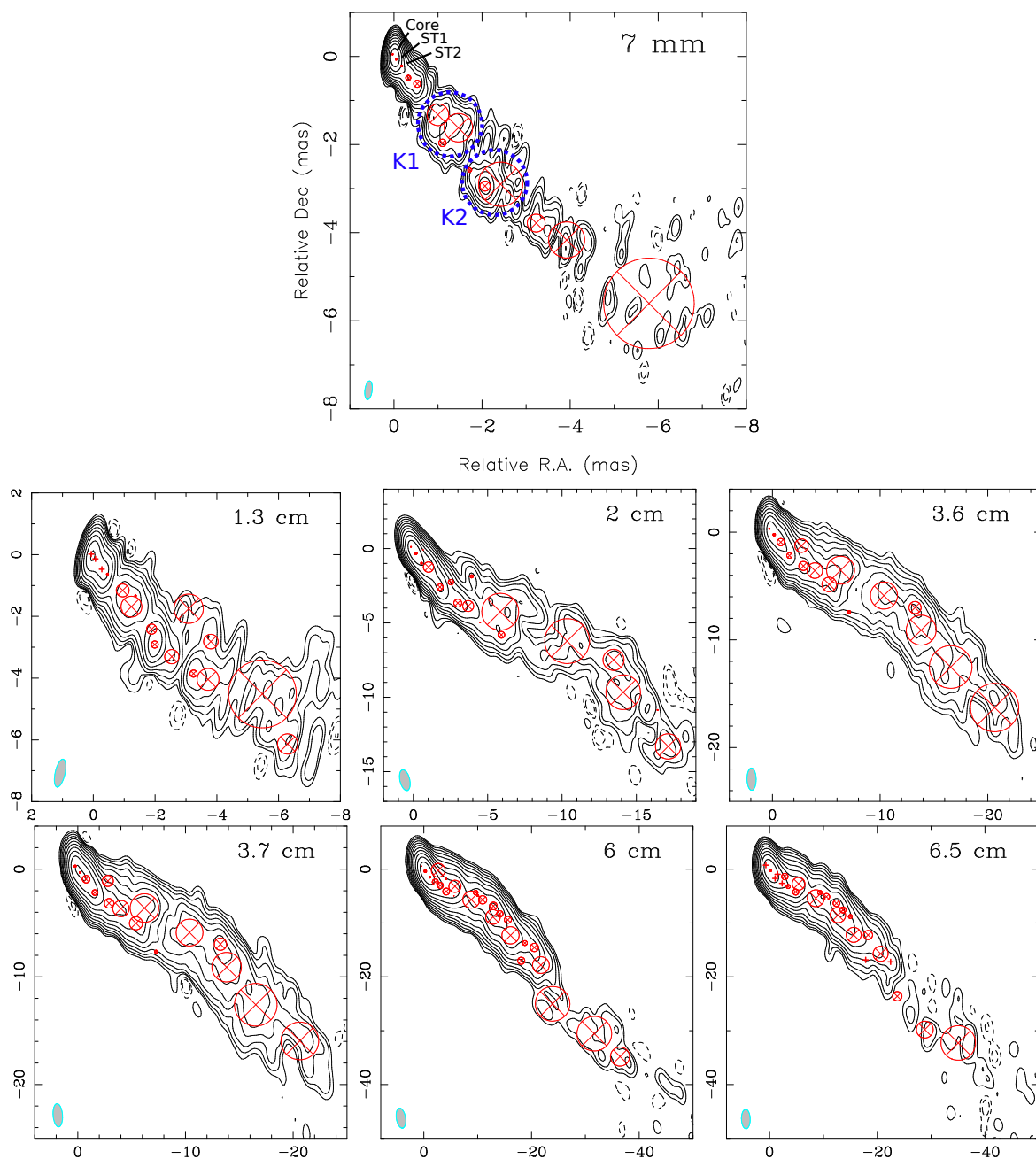


Рис. 2.4: Карты полной интенсивности 3C 273 в наблюдении 26 января 2010 года с наложенными на них компонентами модели. Параметры изображения (нижний контур [мЯн/ДН], пик на карте [Ян/ДН]) следующие: 7 мм (5, 8.6), 1.3 см (10, 5.4), 2 см (8, 7.4), 3.6 см (8, 6.3), 3.7 см (6, 7.3), 6 см (5, 10.4), 6.5 см (9, 9.5). Подробности см. в подписи к Рисунку 2.1. Результат диссертанта из работы [A1].

лью наилучшего описания структуры источника, поэтому даже в последовательных наблюдениях одни и те же области струи иногда описывались по-разному, например разным количеством компонент. Для достоверной идентификации компонент между наблюдениями, помимо их положения, мы использовали дополнительные критерии. Так, например, ожидается, что размер компоненты при удалении от ядра должен увеличиваться, а плотность потока и яркостная температура, наоборот, падать в силу адиабатического расширения излучающей области. Мы провели анализ указанных параметров для всех деталей, появившихся в струе 3C 273 в период 2009–2011 гг. и использовали его результаты в случаях, когда кросс-идентификация исключительно по положению была неоднозначной. Следует отметить, что наши модели 3C 273 на длине волны 7 мм отличаются от моделей, представленных в работе [83], т.к. при моделировании мы использовали большее количество компонент. В частности, компонента $A0$ из работы [83] скорее всего представляет собой сумму компонент $Core$ и $ST1$ наших моделей, а короткоживущая компонента $I4$ соответствует $ST2$ в наших моделях. Это влияет на измерение кинематических параметров компонент и на идентификацию вспышек в гамма- и радиодиапазонах. В частности, пик вспышки в “ядре” $A0$ из работы [83] наступает позже, чем в ядре из наших моделей.

Мы провели простой тест для сравнения моделей. Для каждого наблюдения мы сравнили модель, полученную в рамках нашего подхода, а также модель с использованием меньшего количества компонент (полученные с помощью той же процедуры `modelfit` и визуально похожие на модели из работы [83]). В обоих случаях использовались только круглые гауссовы компоненты. Значения χ^2 , приведённого на одну степень свободы, оказались лучше при использовании большего количества компонент. Однако, стоит отметить, что прямое сравнение χ^2 может быть не вполне корректно из-за нелинейности моделей. Кроме того, мы проверили, как меняется качество подгонки при замене круглой гауссианы, описывающей ядро в модели с малым количеством компонент, на эллиптическую. В подавляющем большинстве случаев эллиптическая компонента вырождалась в отрезок, направленный вдоль струи. Это служило основанием для замены вырожденной эллиптической компоненты на две круговые или круговую гауссиану в паре с дельта-функцией. Согласованность результатов при использовании этого подхода к моделированию для всех 60 обработанных наблюдений на длине волны 7 мм убеждает нас в надёжности нашего подхода.

2.2 Поиск задержки между кривыми блеска методом кросс-корреляции

Существенным недостатком мониторинга квазаров на одиночных антеннах является невозможность определить, с какой частью выброса связано то или иное изменение плотно-

Вспышка	Момент пика (MJD)	Амплитуда пика ($\times 10^{-6} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$)
Y_γ	54750	4
Z_γ	54950	1.5
A_γ	55065	4.5
B_γ	55090	19
C_γ	55144	6.5
D_γ	55203	11
E_γ	55271	5.5

Таблица 2.1: Параметры вспышек в гамма-диапазоне, в соответствии с Рисунком 2.5. Для Y_γ и Z_γ указаны средние значения. Результат диссертанта из работы [A1]. Более подробно параметры вспышек можно найти в работе [127].

сти потока. РСДБ наблюдения дают в этом смысле огромное преимущество, хотя и требуют гораздо больше ресурсов и времени. В работе [A1] мы представили анализ корреляции кривых блеска отдельных компонент структуры струи с кривой блеска в гамма-диапазоне. Время на графиках в этой главе выражено в модифицированной юлианской дате (MJD), которая отличается от юлианской даты лишь началом отсчёта: $\text{MJD} = \text{JD} - 2400000.5$ дней.

Для анализа мы использовали кривую блеска в гамма-диапазоне 100 МэВ–300 ГэВ, построенную с адаптивным усреднением, см. Раздел 1.1, приведённую на Рисунке 2.5. Хорошо заметны 5 ярких вспышек, обозначенные A_γ , B_γ , C_γ , D_γ , E_γ , их параметры приведены в таблице 2.1. Такие же 5 вспышек определены независимо и в работе [127]. Кроме того, можно выделить ещё 2 периода повышенной гамма-активности, Y_γ (вблизи MJD 54750) и Z_γ (вблизи MJD 54950), которые лучше видны на кривых блеска с временем усреднения 1 неделя¹.

Для сравнения с кривой блеска в гамма-диапазоне мы использовали кривые блеска различных компонент в структуре струи 3C 273 на длине волны 7 мм, приведённые на Рисунках 2.5 и 2.6. Этот диапазон был выбран для анализа благодаря хорошему покрытию по времени в исследуемый период, см. Раздел 1.3. Для того, чтобы учесть различные сценарии образования гамма-излучения, мы исследовали плотности потока всех компонент.

Во-первых, мы рассмотрели ядро и 2 стационарные компоненты, так как они наиболее яркие во всех наблюдениях на этой длине волны. Плотность потока всех трёх компонент ведёт себя сходным образом – на каждой кривой блеска видно по 2 мощные вспышки с амплитудами 4–7 Ян, Рисунок 2.5. Интересной обнаруженной особенностью является то, что пики вспышек наступают последовательно в ядре $\rightarrow ST1 \rightarrow ST2$, ровно в той последователь-

¹http://fermi.gsfc.nasa.gov/FTP/glast/data/lat/catalogs/asp/current/lightcurves/3C273_604800.png

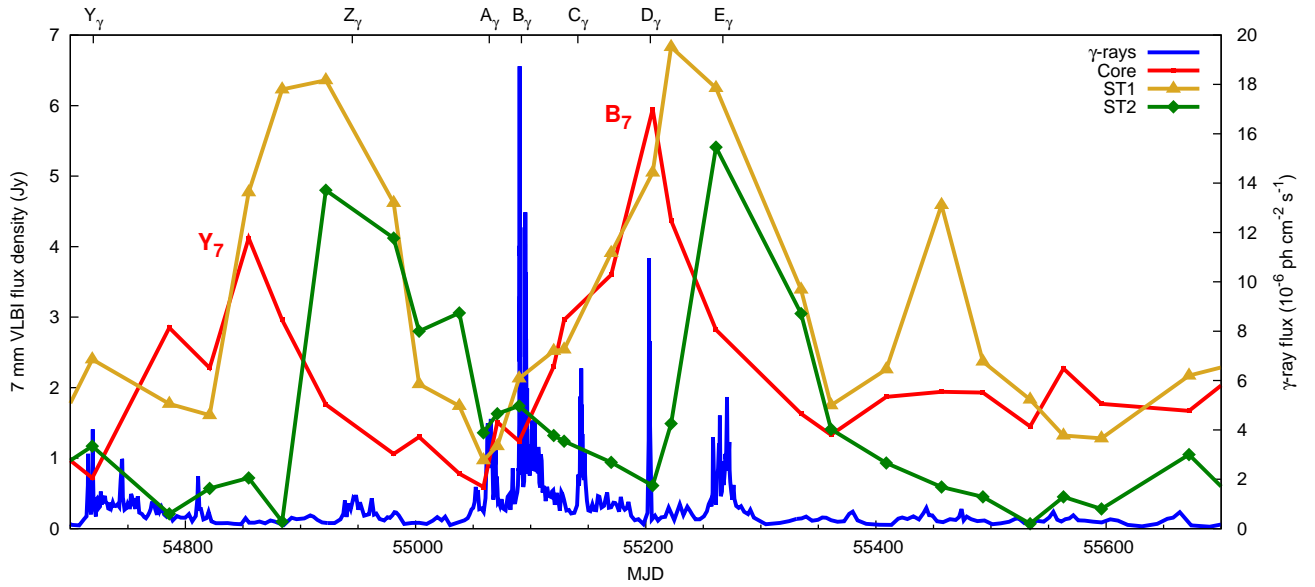


Рис. 2.5: Кривые блеска ядра на 7 мм (красные квадраты), стационарной компоненты *ST1* (горчичные треугольники), стационарной компоненты *ST2* (зелёные ромбы), наложенные на кривую блеска в гамма-диапазоне (синяя линия). Обозначения гамма-вспышек приведены в верхней части рисунка. Вспышки в ядре на 7 мм обозначены Y_7 и B_7 . По оси абсцисс отложено время (MJD), а по оси ординат: слева – плотность потока на длине волны 7 мм (J_n), справа – фотонный поток в диапазоне 100 МэВ–300 ГэВ ($10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$). Результат диссертанта из работы [A1].

ности, в которой эти компоненты расположены в струе. Такое поведение плотности потока говорит о том, что вспышки в этих компонентах могут быть вызваны одним возмущением,двигающимся вниз по течению струи и проходящим последовательно через ядро $\rightarrow ST1 \rightarrow ST2$. Стоит отметить, что ни для одной из 6-ти вспышек в этих компонентах на длине волны 7 мм пик не совпадает с пиком самой мощной вспышки в гамма-диапазоне B_γ , см. Рисунок 2.5. Как стало ясно из анализа спектрального индекса, см. Рисунок 4.1, все эти три компонента имеют оптическую толщину для излучения на длине волны 7 мм $\tau \sim 1$ (спектральный индекс между 43 и 24 ГГц $0 < \alpha < 1.5$) на всех эпохах кроме *ST2* в наблюдении 2009-08-28. Это значит, что радиоизлучение должно приходить с задержкой относительно гамма, если область гамма-излучения находится в ядре или выше него по течению струи. В связи с этим в дальнейшем мы будем использовать кривую блеска ядра для сравнения с гамма-диапазоном, так как вспышка в ядре наиболее близка по времени к самой мощной вспышке B_γ . Соответственно, 2 последовательные вспышки в ядре на 7 мм мы в дальнейшем будем обозначать Y_7 (максимум около MJD=54900) и B_7 (максимум около MJD=55200), см. Рисунок 2.5.

Во-вторых, были исследованы вариации плотности потока на длине волны 7 мм для тех компонент, которые появились в структуре струи 3C 273 во время периода вспышек в гамма-

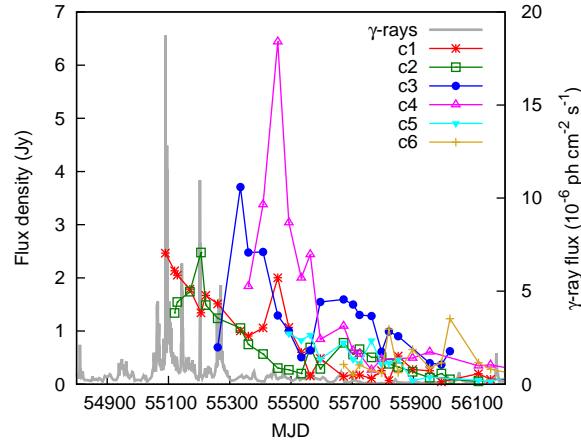


Рис. 2.6: Плотности потока компонент, появившихся в 2008–2011, наложенные на кривую блеска в гамма-диапазоне. По оси абсцисс отложено время (MJD), а по оси ординат: слева – плотность потока на длине волны 7 мм (Ян), справа – фотонный поток в диапазоне 100 МэВ–300 ГэВ ($10^{-6} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$). Результат диссертанта из работы [A1].

диапазоне, Рисунок 2.6. За проанализированный период мы обнаружили 6 новых компонент, обозначенных в соответствии с порядком их появления $c1$ - $c6$. Все эти компоненты впервые появлялись на РСДБ картах ниже по течению струи от второй стационарной компоненты $ST2$. Мы проанализировали кривые блеска компонент, стараясь найти совпадения со вспышками в гамма-диапазоне. Так как все эти компоненты оптически тонкие, разумно ожидать, что задержки между активностью в разных диапазонах быть не должно. Момент первого появления $c1$ на РСДБ карте совпадает со вспышкой B_γ , при этом плотность потока $c1$ максимальна, однако, компонента при этом находится уже на расстоянии 0.6 мсек дуги от ядра и размер её около 0.15 мсек, что делает эту область маловероятным кандидатом в источники мощнейшей вспышки B_γ . Пик плотности потока $c2$ (около 2.5 Ян) совпадает со вспышкой D_γ , второй по амплитуде. Компоненты $c3$ и $c4$ показывают вспышки с амплитудами 4–7 Ян, сравнимо с амплитудами вспышек ядра и стационарных компонент, однако, пики этих вспышек не совпадают ни с какими значительными событиями в гамма-диапазоне.

В-третьих, все остальные компоненты находятся в период повышенной активности в гамма-диапазоне уже довольно далеко от начала струи, при этом их плотности потока не превышают 1 Ян. Для всех компонент, отождествлённых на нескольких эпохах, плотность потока систематически падает с удалением от начала струи, без каких-либо резких скачков амплитуды. Таким образом эти компоненты также не могут рассматриваться как области гамма-излучения.

Итак, в дальнейшем мы анализировали кросс-корреляцию кривой блеска ядра на 7 мм и гамма-излучения. Такой анализ позволяет найти задержку между вспышками в разных

диапазонах. Так как данные в этих диапазонах имеют разную скважность, мы применили анализ, основанный на дискретной корреляционной функции [ДКФ, DCF, 128]. Найденные задержки близки к задержкам между пиками вспышек B_γ и B_7 и составляет 112 дней, гамма-вспышка опережает радиовспышку, см. Рисунок 2.7. Для того, чтобы оценить ошибки найденной задержки мы сгенерировали набор искусственных кривых блеска следующим образом. Для гамма-диапазона мы вычислили плотность спектра мощности (ПСМ) и функцию распределения плотности вероятности (РПВ) и сделали набор кривых блеска с такими же параметрами [129, 130]. Для измерений на 7 мм точек недостаточно, чтобы качественно описать спектральные характеристики вариаций амплитуды, поэтому мы симулировали данные следующим образом. Из оригинального набора измерений плотности потока S в моменты времени $t = (t_1, t_2 \dots t_N; S_1, S_2 \dots S_N)$ путём простой перестановки получался набор $(t_1, t_2 \dots t_N; S_k, S_{k+1} \dots S_N, S_1, S_2 \dots S_{k-1})$, где число k выбиралось случайным образом в интервале $1 < k \leq N$, где N – полное количество измерений.

Мы провели анализ ДКФ для 1000 пар “искусственных” кривых блеска, получив в результате набор из 1000 измерений задержки, см Рисунок 2.7. Уровень 95-процентной достоверности рассчитывался таким образом, чтобы вероятность получить ДКФ выше этого уровня была бы 5%. Распределение задержек искусственных кривых позволяет оценить разброс их значений в 90 – 130 дней.

Далее для более точной оценки неопределённости задержки мы использовали метод Монте-Карло с рандомизацией потока (РП) и методом случайной подвыборки (СП) [131]. Для каждой реализации искусственных данных значение амплитуды каждой точки выбиралось случайно из нормального распределения с максимумом, равным измеренному значению, и дисперсией, соответствующей ошибкам реальных данных. Это позволило учесть вклад неопределённости измерений потока в величину задержки. Кроме того, для каждой реализации из набора оригинальных измерений случайным образом выбирались N точек (где N – общее количество измерений) с повторами, что позволило нивелировать влияние выпадающих точек. Распределение задержек (см. Рисунок 2.8) анализировалось в диапазоне 80 – 140 дней, и итоговая ошибка определения задержки между кривыми блеска в гамма- и радиодиапазонах была оценена, как стандартное отклонение распределения задержек. Окончательно значение полученной задержки $\Delta t_{7 \text{ мм} - \gamma}^{\text{obs}} = 112 \pm 9$ дней. Для вычисления ДКФ мы использовали шаг по времени $\delta t = 21$ день, что соответствует средней скважности гамма и радио-данных. Однако, результаты корреляции и найденные задержки слабо зависят от выбора шага по времени в диапазоне $5 \leq \delta t \leq 50$ дней.

Мы сравнили найденные задержки с результатами других авторов по наблюдениям на одиночных антеннах на длине волны 8 мм [75] и 7 мм [73]. В обеих работах сообщается о задержке между гамма- и радиоизлучением в 160 дней. Так как одиночные антенны чув-

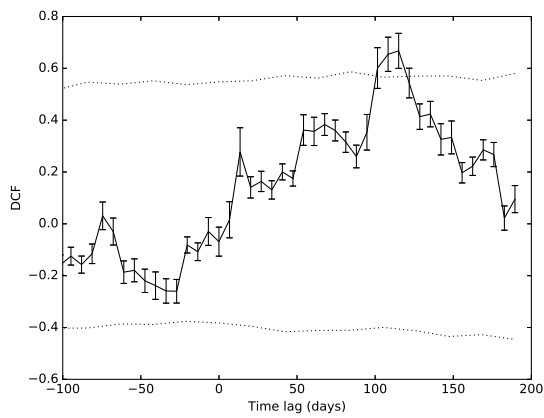


Рис. 2.7: Дискретная корреляционная функция потока в гамма-диапазоне и плотности потока ядра на длине волны 7 мм. Значения, вероятность случайного появления которых ниже 0.05, лежат выше и ниже соответствующих пунктирных кривых. По оси абсцисс отложена задержка между кривыми блеска (Дни), по оси ординат – значение ДКФ. Совместный результат диссертанта из работы [A1].

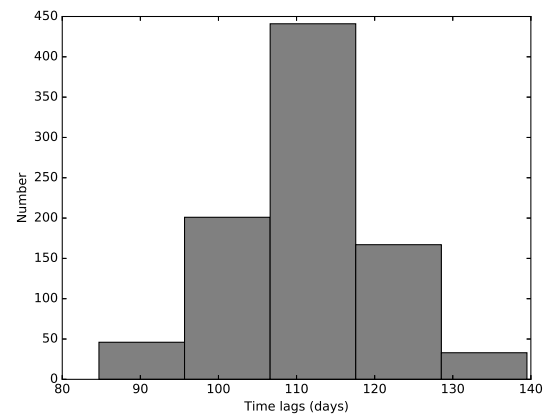


Рис. 2.8: Распределение максимумов значений кросс-корреляции для 1000 пар искусственных кривых блеска в диапазоне 80–140 дней. По оси абсцисс отложена задержка между кривыми блеска (Дни), по оси ординат количество кривых блеска. Результат соавтора из работы [A1].

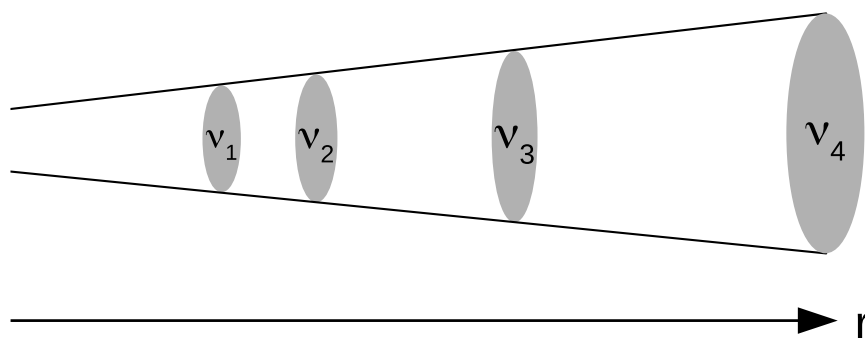


Рис. 2.9: Схематическое изображение релятивистского выброса. Истинное начало джета находится слева. Серыми эллипсами показано положение видимого начала струи (ядра) на разных частотах $\nu_1 > \nu_2 > \nu_3 > \nu_4$. Для излучения на каждой частоте вся область, лежащая левее видимого начала струи на этой частоте, непрозрачна. Рисунок не выносится на защиту и приведён в иллюстративных целях.

ствительны к суммарному потоку от всей струи, для сравнения мы построили суммарную кривую блеска для 3-х самых ярких компонент: ядра+ST1+ST2. Задержка между гамма-вспышкой B_γ и пиком на этой “интегральной” кривой блеска на длине волны 7 мм составляет 170 дней, что превосходно совпадает с результатами других авторов. Подчеркнём, что наши РСДБ наблюдения позволяют определить, какие части структуры струи ответственны за вспышку в радиодиапазоне, в то время как наблюдения на одиночных антеннах – нет. В работе [83], где видимое начало струи описывается меньшим количеством компонент, задержка, измеренная по кросс-корреляции вспышек в гамма-диапазоне и на длине волны 7 мм, также должна быть больше, чем измеренная нами в силу того, что пик вспышки “ядра” в работе [83] наступает позже. Поэтому можно утверждать, что использование РСДБ и выбранный подход к моделированию струи позволяют правильнее оценивать задержку между кривыми блеска.

2.3 Смещение видимого начала струи

Частотно-зависимое смещение (сдвиг) видимого начала струи предсказано теоретически в модели Блэндфорда-Кёнигла [36], а после и обнаружено в наблюдениях [напр., 132, 37, 110, 133], [A1]. Суть эффекта заключается в том, что из-за поглощения синхротронного излучения в веществе струи её видимое начало, поверхность с оптической толщиной равной единице, расположено тем ниже по струе, чем ниже частота наблюдений, см. рис. 2.9. При этом истинное начало струи из-за поглощения не наблюдается.

Сдвиг ядра от частоты может быть описан степенным законом [37]:

$$\Delta r \propto \nu^{-1/k_r}, \quad (2.1)$$

где Δr – измеренный в картинной плоскости сдвиг ядра, ν – частота наблюдений, а k_r – параметр, описывающий закон просветления вещества струи с расстоянием вдоль струи. Параметр k_r имеет важный смысл, так как зависит от физических параметров и условий в выбросе: спектрального индекса, показателей степени спада магнитного поля и плотности частиц вдоль струи. В случае конического выброса при равномерном распределении энергии частиц и магнитного поля и при доминировании синхротронного самопоглощения $k_r = 1$. Важно, что показатель k_r может быть найден из наблюдений. Мы провели измерение смещения видимого ядра с частотой для четырёх многочастотных РСДБ наблюдений ЗС 273 на частотах 5, 8, 15, 24 и 43 ГГц, см. Таблицу 1.2.

Т.к. наши методы обработки данных включали процедуру подгонки лепестка и самокалибровку, в результирующих данных отсутствует информация об абсолютных координатах. Поэтому системы координат разных карт могут быть смещены друг относительно друга. Для нахождения сдвига ядра между двумя частотами без использования методов абсолютной астрометрии можно воспользоваться оптически тонкими областями струи в качестве реперных точек, т.к. они не должны испытывать сдвига с частотой.

Во-первых, можно использовать обособленную яркую оптически-тонкую компоненту, если она видна на обеих частотах. При этом мы предполагаем, что на разных частотах структура излучающей области одинакова. В таком случае сдвиг ядра между частотами ν_1 и ν_2 будет равен:

$$\overrightarrow{CS}_{1-2} = \Delta \overrightarrow{r}_1 - \Delta \overrightarrow{r}_2, \quad (2.2)$$

где $\Delta \overrightarrow{r}_1$ – расстояние от выбранной компоненты до РСДБ ядра на частоте ν_1 , $\Delta \overrightarrow{r}_2$ – расстояние от выбранной компоненты до РСДБ ядра на частоте ν_2 . Из-за выбранной нами стратегии при моделировании большинство компонент оказались не изолированными, что ограничило точность при использовании их в качестве реперных. Наибольший вклад в ошибку этого метода вносит именно ошибка определения положения оптически тонкой компоненты.

Во-вторых, можно использовать протяжённые оптически тонкие области, также предполагая их одинаковую структуру на разных частотах. Для этого можно использовать метод двумерной кросс-корреляции (2DCC) карт на двух частотах. В кросс-корреляции должны участвовать только оптически тонкие части струи, поэтому либо их выбирают на картах вручную, либо маскируют оптически толстые части (обычно только вокруг ядра). Таким образом определяют сдвиг между картами $\overrightarrow{MS}_{1-2}$. Координаты ядра на каждой частоте известны из моделирования $\overrightarrow{R}_1, \overrightarrow{R}_2$. В общем случае положения ядра не совпадает с началом координат и положением максимума интенсивности. В итоге сдвиг ядра между частотами ν_1

и ν_2 может быть представлен в виде:

$$\vec{CS}_{1-2} = \vec{MS}_{1-2} + \vec{R}_1 - \vec{R}_2, \quad (2.3)$$

\vec{CS}_{1-2} – искомый сдвиг ядра. Тесты на наших данных показали, что второй метод даёт гораздо более точные и согласованные значения сдвига для ЗС 273, чем первый, поэтому именно его мы использовали для нахождения сдвига ядра.

Карты на двух частотах должны быть специальным образом подготовлены для кросс-корреляции. Карты должны быть одинакового размера и иметь одинаковую величину пикселя. Размер пикселя выбирался таким образом, чтобы на более высокой частоте вдоль ширины на половине максимума малой оси эллиптической диаграммы направленности умещалось не менее 6 пикселей. Размер карты должен быть достаточно большим, чтобы на карте помещалась струя как на одной частоте, так и на другой. Обе карты восстанавливались с использованием диаграммы направленности более низкой частоты. Естественно, свёртка с большей диаграммой направленности размывает мелкомасштабные детали на карте более высокой частоты. Однако, даже после свёртки с одинаковой диаграммой из-за разницы частот покрытия uv-плоскости различны. Чтобы компенсировать разницу в uv-покрытии мы обрезали данные функции видности так, чтобы на обеих частотах измерениями покрывался одинаковый диапазон пространственных частот. А именно, мы удаляли длинные базы из данных более высокой частоты и короткие базы из данных низкой частоты. Более подробно этот вопрос освещён в Разделе 4.3. Оптически тонкие области, по которым проводилась двумерная кросс-корреляция, выбирались вручную, поэтому для большей надёжности мы проводили 2DCC три раза для каждой пары частот, чтобы уменьшить влияние человеческого фактора. Весь процесс подготовки карт для кросс-корреляции согласно описанным выше требованиям был автоматизирован. Для оценки качества определения сдвига между картами мы анализировали карты спектрального индекса ($S \propto \nu^\alpha$) после применения сдвига (см. Рисунки 4.1–4.4), как предложено в работе [134]. Во всех случаях для дальнейшего анализа мы использовали только те сдвиги, применение которых давало качественную карту распределения спектрального индекса.

При использовании метода 2DCC обычно используют карты на соседних частотах. Это обусловлено тем, что у квазаров яркость и протяжённость выбросов на высоких частотах обычно невелика и свёртка со значительно большей диаграммой направленности приводит к размыванию всех деталей на карте высокой частоты, приводя к неправильным результатам кросс-корреляции. Так при стандартном подходе с использованием только соседних частот были бы найдены всего 6 независимых сдвигов: 43–24 ГГц, 24–15 ГГц, 15–8.4 ГГц, 8.4–8.1 ГГц, 8.1–5.0 ГГц, 5.0–4.6 ГГц. Но так как источник ЗС 273 имеет яркую протяжённую структуру, оказалось возможным использовать не только соседние частоты для проведения кросс-корреляции. Например, для наблюдения 28 августа 2009 были определены сдвиги

между картами на частотах: 43–24 ГГц, 43–15 ГГц, 24–15 ГГц, 24–8.4 ГГц, 24–8.1 ГГц, 15–8.4 ГГц, 15–8.1 ГГц, 15–5.0 ГГц, 15–4.6 ГГц, 8.4–8.1 ГГц, 8.4–5.0 ГГц, 8.4–4.6 ГГц, 8.1–5.0 ГГц, 8.1–4.6 ГГц, 5.0–4.6 ГГц. В итоге для каждой частоты, начиная с 15 ГГц и ниже, имеется несколько вариантов вычисления сдвига ядра. Например, для 8.4 ГГц оказалось 3 различных «пути»: 43–24 ГГц → 24–15 ГГц → 15–8.4 ГГц, или 43–15 ГГц → 15–8.4 ГГц, или 43–24 ГГц → 24–8.4 ГГц. При этом каждый такой путь содержит независимо измеренные попарные сдвиги между разными парами частот. Для более низких частот количество различных путей становится весьма большим (примерно 30 для 4.6 ГГц).

В итоге получается задача на нахождение всех различных путей между двумя узлами направленного графа, см. Рисунок 2.10. Началом каждого пути является наибольшая частота (43 ГГц). Длина каждого ребра соответствует величине сдвига между картами, полученного в результате кросс-корреляции. Решение задачи по нахождению всех возможных путей было нами автоматизировано. После нахождения длин всех путей в качестве результата использовалось медианное значение сдвига между картами, а в качестве ошибки результата – стандартное отклонение распределения полученных сдвигов. В большинстве случаев медианное и среднее значения совпадали с хорошей точностью. Причина использования медианного значения в том, что оно более устойчиво к появлению выбросов. В таких случаях ошибки измерения могли быть несколько завышены. Используя медианное значение сдвига между картами, а также информацию о положении ядра на каждой частоте, мы считали результирующей сдвиг ядра и его ошибку (в которую помимо ошибки среднего значения всех путей между данными частотами включены также размер пикселя и ошибка определения положения ядра согласно [135]).

В результате были получены сдвиги между видимыми положениями ядра на всех частотах относительно 43 ГГц. Мы аппроксимировали зависимость сдвига от частоты степенным законом $\Delta r = a\nu^{-\frac{1}{k_r}} + b$, см. Рисунок 2.11. Значение $k_r = ((3 - 2\alpha)m + 2n - 2)/(5 - 2\alpha)$ зависит (см. [37]) от спектрального индекса оптически-тонкого излучения $S \sim \nu^\alpha$ и степени спада магнитного поля $B(r) = B_1 r^{-m}$ и плотности частиц $N(r) = N_1 r^{-n}$ с расстоянием. Во всех случаях показатель степени $k_r \approx 1$, указывая на то, что основным механизмом поглощения, вызывающим сдвиг ядра с частотой, является синхротронное самопоглощение [37, 110].

В модели Блэндфорда-Кёнигла [36] видимое начало струи на низких частотах расположено ниже по течению струи из-за синхротронного самопоглощения. Если при этом на высоких частотах происходит вспышка в РСДБ ядре ($\tau_{\nu_{high}} \sim 1$), обусловленная появлением сгустка плазмы с большими значениями магнитного поля и/или плотности частиц, то, в силу причинности, в начале струи на низких частотах ($\tau_{\nu_{low}} \sim 1$) значения магнитного поля и плотности частиц ещё не успевают измениться. Типичное расстояние между видимым началом струи на частоте 43 ГГц и 6 ГГц составляет для 3С 273 порядка 100 световых лет.

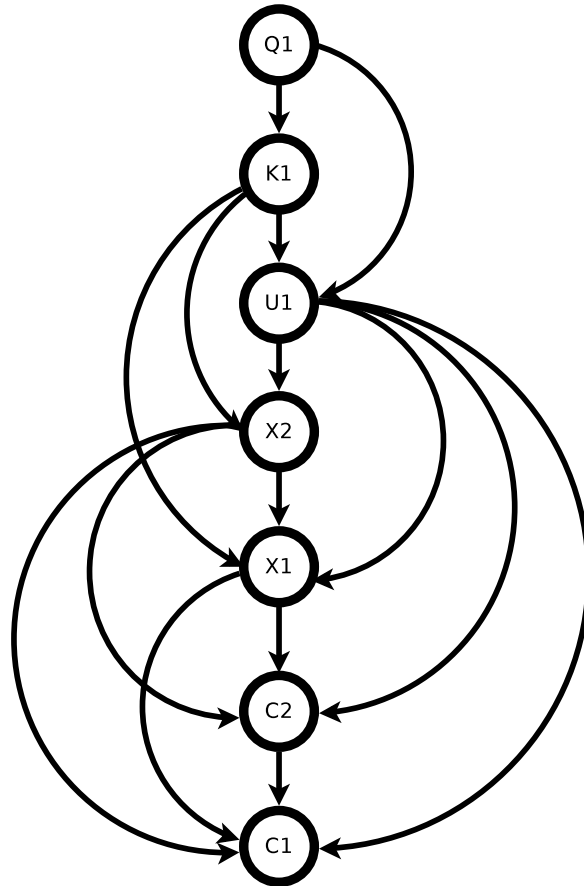


Рис. 2.10: Пример графа, описывающего измеренные сдвиги между картами. Вершины графа соответствуют отдельным частотным диапазонам, рёбра направлены от большей частоты к меньшей и имеют длину, равную сдвигу между РСДБ ядрами, получаемому методом двумерной кросс-корреляции, на заданных частотах. Рисунок не выносится на защиту и приведён в иллюстративных целях.

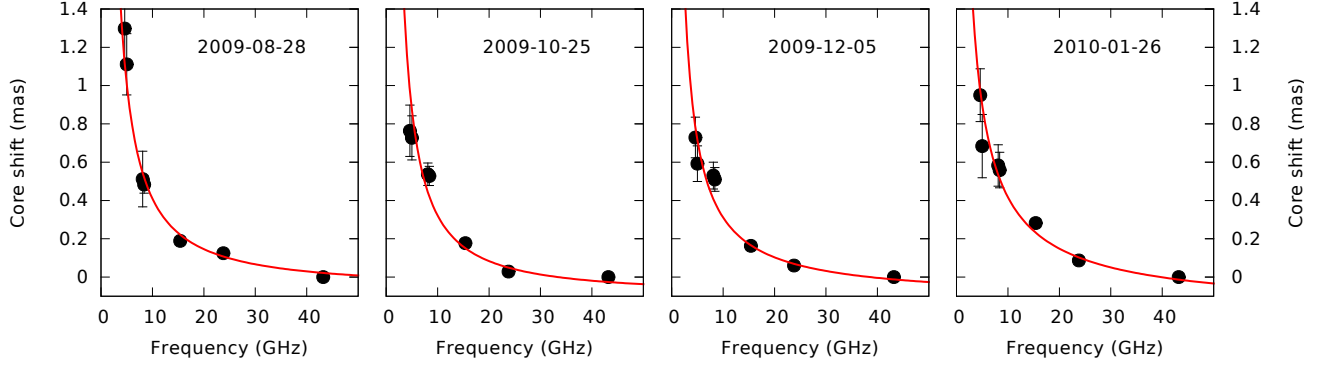


Рис. 2.11: Зависимость сдвига ядра 3C 273 от частоты для всех наших многочастотных наблюдений, см. Таблицу 1.1. Красная линия показывает результат подгонки степенным законом. По оси абсцисс отложена частота (ГГц), по оси ординат – сдвиг ядра (мсек дуги). Результат диссертанта из работы [A1].

Это приводит к тому, что в одновременном многочастотном наблюдении будут измерены бóльшие градиенты магнитного поля и плотности частиц вдоль струи, чем в случае стационарного выброса без вспышек. Тот же эффект будет наблюдаться и в случае, если видимое начало выброса на высокой частоте из-за увеличивающейся непрозрачности смещается вниз по течению вдоль струи (навстречу “ничего не подозревающим” $\tau_{\nu_{low}} \sim 1$ на более низких частотах), см. Раздел 2.6. Оба эффекта приводят к увеличению k_r во время развития вспышки на высоких частотах, что и было измерено в наших многочастотных наблюдениях, см. Таблицу 2.2.

Используя измеренные значения сдвига ядра и k_r , мы рассчитали параметр $\Omega_{r\nu}$, согласно [37, 133]:

$$\Omega_{r\nu} = 4.85 \cdot 10^{-9} \frac{\Delta r_{1,2 \text{ mas}} D_L}{(1+z)^2} \frac{\nu_1^{1/k_r} \nu_2^{1/k_r}}{\nu_2^{1/k_r} - \nu_1^{1/k_r}} \quad (2.4)$$

где $D_L = 748$ Мпк – фотометрическое расстояние. Далее было оценено расстояние между истинным началом струи и её видимым началом на длине волны 7 мм:

$$r_{7 \text{ mm}} = \Omega_{r\nu} (\nu^{1/k_r} \sin \theta)^{-1}, \quad (2.5)$$

следуя работе [37]. Видимое начало струи на длине волны 7 мм лежит на расстоянии 1.5–4.5 пк от истинного начала струи и окрестностей центральной чёрной дыры. Результаты суммированы в Таблице 2.2.

2.4 Анализ кинематики на длине волны 7 мм

После того, как проведено моделирование структуры источника для нескольких наблюдений, можно проводить анализ кинематики компонент модели с целью определения таких

Дата	T_b^{core} (10^{12} К)	k_T	$\Omega_{r\nu}$ (пк ГГц)	$r_{7\text{mm}}$ (пк)	B_1 (Гс)	$B_{\text{core}}^{7\text{mm}}$ (Гс)	N_1 (см^{-3})
28 августа 2009	1.1	0.85 ± 0.19	21.87 ± 7.66	2.43 ± 2.58	0.47 ± 0.12	0.19 ± 0.21	1500
25 октября 2009	4.7	0.82 ± 0.25	15.00 ± 7.68	1.47 ± 2.17	<i>0.34 ± 0.10</i>	<i>0.23 ± 0.35</i>	<i>800</i>
05 декабря 2009	6.1	1.04 ± 0.29	9.63 ± 3.15	2.50 ± 2.64	<i>0.55 ± 0.18</i>	<i>0.22 ± 0.24</i>	<i>2100</i>
26 января 2010	5.3	1.17 ± 0.27	11.42 ± 2.62	4.37 ± 3.40	<i>0.97 ± 0.30</i>	<i>0.22 ± 0.19</i>	<i>6700</i>

Таблица 2.2: Параметры ядра 3C 273. T_b^{core} – наблюдаемая яркостная температура видимого ядра на длине волны 7 мм, приведённая в систему отсчёта источника без коррекции за релятивистское усиление. Остальные параметры получены из анализа сдвига ядра с частотой. k_T – показатель степени в зависимости 2.1; $r_{7\text{mm}}$ – расстояние вдоль струи от истинного начала струи до её видимого начала на длине волны 7 мм; B_1 (Гс) – магнитное поле на расстоянии 1 пак от истинного начала струи; $B_{\text{core}}^{7\text{mm}}$ (Гс) – магнитное поле в видимом начале струи на длине волны 7 мм; N_1 (см^{-3}) – плотность частиц на расстоянии 1 пак от истинного начала струи; B_1 , $B_{\text{core}}^{7\text{mm}}$ и N_1 оценены в предположении равномерного распределения плотности энергии между частицами и магнитным полем. Курсивом отмечены формально полученные значения в предположении равномерного распределения для тех наблюдений, в которых по данным измерения яркостной температуры равномерное распределение было нарушено, см. Раздел 3.3.2. Погрешности k_T получены из результатов подгонки измерений сдвига ядра степенным законом. Погрешности остальных величин рассчитаны по формуле погрешности косвенных измерений.

важных параметров движения как скорость, ускорение, момент прохождения компоненты через видимое ядро (т.н. “рождение компоненты”). Обычно, видимое начало релятивистской струи, РСДБ ядро, полагается неподвижным, поэтому именно относительно него измеряется положение других компонент. Определение параметров видимого движения струи позволяет связать друг с другом такие физические величины, как Доплер-фактор δ , лоренц-фактор Γ , угол наклона струи к лучу зрения θ .

В самом простом случае баллистического движения с постоянной скоростью удаление компоненты от ядра линейно зависит от времени. Однако многие компоненты показывают ускоренное движение как в радиальном направлении, так и в направлении перпендикулярно направлению движения [например, 136, 24]. Для источника 3C 273 были обнаружены как компоненты, двигающиеся с постоянной скоростью, так и те, что двигаются с ускорением. Для последних удобно применять параметризацию уравнения движения, предложенную в работе [137]

$$\begin{aligned} x(t) &= \mu_x(t - t_{x0}) + \frac{\dot{\mu}_x}{2}(t - t_{\text{mid}})^2 \\ y(t) &= \mu_y(t - t_{y0}) + \frac{\dot{\mu}_y}{2}(t - t_{\text{mid}})^2, \end{aligned} \quad (2.6)$$

которая, как и обычное уравнение ускоренного движения, имеет 3 переменных для каждой координаты: x , y - прямое восхождение, склонение; t - время; t_{mid} - середина рассматриваемого периода. Введение t_{mid} позволяет избежать вырождения коэффициентов при подгонке данных, т.к. значения $x(t)$, $y(t)$, как правило малы, а значения времени, выраженного, например, в MJD, велики. В данной параметризации используются как раз те переменные, которые нас и интересуют: t_{x0} , t_{y0} - момент прохождения компоненты через ядро, μ_x , μ_y - радиальная скорость, $\dot{\mu}_x$, $\dot{\mu}_y$ - радиальное ускорение.

При этом момент рождения компоненты имеет смысл только если аппроксимирующая парабола пересекает ось абсцисс, что реализуется далеко не всегда. В статье [A1] мы предложили два способа оценки момента рождения компонента для таких случаев. Во-первых, можно построить касательную к параболе в ближайшей к ядру точке и по ней оценить момент рождения компоненты. Во-вторых, можно использовать момент рождения, определённый из линейной аппроксимации нескольких ближайших точек. В указанной работе использовались точки в течение примерно 1 года, около 10 точек. Для всех компонентов с ускорением оба эти способа дали согласующиеся результаты.

Справедливости ради стоит отметить, что линейная аппроксимация закона движения вблизи ядра может быть далека от реальности ввиду того, что в этой области всё ещё может происходить ускорение и коллимация [например, 138, 139], поэтому к результатам, полученным этим способом, стоит относиться с осторожностью.

Ожидается, что продолжение траектории движения компоненты в плоскости xu долж-

но в пределах ошибок пересечь видимое начало струи. Это, однако, не всегда так, см. Рисунок 2.12. В таких случаях введённый выше формальный момент рождения компоненты не имеет физического смысла. В работах по кинематике группы MOJAVE [25, 140, 136] такие компоненты составляет порядка 30% от общего числа компонент. Вместе с компонентами, для которых было измерено значительное ускорение – 35%, это исключает из анализа моменты рождения около 50% всех компонент.

Чтобы обойти это ограничение, в работе [A1] мы предложили использовать в качестве момента рождения компоненты момент, когда расстояние компоненты от ядра минимально. Для этого в выражение расстояния от ядра $r(x, y)$ подставлялись $x(t)$ и $y(t)$ из уравнения 2.6. Таким образом получалась зависимость $r(t)$, минимум которой и принимался за момент рождения.

В рассмотренный период активности 3C 273 в гамма-диапазоне в структуре струи на 7 мм появилось 6 новых компонент. Зависимость радиального расстояния от времени для них представлена на Рисунке 2.13, а все параметры приведены в Таблице 2.3. Значимое ускорение было обнаружено только для компонент $c1$ и $c2$. Для обеих компонент ускорения совпадают в пределах ошибок и составляют $\dot{\mu} \approx 0.20 \pm 0.05$ мсек дуги год⁻². Все остальные компоненты двигались без значимого ускорения. Для всех компонент, кроме $c1$, траектория их движения в какой-то момент проходила через видимое начало струи. Траектория $c1$ в картинной плоскости приведена на Рисунке 2.12 в сравнении с компонентой $c4$. Для всех компонент мы определили момент прохождения через видимое начало струи. Из-за малой скорости компоненты $c6$ момент её рождения определяется с большими ошибками, поэтому в дальнейшем анализе мы эту компоненту не использовали.

Так как в структуре выброса 3C 273 на длине волны 7 мм присутствуют 3 стационарные детали, которые могут быть реальными физическими структурами, например, стоячими ударными волнами, мы постарались идентифицировать прохождение движущихся компонент через стационарные со вспышками в гамма-диапазоне. Для этого анализа мы выбрали только компоненты $c3$ – $c5$, т.к. именно они находились в области вблизи видимого начала струи во время активности в гамма-диапазоне. Всего для трёх движущихся и трёх стационарных компонент было проанализировано 9 событий, см. Рисунок 2.14. Поскольку компоненты $c3$ – $c5$ двигались равномерно, моменты прохождения их через стационарные детали хорошо определяются из найденного закона их движения. Как видно из Рисунка 2.14, никакой связи между прохождениями через стационарные компоненты и гамма-вспышками не прослеживается. Единственное исключение – прохождение $c5$ через ядро совпадает с C_γ .

Если же предположить, что всё гамма-излучение образуется вблизи центральной чёрной дыры и что скорость компонент $c3$ – $c5$ всё время была постоянной, тогда, решая уравнение 2.9 относительно задержки $\Delta t_{7 \text{ мм}-\gamma}$, можно связать компоненты с гамма-вспышками. Для

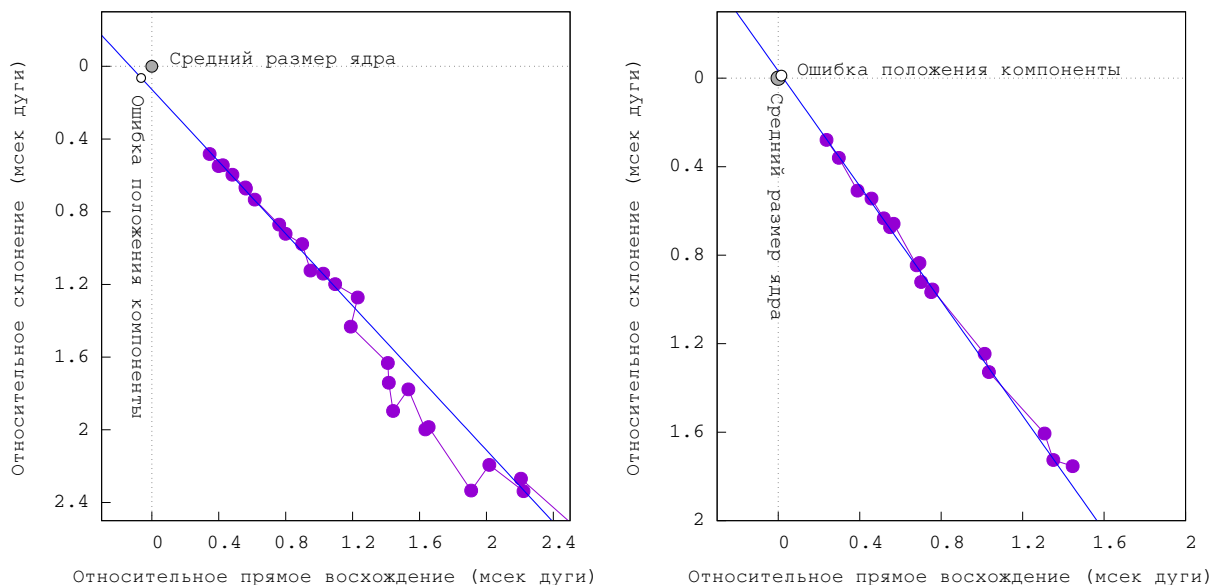


Рис. 2.12: Движение компонент $c1$ (слева) и $c4$ (справа) в картинной плоскости. По осям отложены прямое восхождение и склонение относительно РСДБ ядра. Точками обозначены измерения положения компонент, а прямыми – их траектории. Для компоненты $c1$ проводилась аппроксимация только 10 ближайших к началу координат измерений. Размеры ядра приняты равными медианному значению 0.035 мсек дуги и обозначены серым кружком. Ошибка определения положения компоненты в момент наименьшего удаления от ядра была рассчитана из ошибок коэффициентов подгонки, обозначена белым кружком. Рисунок не выносится на защиту и приведён в иллюстративных целях.

Компонента	Момент рождения (MJD)	Скорость (мсек дуги год ⁻¹)	Ускорение (мсек дуги год ⁻²)	max(T_b) (К)
$c1$	54838 ± 19	1.17 ± 0.02	0.26 ± 0.04	$2.2e+11$
$c2$	54885 ± 43	0.96 ± 0.02	0.17 ± 0.05	$2.1e+11$
$c3$	55112 ± 17	0.83 ± 0.02	–	$4.5e+11$
$c4$	55189 ± 14	0.81 ± 0.02	–	$1.1e+12$
$c5$	55136 ± 36	0.53 ± 0.03	–	$4.6e+10$
$c6$	54823 ± 381	0.20 ± 0.07	–	$4.1e+10$

Таблица 2.3: Параметры новых компонент. Для компонент $c1$ и $c2$ было обнаружено значимое ускорение, поэтому скорость приведена на момент t_{mid} , см. формулу 2.6. Скорость для этих компонент, пересчитанная на момент первого появления их в структуре струи (после прохождения через $ST2$) равна соответственно 0.85 ± 0.02 мсек дуги год⁻¹ и 0.73 ± 0.04 мсек дуги год⁻¹. max(T_b) – максимальное значение яркостной температуры компоненты в системе отсчёта источника.

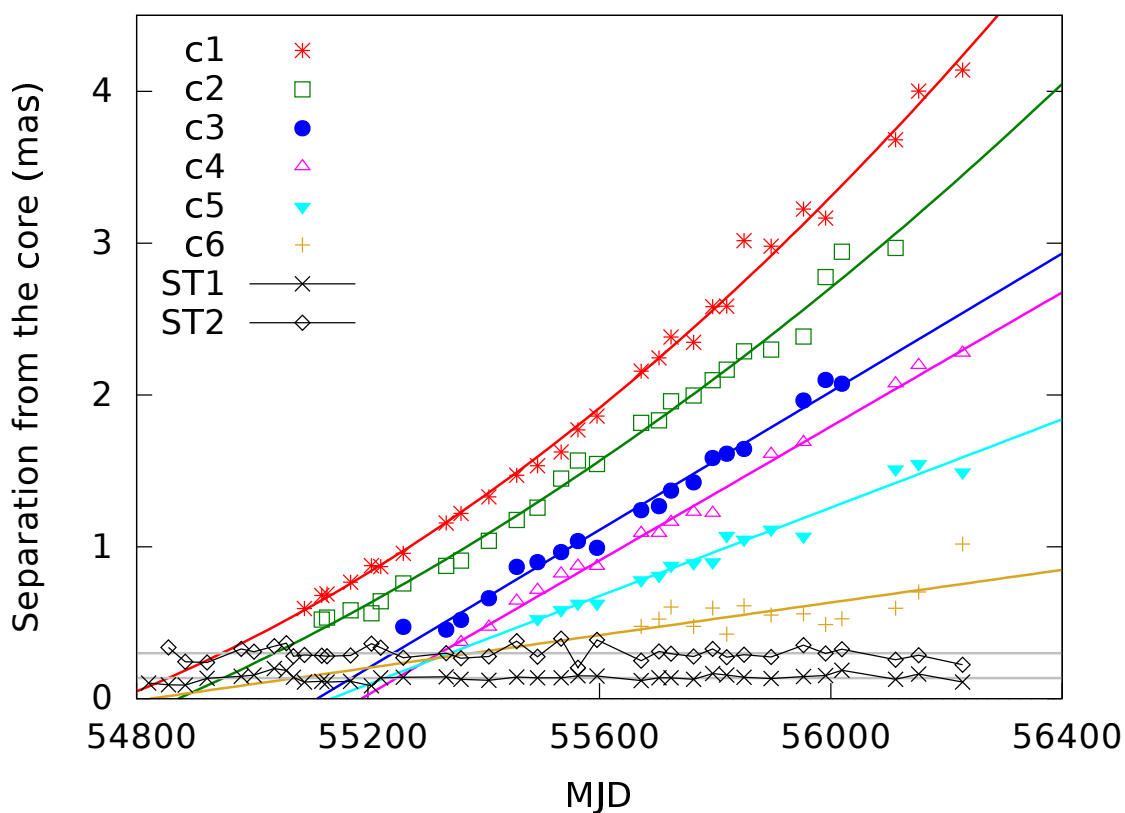


Рис. 2.13: Расстояние от РСДБ ядра для шести компонент $c1$ – $c6$, появившихся в структуре струи на длине волны 7 мм в период высокой гамма-активности в 2008–2011 годах. Также в нижней части графика показаны две стационарные компоненты $ST1$ и $ST2$. По оси абсцисс отложено время (MJD), по оси ординат – расстояние до видимого ядра (мсек дуги). Результат диссертанта из работы [A1]. Результат диссертанта из работы [A1].

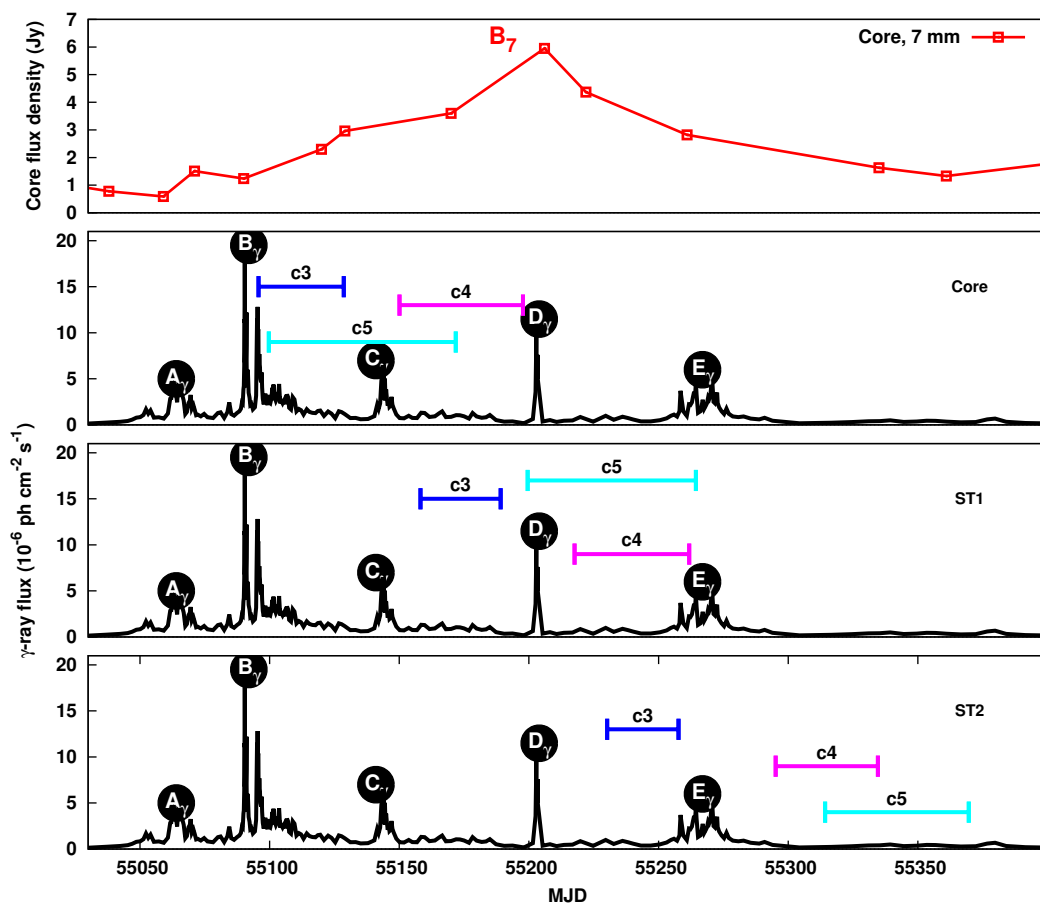


Рис. 2.14: Моменты прохождения движущихся компонент $c3$ – $c5$ на длине волны 7 мм через стационарные компоненты: РСДБ ядро (вторая сверху панель), $ST1$ (третья сверху), $ST2$ (нижняя). На верхней панели показано изменение плотности потока ядра на длине волны 7 мм. Диапазон значений моментов прохождения для каждой компоненты получен из результатов линейной подгонки кинематики компоненты и показан в виде горизонтального отрезка. Сплошной линией показана кривая блеска в гамма-диапазоне. По оси абсцисс – время (MJD), по оси ординат: на верхнем графике – плотность потока (Ян), на остальных – фотонный поток в диапазоне 100 МэВ–300 ГэВ ($10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$). Результат диссертанта из работы [A1].

измеренного расстояния между областью генерации гамма-излучения и видимым началом струи на длине волны 7 мм $\Delta r = 2 - 7$ пк и угла наклона струи к лучу зрения ($\theta = 6^\circ$) $c1$ и $c2$ могут быть отождествлены с Y_γ , $c4$ – либо с A_γ , либо с B_γ , $c5$ – с Z_γ , а $c3$ остаётся без отождествления. Моменты прохождения компонент через видимое начало струи связывают $c1$ и $c2$ с радиовспышкой Y_7 , а $c4$ – с B_7 . Таким образом, в предположении постоянной скорости компоненты $c4$ её можно однозначно связать и с самой мощной гамма-вспышкой, и с самой мощной вспышкой в ядре на длине волны 7 мм. Компонента $c4$ появилась в структуре струи уже после наших многочастотных наблюдений, поэтому мы можем оценить её параметры только по наблюдениям на длине волны 7 мм, см. Таблицу 2.3. Скорость $c4$ является типичной для ЗС 273 и согласуется с предыдущими измерениями [24, 125, 25]. Однако, её максимальная плотность потока $S = 6.4$ Ян и яркостная температура $T_b \approx 10^{12}$ К – наибольшие среди всех компонент, появившихся в период с 2008 по 2011 годы.

2.5 Скорость вещества струи

В начале выброса ЗС 273 на длине волны 7 мм были обнаружены 2 стоячие компоненты $ST1$, $ST2$ (см. напр. Рисунок 2.1), расположенные на среднем расстоянии 0.13 и 0.30 мсек дуги от ядра, соответственно. При анализе кривых блеска этих компонент выяснилось, что у каждой из них было в 2008–2009 годах по 2 вспышки, см. Рисунок 2.5. Причём пики вспышек наступают последовательно в ядре $\rightarrow ST1 \rightarrow ST2$, ровно в той последовательности, в которой эти компоненты расположены в струе. Можно предположить, что последовательные вспышки вызваны одним возмущением,двигающимся вниз по струе. Как было сказано в Разделе 2.4, со вспышкой B_7 (см. Рисунок 2.5) в ядре можно связать прохождение компоненты $c4$ (см. Рисунок 2.14), скорость которой, измеренная ниже по струе, постоянна и равна $\mu_{c4} = 0.81 \pm 0.02$ мсек в год, см. Таблицу 2.3. Если скорость возмущения всё время была постоянной, то ожидаемый пик вспышки в стационарной компоненте $ST2$ должен был бы произойти примерно в $MJD = 55345$, значительно позже, чем наблюдалось, см. Рисунок 2.15.

Мы оценили скорость возмущения движущейся неоднородности по пикам вспышек и измеренному положению стационарных компонент во время самой мощной вспышки B_7 в ядре на длине волны 7 мм и последующих вспышек в компонентах $ST1$ и $ST2$. Мы предполагали, что момент прохождения возмущения через стационарную деталь совпадает с пиком соответствующей вспышки. Для точного определения момента пика вспышки мы аппроксимировали её экспоненциальным законом, см. Формулу 3.3. И время нарастания плотности потока τ_\uparrow , и время спадания τ_\downarrow полагались независимыми переменными. Для ядра и стационарной компоненты $ST1$ этот подход прекрасно сработал. Однако, из-за худшей скважности измерений

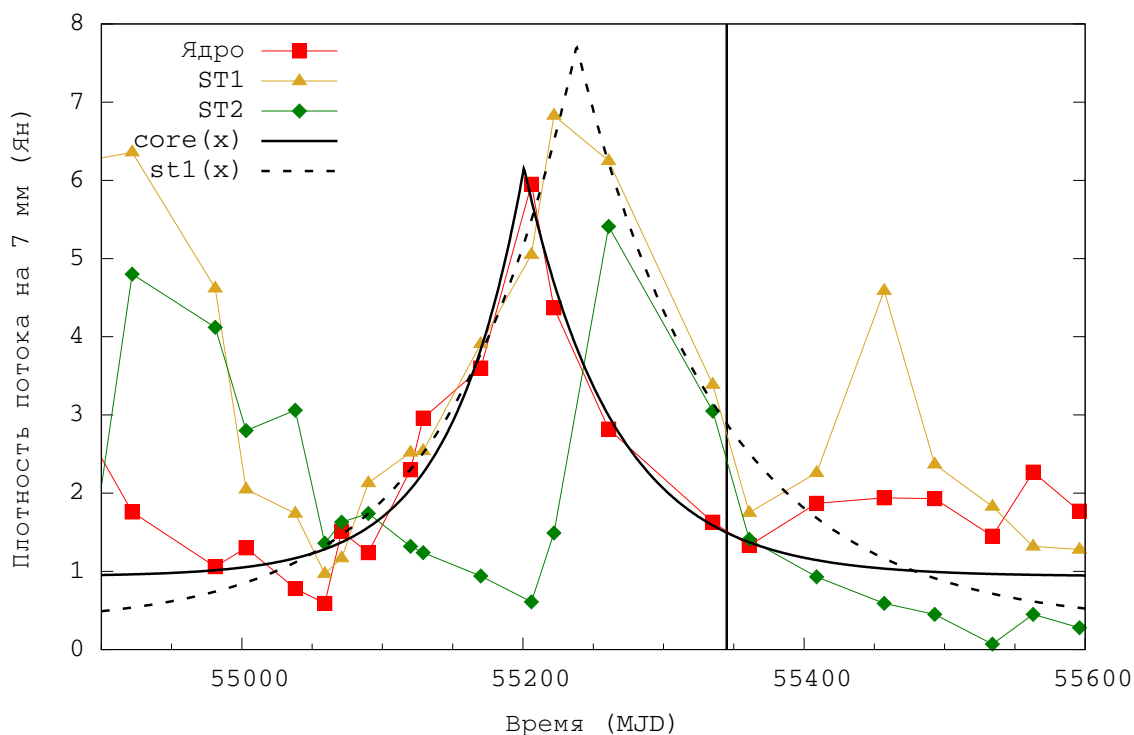


Рис. 2.15: Кривые блеска ядра и стационарных компонент $ST1$ и $ST2$ (см. напр. Рисунок 2.1). Линиями показаны результаты подгонки кривых блеска ядра и стационарной компоненты $ST1$ экспоненциальными законами, см. Формулу 3.3. Вертикальная черта показывает ожидаемый момент максимума вспышки в компоненте $ST2$, если она была бы вызвана возмущением,двигающимся с видимой скоростью в картинной плоскости $\mu_{c4} = 0.81 \pm 0.02$ мсек в год. Неопубликованный пояснительный рисунок.

для кривой блеска компоненты *ST2* нам пришлось использовать другой подход. За момент пика было принято среднее значение между двумя точками с максимальной плотностью потока ($MJD = 55261$ и $MJD = 55335$ дней), а ошибка была рассчитана в предположении, что истинный максимум вспышки по времени попадает в интервал $MJD = (55261, 55335)$ дней с вероятностью 95%. В итоге момент пика вспышки *ST2* оценен как $MJD = 55298 \pm 19$ дней.

Видимая скорость в картинной плоскости, посчитанная по максимумам вспышек, составила $\mu = 1.21 \pm 0.06$ мсек в год, $\beta_{\text{app}} = 12.3 \pm 0.6$ скоростей света. Такие величины скорости встречаются у некоторых компонент в 3C 273 [125, 25, 83], однако, это в полтора раза выше скорости компоненты *c4*, ассоциированной со вспышкой *B7*, а также скорости любой другой компоненты в момент её первого появления в структуре струи, см. Таблицу 2.3. Предложенный подход к определению скорости даёт важную информацию. Во-первых, это альтернативный способ вычислить скорость истечения вещества струи. Во-вторых, измерение скорости компонент в непосредственной близости к видимому началу струи зачастую невозможно из-за больших ошибок измерения положения двух близко расположенных компонент. Как видно, скорость получается выше измеряемой непосредственно из кинематики компоненты *c4* ниже по течению струи. Это может быть объяснено либо меняющейся геометрией струи, либо замедлением течения, либо скорость движения вещества не соответствует скорости движения компонент. Несоответствие скорости движения вещества струи и видимой скорости движения компонент в протяжённой структуре может приводить к систематической недооценке величины релятивистского усиления в струях квазаров. С другой стороны, измеренная по вспышкам скорость вещества не настолько высока, чтобы объяснить экстремальные яркостные температуры, обнаруженные в ядре 3C 273, см. обсуждение в Разделе 3.5.

2.6 Кинематика кластеров компонент и смещение видимого начала струи

Как было сказано ранее, в процессе моделирования распределения интенсивности 3C 273 мы стремились наилучшим образом описать структуру струи, не ограничивая используемое количество компонент. При таком подходе, практически не остаётся изолированных компонент, для которых можно было бы не учитывать влияние соседних областей струи на их параметры. Из-за этого невозможно исследовать тонкие эффекты эволюции компонент, в частности кинематики.

Можно использовать альтернативный подход, алгоритм WISE, основанный на разбиении изображения струи на вейвлеты [141]. С помощью этого метода получены указания на движение области вблизи начала струи, в том числе вверх по течению струи. Несмотря

на перспективность метода, его точность ограничена тем, что анализ проводится в области изображения. Кроме того алгоритм может иметь проблемы с идентификацией начала струи во время мощных вспышек.

Однако, в струе 3C 273 на длине волны 7 мм можно выделить по крайней мере 2 области, состоящие из нескольких гауссовых компонент, которые удалены от других компонент настолько, что влиянием окружающих областей струи можно пренебречь. Назовём такие выделенные области кластерами и рассмотрим параметры их движения, как целого. На Рисунках 2.1–2.4 кластеры компонент отмечены пунктирными окружностями и обозначены $K1$ и $K2$. Подобный подход был впервые использован в нашей работе [A1]. Были рассмотрены две реализации метода. В первой использовалось положение центроида всех компонент, входящих в кластер, рассчитанное по формуле:

$$\vec{r} = \frac{\sum F_i \vec{r}_i}{\sum F_i}, \quad (2.7)$$

где F_i – плотность потока компоненты, входящей в состав кластера, \vec{r}_i – радиус-вектор компоненты. Вторая реализация основана на двумерной кросс-корреляции карт, полученных в разных наблюдениях. Карты должны быть одинакового размера и быть построены с одинаковым размером пикселя и одинаковой диаграммой направленности. При этом смещение между кластерами выражается как:

$$\Delta \vec{R} = \vec{r}_{\text{core2}} - \vec{r}_{\text{core1}} - \Delta \vec{r}_{12} \quad (2.8)$$

где \vec{r}_{core1} , \vec{r}_{core2} – координаты ядра на картах, $\Delta \vec{r}_{12}$ – сдвиг между картами, полученный с помощью двумерной кросс-корреляции.

Принципиальным отличием этих реализаций является то, что первая использует компоненты, полученные моделированием в uv-плоскости, а вторая использует восстановленное изображение. При этом для успешной работы второй реализации необходимо, чтобы размер пикселя карт был очень маленьким – около 1–2 мсек дуги – что, учитывая большие угловые размеры струи 3C 273, приводит к большим размерам карт и, соответственно, существенному увеличению времени вычислений. Поэтому мы убедились, что оба метода дают согласованные результаты, но для дальнейшего анализа пользовались результатами, полученными с помощью первого.

В каждом наблюдении кластеры состояли из 2–6 компонент. Оба кластера в период $MJD = 55000 - 55400$ двигались равномерно с видимыми скоростями в картинной плоскости $\mu_{K1} = 0.92 \pm 0.01$ мсек дуги в год и $\mu_{K2} = 0.89 \pm 0.02$ мсек дуги в год, соответственно. Зависимость расстояния до ядра от времени приведена на Рисунке 2.16. Для того, чтобы исследовать тонкие эффекты движения кластеров, мы вычли из данных линейный тренд, соответствующий упомянутым выше скоростям. Отклонения положения кластеров от линей-

ного закона показаны в нижней части Рисунка 2.16. Кросс-корреляционный анализ показал, что отклонения от линейного закона ведут себя согласованно для обоих кластеров, с вероятностью случайного совпадения $p = 0.008$, и их минимумы совпадают по времени. При этом кластеры расположены на угловом расстоянии 2 мсек дуги друг от друга. Это соответствует линейному расстоянию вдоль струи порядка 50 пк (с учётом угла наклона $\theta = 6^\circ$ джета к лучу зрения), что, в силу соображений причинности, исключает возможность того, что кластеры могут быть связаны друг с другом. Это приводит к выводу, что причиной координированного движения кластеров является, на самом деле, движение точки отсчёта – РСДБ ядра.

Определение ошибок положения центроидов кластеров является непростой задачей. Очевидно, для кластеров нельзя использовать методы, предназначенные для изолированных компонент. Вместо этого мы оценивали стандартное отклонение из параметров подгонки линейного закона движения. Эти ошибки могут быть несколько завышены, поскольку отклонения от линейного закона, как мы выяснили, носят не случайный характер. Мы обнаружили монотонное смещение ядра вниз по течению струи. За 5 месяцев ядро сместилось на угловое расстояние 0.17 мсек дуги, что соответствует 4.4 пк вдоль струи при угле наклона джета к лучу зрения $\theta = 6^\circ$.

Предположения о том, что видимое начало струи может смещаться со временем высказывались и ранее [134, 25, 142]. Недавние исследования астрометрическими методами [143] показали, что ядро Mrk 421 значительно смещается после мощной рентгеновской вспышки. У этого эффекта может быть 2 причины. Во-первых, если положения ядра строго фиксировано, то пролетающая через него компонента будет смещать центр тяжести изображения в свою сторону, пока не станет разрешённой. Это инструментальный эффект. Во-вторых, если параметры вещества струи меняются со временем, ядро должно смещаться вверх и вниз по струе. Это справедливо для интерпретации ядра и как поверхности $\tau = 1$ [37], и как стоячей ударной волны [122].

Мы провели кросс-корреляцию плотности потока ядра и отклонений от линейного закона для обоих кластеров. Оказалось, что плотность потока ядра во время вспышки B_7 антикоррелирует с положением ядра: чем выше плотность потока ядра, тем ниже по течению струи оно находится, см. Рисунок 2.16. При этом коэффициент корреляции $r = -0.57$, а вероятность случайного совпадения $p = 10^{-3}$ для кластера $K1$ и $r = -0.51$, $p = 4 \times 10^{-3}$ для $K2$. Чтобы проверить, что смещение ядра связано именно со вспышкой, мы дополнительно провели анализ кросс-корреляции включая только измерения во время вспышки B_7 (MJD 55059-55361), а также отдельно для измерений вне вспышки (MJD 55003-55038, 55409-55763). Для обоих кластеров, вне вспышки корреляция становится незначимой, а во время вспышки,

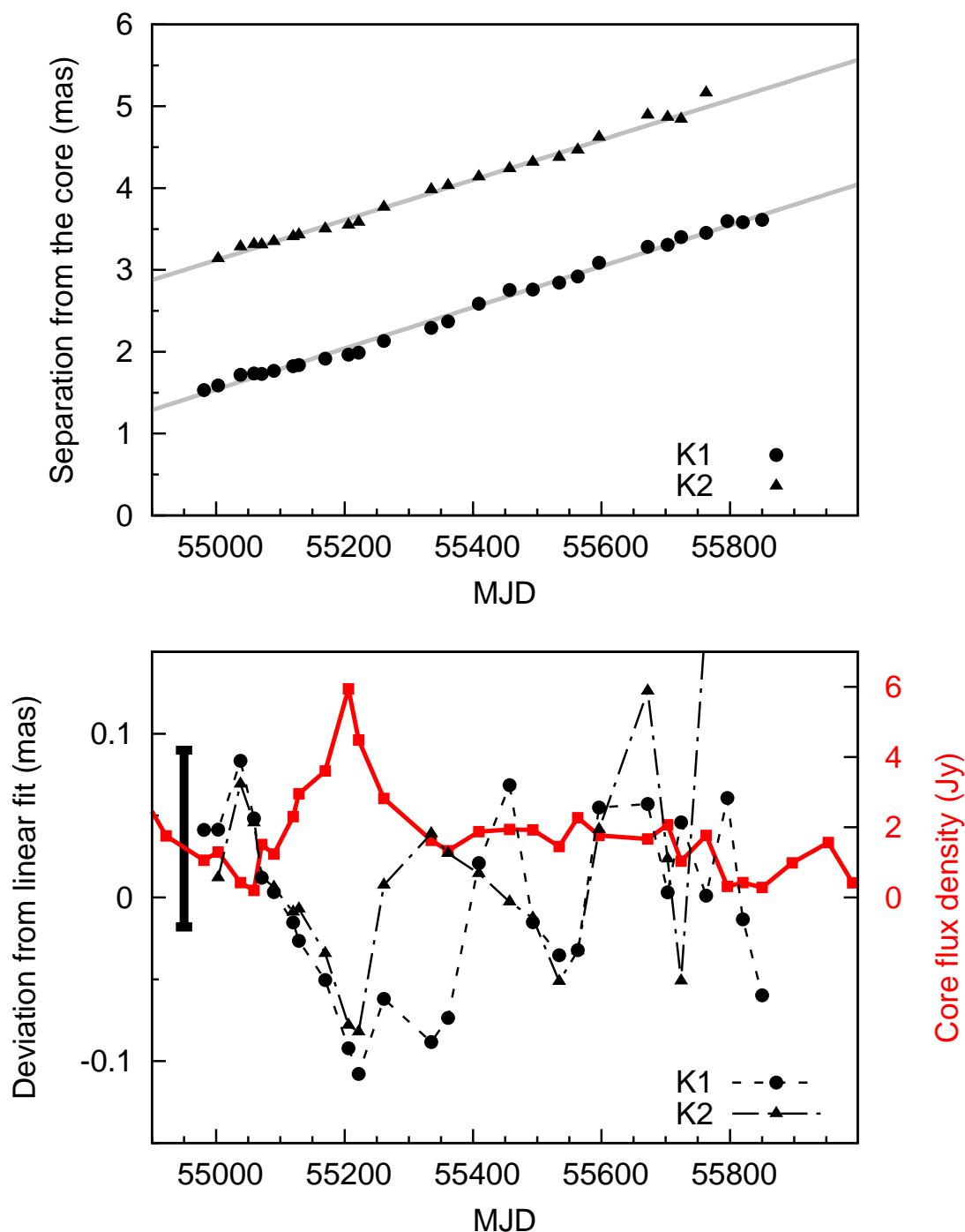


Рис. 2.16: Верхняя панель: кинематика кластеров $K1$ и $K2$. Линиями показаны линейные законы движения кластеров. По оси абсцисс – время (MJD), по оси ординат – расстояние от видимого ядра (мсек дуги). Нижняя панель: отклонения положения кластеров $K1$ (кружки) и $K2$ (треугольники) от линейного закона, а также плотность потока ядра на длине волны 7 мм (красная линия). По оси абсцисс – время (MJD), по оси ординат: слева – отклонение от линейного закона (мсек дуги), справа – плотность потока видимого ядра (Ян). Отрицательные значения отклонений соответствуют ситуации, когда ядро было ближе к кластерам, чем ожидалось при линейном законе движения, положительные – дальше. Типичное значение ошибки на уровне 1σ приведено в левой части рисунка. Результат диссертанта из работы [A1].

Кластер	Во время вспышки		Вне вспышки		Все данные	
	r	p	r	p	r	p
<i>K1</i>	-0.9	2×10^{-4}	-0.12	0.36	-0.57	10^{-3}
<i>K2</i>	-0.93	10^{-5}	-0.13	0.31	-0.51	4×10^{-3}

Таблица 2.4: Коэффициент корреляции r и вероятность случайного совпадения p для кластеров *K1* и *K2* для периода вспышки B_7 в РСДБ ядре; во время вне вспышки; для всего рассматриваемого периода.

наоборот, коэффициент корреляции возрастает. Результаты кросс-корреляции приведены в Таблице 2.4.

Связь смещения РСДБ ядра во время вспышки может быть объяснена следующим образом. Во время вспышки в области начала релятивистской струи увеличиваются значения магнитного поля и/или плотности частиц, что приводит к росту непрозрачности в этой области. Поэтому поверхность $\tau = 1$ смещается в сторону меньших значений магнитного поля и плотности частиц – вниз по струе, дальше от её истинного начала. Когда же возмущение, вызвавшее вспышку, проходит, поверхность $\tau = 1$ возвращается в прежнее положение. Эффект смещения ядра во время вспышек совместно с эффектом сдвига ядра с частотой [37] должны быть учтены при сличении систем координат, построенных в разных диапазонах, например по РСДБ и Gaia [144].

2.7 Локализация области гамма-излучения

Задержка $t_7^{\text{obs}}_{\text{mm}-\gamma}$, измеренная по кривым блеска, может быть объяснена двумя способами. В качестве примера рассмотрим одну вспышку в гамма-диапазоне и одну вспышку в радиодиапазоне, которые мы считаем связанными друг с другом. Во-первых, пусть обе вспышки связаны с одним и тем же возмущением, появившимся вблизи истоков джета и распространяющимся вниз по течению, и имеющим значения плотности высокоэнергичных частиц или напряжённости магнитного поля бóльшие, чем у окружающего вещества струи. Гамма-фотоны, образованные в процессе обратного комптоновского рассеяния, сразу покидают эту область и направляются к детектору телескопа *Fermi*/LAT, который будет построен примерно через 2 миллиарда лет. Однако, синхротронное излучение в радиодиапазоне испытывает самопоглощение до тех пор, пока возмущение не достигнет области с оптической толщиной для радиоизлучения $\tau \sim 1$. Во-вторых, пусть обе вспышки начинаются одновременно в одной области, например в видимом ядре на длине волны 7 мм. Область гамма-излучения должна быть существенно меньше размеров ядра на 7 мм, исходя из малого характерного

времени переменности гамма-излучения порядка суток. Если считать, что пик вспышки в видимом ядре происходит в тот момент, когда излучает всё ядро целиком, то запаздывание пика радиовспышки естественно объясняется большими размерами видимого ядра, порядка 0.1 пк на длине волны 7 мм для 3С 273.

В первом сценарии легко посчитать расстояние вдоль струи между областью гамма-излучения и видимым ядром на длине волны 7 мм [71]:

$$\Delta r = \frac{\delta\Gamma\beta c\Delta t_{7\text{ мм}-\gamma}^{\text{obs}}}{1+z} = \frac{\beta_{\text{app}}c\Delta t_{7\text{ мм}-\gamma}^{\text{obs}}}{(1+z)\sin\theta} \quad (2.9)$$

Основная неопределённость в значении Δr возникает из-за слабо ограниченного угла наклона выброса к лучу зрения θ . Опубликованные результаты включают значения от $\theta_{\text{var}} = 10.1$ [145] до $\theta_{\text{var}} = 3.3$ [90], измеренные по переменности полной плотности потока, а также $\theta_{\text{VLBI}} = 6.1 \pm 0.8$ [24] и $\theta_{\text{VLBI}} = 9.8 \pm 2.1$ [125], измеренные по отдельным компонентам в РСДБ наблюдениях. Имея измерение видимой скорости движения $\beta_{\text{app}} = 12.3c$ из переменности излучения ядра и стационарных компонент, можно получить ограничение на максимальный угол наклона струи к лучу зрения $\theta_{\text{max}} = \arcsin(2\beta_{\text{app}}/(1+\beta_{\text{app}}^2)) = 9.3$, что, в свою очередь, даёт нижний предел на $\Delta r_{\text{min}} = 6.5$ пк. Если же рассматривать скорость струи, измеренную по кинематике компоненты $c4$, $\beta_{\text{app}} = 8.4c$, то максимальный угол к лучу зрения $\theta_{\text{max}} = 13.6$ и минимальное расстояние $\Delta r_{\text{min}} = 3.0$ пк. В нашей работе [A1] мы приняли значение $\theta = 6^\circ$ из статьи [24], поскольку это измерение было проведено с использованием отдельных компонент методами РСДБ на той же длине волны 7мм. Полному диапазону значений θ соответствуют оценки расстояния $\Delta r = 4 - 12$ пк, а принятому нами значению $\theta = 6^\circ$ соответствует $\Delta r = 6.5$ пк. Это значение мы и считаем оценкой расстояния от области генерации гамма-излучения до видимого начала струи на длине волны 7 мм. Поскольку гамма-вспышка B_γ случилась раньше, чем вспышка B_7 в ядре на 7 мм, то область генерации гамма-вспышки B_γ должна лежать выше по течению струи, ближе к центральной чёрной дыре.

Мы также исследовали альтернативный вариант объяснения задержки между гамма- и радиоизлучением. Для того, чтобы проверить эту возможность для вспышек B_γ и B_7 (см. Рисунок 2.5), мы сравнили характерное время нарастания плотности потока ядра на 7 мм со временем распространения света по всему поперечнику струи. РСДБ ядро на длине волны 7 мм во время вспышки B_7 почти во всех наблюдениях было неразрешено, поэтому оценку его размера мы получили, вычисляя предел по разрешению [92]. Среднее значение полной ширины на половине максимума для круглого РСДБ ядра с гауссовым распределением интенсивности $a \lesssim 0.035 \pm 0.005$ мсек дуги. Если ядро представляет собой не гауссиану, а, например, равномерный оптически-толстый диск, то его размеры будут $1.6a \lesssim 0.056$ мсек. Этот размер мы и использовали для дальнейших оценок. Задержка между максимумами

вспышек за счёт разного размера излучающих областей может быть вычислена по формуле $\Delta t_{\text{obs}} < 208 \delta^{-1}$ дней, где δ – фактор доплеровского усиления. Для $\delta = 4 - 9$ [145, 24, 125] получается $\Delta t_{\text{obs}} < 52-23$ дней, а для $\delta = D_{\text{var}} = 17$ [90] – $\Delta t_{\text{obs}} < 12$ дней. Для $\delta = 6$, принятого в данной работе, $\Delta t_{\text{obs}} < 34$ дней.

Для нахождения характерных времён нарастания и спадания плотности потока РСДБ ядра на 7 мм мы аппроксимировали вспышку B_7 экспоненциальным законом (см. Рисунок 2.15) согласно Формуле 3.3, оставляя τ_{\uparrow} и τ_{\downarrow} независимыми. Для вспышки B_7 характерные времена получились $\tau_{\uparrow} = 82$ дня и $\tau_{\downarrow} = 94$ дня. Из сравнения этих величин с Δt_{obs} видно, что ни при одном из приведённых выше факторов Доплера задержка между гамма- и радио-вспышками не может быть объяснена исключительно разными размерами излучающих областей в этих диапазонах. Поэтому область генерации гамма-излучения должна располагаться выше по течению струи, чем РСДБ ядро на длине волны 7 мм.

Исследование вспышек 3С 273 в гамма-диапазоне с наилучшим временным разрешением порядка 6 часов [31, 127] показывают, что характерное время удвоение потока в гамма-диапазоне составляет около 1 дня, что накладывает серьёзные ограничения на размеры излучающей области. Если область гамма-излучения занимает весь поперечник конической струи, то от основания джета она должна быть удалена примерно на 10^{-3} пк.

Стоит отметить, что во время вспышки в ядре B_7 на длине волны 7 мм само ядро двигалось вниз по течению струи, см. Раздел 2.6. Так как ядро было в самом дальнем положении в момент максимума вспышки B_7 , то кросс-корреляционный анализ кривых блеска дал максимально возможное расстояние между областями гамма- и радиоизлучения. Если принять во внимание величину смещения ядра, 4.4 пк, то расстояние от области гамма-излучения до видимого начала струи на 7 мм составит 2.1 – 6.6 пк в зависимости от даты наблюдения. Это согласуется в пределах ошибок с расстоянием от видимого начала струи на 7 мм до истинного начала струи по результатам анализа сдвига ядра с частотой, см. Раздел 2.3. Погрешности измерений и нестационарность положения видимого начала струи ограничивают точность локализации области, в которой произошла гамма-вспышка B_7 , не позволяя разделить между окрестностями СМЧД или областью вблизи истоков струи. Это приводит нас к окончательному заключению, что область генерации гамма-излучения, ответственная за вспышку B_7 , расположена в непрозрачной для радиоизлучения области, вблизи центральной сверхмассивной чёрной дыры или истинного начала релятивистской струи 3С 273 на расстоянии 2 – 7 пк выше видимого ядра на длине волны 7 мм.

2.8 Выводы

Основные результаты главы заключаются в следующем:

1. Проведено моделирование структуры струи 3C 273 с помощью набора круглых двумерных гауссиан для четырёх многочастотных РСДБ наблюдений на антенной решётке VLBA на длинах волн 6, 4, 2, 1.3 см и 7 мм, а также для 60 РСДБ наблюдений на длине волны 7 мм. Произведено отождествление компонент между частотами для многочастотных наблюдений, а также между разными датами для наблюдений на 7 мм. В структуре струи 3C 273 на длине волны 7 мм обнаружены 2 стационарные компоненты: *ST1* на расстоянии 0.13 мсек дуги от ядра и *ST2* на расстоянии 0.30 мсек дуги.
2. За период 2008–2011 в структуре струи на 7 мм появилось 6 новых компонент, для которых мы провели анализ кинематики. Две компоненты двигались равноускоренно с ускорением $\dot{\mu} \approx 0.2$ мсек дуги год⁻², остальные двигались равномерно. Зависимости моментов гамма-вспышек от прохождения компонент *c3–c5* через стационарные компоненты не обнаружено. Самая яркая компонента *c4* могла вызвать и самую мощную гамма-вспышку B_γ (см. Рисунок 2.5), и последующую яркую вспышку в ядре на 7 мм B_7 , согласно анализу кинематики.
3. Разработан метод оценки скорости вещества по кластерам модельных компонент. Впервые по данным кинематики кластеров было измерено смещение видимого начала струи на длине волны 7 мм вдоль струи. Во время вспышки поверхность $\tau = 1$ сместилась на 4.4 пк вниз по струе во время нарастания плотности потока ядра, что может быть объяснено увеличением магнитного поля и плотности частиц в начале струи.
4. По результатам кросс-корреляции кривых блеска РСДБ ядра на 7 мм и фотонного потока в гамма-диапазоне была найдена задержка между ними: 112 ± 9 дней, гамма-излучение опережает радио. Этот результат позволяет уточнить результаты наблюдений на одиночных антеннах и, в отличие от них, может позволить точно локализовать область генерации радиоизлучения, ответственного за вспышку. Задержка между пиками самых мощных вспышек в гамма- и радиодиапазонах не может быть полностью объяснена в предположении одновременности вспышек и разных размеров излучающих областей на разных частотах. Измеренная задержка была использована для нахождения расстояния $\Delta r = 6.5$ пк между областью генерации гамма-излучения и видимым началом струи на длине волны 7 мм.
5. Анализ частотно-зависимого сдвига видимого начала струи позволил оценить расстояние $r_{7\text{мм}} = 1.5 - 4.5$ пк от основания джета до видимого начала струи на длине волны 7 мм. Этот результат позволяет утверждать, что гамма-излучение генерируется вблизи центральной сверхмассивной чёрной дыры или истинного основания струи, на рассто-

янии 2 – 7 пк, в зависимости от даты наблюдения, от РСДБ ядра на длине волны 7 мм.

6. По вспышкам, происходящим последовательно в соседних стационарных компонентах, оценена скорость движения вещества струи $\mu = 1.21 \pm 0.06$ мсек в год, $\beta_{\text{app}} = (12.3 \pm 0.6)c$, что в 1.5 раза выше, чем скорость компонент, измеренная ниже по струе. Это может быть объяснено либо меняющейся геометрией струи, либо замедлением течения, либо тем, что скорость движения вещества не соответствует скорости движения компонент. Однако измеренная по вспышкам скорость вещества не настолько большая, чтобы объяснить экстремальные яркостные температуры, обнаруженные в ядре 3C 273, см. Главу 3.

Глава 3

Обнаружение экстремальных яркостных температур и субструктуры рефракционного рассеяния в 3С 273

В данной главе представлены результаты обнаружения экстремальных яркостных температур в квазаре 3С 273 по данным наблюдений на наземно-космическом интерферометре «РадиоАстрон» на длинах волн 1.35, 6 и 18 см, а также по данным наземного РСДБ мониторинга на длине волны 7 мм. Обсуждаются различные сценарии превышения внутренних яркостных температур над пределом комптоновской катастрофы $10^{11.5}$ К на протяжении по крайней мере нескольких месяцев. Показано, что обнаружение столь высоких яркостных температур, сохраняющихся на протяжении длительного времени, ставит ряд вопросов, неразрешимых в рамках современных знаний о джетах. С учётом измеренных яркостных температур оценена напряжённость магнитного поля в видимом начале струи. Кроме того, в этой главе представлено первое обнаружение субструктуры рефракционного рассеяния для внегалактического источника, а также описывается метод учёта субструктуры рассеяния при определении яркостных температур. Показано, что при наличии рефракционного рассеяния учёт его субструктуры может приводить к переоценке яркостной температуры 3С 273 на длине волны 18 см на порядок величины. Результаты данной главы опубликованы в работах диссертанта [А1-А3].

3.1 Яркостная температура

Для любого излучения, в т.ч. нетеплового, может быть введена т.н. яркостная температура – температура такого абсолютно чёрного тела, которое излучает столько же энергии в

данном диапазоне частот, что и исследуемый объект. Для низких частот справедливо приближение Рэлея-Джинса:

$$I(\nu, T_b) = \frac{2\pi k T_b}{c^2} \cdot \nu^2, \quad (3.1)$$

где $I(\nu, T_b)$ – интенсивность излучения, а T_b – яркостная температура.

Для некогерентного синхротронного излучения в релятивистских струях существуют два теоретически предсказанных предела на яркостную температуру, измеренную в системе отсчёта вещества. Один из пределов связан с т.н. “обратной комптоновской катастрофой”: при увеличении интенсивности излучения возрастает темп столкновений синхротронных фотонов с электронами вещества, которые при этом быстро теряют энергию. Таким образом за счёт комптоновских потерь объект не может длительное время иметь яркостную температуру выше $10^{11.5}$ К [88, 146, 89], [A3]. Характерная продолжительность комптоновской катастрофы составляет от нескольких часов до нескольких дней для яркостной температуры $T_b = 10^{12}$ К. С другой стороны в работе [89] было введено ещё одно ограничение. Как многие астрофизические системы, релятивистская струя, будучи предоставленная самой себе, стремится к равномерному распределению между энергиями частиц и магнитного поля. В случае излучения релятивистских электронов, значение яркостной температуры, соответствующее равномерному распределению: $T_{eq} = 10^{10.5}$ К. Согласно [89], именно T_{eq} определяет обрезание сверху распределения яркостных температур в АЯГ. Если яркостная температура оценивается по измерению размера и плотности потока излучающей области, то в системе отсчёта наблюдателя она может быть выше в δ раз из-за релятивистского усиления $T_{obs} = \delta \times T_{int}$. Чувствительность интерферометра к яркостной температуре зависит от длины проекции базы в физических единицах [92]. Интересно, что размер Земли и типичные чувствительности, достигаемые в наземных РСДБ наблюдениях, не позволяли детектировать яркостные температуры существенно выше 10^{12} К. Космическая обсерватория «РадиоАстрон» [106] может проводить наблюдения на базах до 28 диаметров Земли, что позволит детектировать яркостные температуры вплоть до 10^{15} К и проверить соблюдение предела комптоновской катастрофы..

Для измерения яркостной температуры необходимо знать величину, характеризующую интенсивность излучения, а также величину, характеризующую размеры источника. Распространены два метода измерения яркостной температуры в активных ядрах галактик. Во-первых, можно напрямую из картографирования с помощью РСДБ решётки измерить и размер, и плотность потока от каждой модельной компоненты в структуре струи. Если компонента может быть представлена в виде двумерной гауссианы, то справедливо следующее соотношение:

$$T_b = \frac{2 \ln(2)}{\pi k} \frac{S \lambda^2 (1+z)}{\theta_{maj} \theta_{min}}, \quad (3.2)$$

где k – постоянная Больцмана, c – скорость света в вакууме, S – плотность потока гауссовой

компоненты (Ян), λ – длина волны (м), а θ_{maj} и θ_{min} – ширины на половине максимума большой и малой осей компоненты (мсек дуги). Если компонента не разрешена, то можно использовать верхние пределы на её размеры, ограниченные разрешением [92]. При этом будет оценён только нижний предел на яркостную температуру. Для использования этого метода необходимо достаточно много наблюдательного времени наземных РСДБ сетей, а также проведение трудоёмких процессов калибровки и гибридного картографирования.

Поэтому часто для мониторинга яркостных температур большого количества объектов используется второй способ – наблюдение на одиночных радиотелескопах [145, 90]. Кривая блеска при этом раскладывается на отдельные вспышки, считая, что их профиль можно описать экспоненциальным ростом и спадом:

$$S(t) = \begin{cases} S_{\text{max}} e^{(t-t_{\text{max}})/(\tau_{\uparrow})}, & t < t_{\text{max}}, \\ S_{\text{max}} e^{(t_{\text{max}}-t)/(\tau_{\downarrow})}, & t > t_{\text{max}}, \end{cases} \quad (3.3)$$

где S_{max} – плотность потока в максимуме вспышки, t_{max} – момент максимума, τ_{\uparrow} – характерное время нарастания плотности потока, τ_{\downarrow} – характерное время спадания плотности потока. В работе [147] утверждается, что время спадания плотности потока во вспышке на частотах 22 и 37 ГГц в большинстве случаев связано со временем нарастания потока, как $\tau_{\uparrow} = 1.3\tau_{\downarrow}$, что использовалось и в более поздних работах [125, 90]. Время переменности используется для оценки размеров излучающей области, как $c\tau_{\uparrow}$. При этом, конечно, структура источника неизвестна, и считается, что основной вклад в переменность излучения вносится РСДБ ядром, как наиболее ярким и компактным компонентом в большинстве выбросов, направленных под малым углом к лучу зрения. Отчасти это подтверждается появлением новой компоненты в структуре струи после вспышки, протектированной на одиночных телескопах [148]. Если оценка яркостной температуры производится с использованием переменности излучения, то релятивистское усиление будет в δ^3 раз [149, 145, 90]: $T_{\text{var}} = \delta^3 \times T_{\text{int}}$.

Частным случаем первого метода можно считать измерение яркостных температур по данным только амплитуды функции видности, когда нет возможности построить карту распределения яркости источника, как, например, делается при анализе данных обзора активных ядер галактик в рамках проекта «РадиоАстрон» [А3]. При этом есть возможность определить и плотность потока, и размер детали, аппроксимируя зависимость коррелированной плотности потока от длины проекции базы гауссианой. При этом предполагается, что излучение с высокой яркостной температурой приходит из наиболее компактной и яркой области в структуре струи – из её видимого начала.

В работе [150] был предложен метод оценки яркостных температур по малому количеству измерений функции видности. Имея лишь одно измерение на длинной интерферометрической базе и предполагая, что источник имеет круглое гауссовое распределение интен-

сивности, можно оценить абсолютный минимум яркостной температуры:

$$T_{b,\min} = \frac{\pi e}{2k} B^2 V \approx 3.09 \left(\frac{B}{\text{км}} \right)^2 \left(\frac{V_B}{\text{МЯн}} \right), \quad (3.4)$$

где B – база интерферометра, на которой измерена функция видности с амплитудой V_B . Предложенный метод позволяет оценивать яркостную температуру, не предполагая, что измерения коррелированной плотности потока на наземно-наземных и наземно-космических базах обусловлены излучением одной и той же гауссовой детали.

3.2 Рассеяние на межзвёздной среде

При прохождении радиоизлучения от космического источника к наблюдателю оно испытывает рассеяние на межзвёздной среде (МЗС), что порождает быструю переменность для источников с малыми угловыми размерами [93], увеличение угловых размеров источников (т.н. пятно или кружок рассеяния) [94], а также субструктуру кружка рассеяния [95, 96]. В основном за рассеяние ответственно межзвёздное вещество нашей Галактики. Упрощённо предполагают, что все неоднородности, порождающие рассеяние, локализованы в тонком слое, рассеивающем экране, находящемся между источником и наблюдателем. Спектр размеров неоднородностей описывается степенным законом $P(\mathbf{q}) \propto |\mathbf{q}|^{-(\alpha+2)}$, где \mathbf{q} – трёхмерное волновое число, $\alpha = 5/3$ для Колмогоровской турбулентности. Типичные размеры неоднородностей лежат в пределах от $\lesssim 1000$ км до $\gtrsim 100$ а.е. [151].

Эта простая модель рассеяния, которая, тем не менее показала себя очень эффективной, зависит от двух размеров и от показателя степени спектра неоднородностей.

1. Длина когерентности $r_0 \propto \lambda^{-2/\alpha}$ – такое угловое расстояние, на котором СКО (среднеквадратичное отклонение) фазы рассеянного сигнала составляет 1 радиан.
2. Масштаб Френеля $r_F = \sqrt{\frac{DR}{D+R} \frac{\lambda}{2\pi}}$ зависит от расстояния D от наблюдателя до рассеивающего экрана и R от экрана до источника. При смещении на r_F в картинной плоскости фаза сигнала меняется на полрадиана по сравнению с нерассеянным сигналом.

На длине волны 18 см рассеяние на веществе нашей Галактики в любом направлении можно считать сильным, то есть $r_0 \ll r_F$ [152]. В этом случае рассеянное изображение имеет размер $r_R = r_F^2/r_0 \propto \lambda^{1+2/\alpha}$, так что вызванная субструктурой стохастическая фаза сигнала поворачивается на много оборотов в пределах изображения. r_R определяется, как смещение в картинной плоскости на расстоянии D от наблюдателя. На длине волны $\lambda = 1.35$ см рассеяние в Галактике можно считать слабым: $r_0 \gg r_F$. Рассеянное изображение простирается на несколько масштабов Френеля, однако, $r_R \ll r_0$, поэтому вариации вызванной субструктурой стохастической фазы по изображению не превышают одного радиана.

Исторически в РСДБ верным признаком рассеяния служила квадратичная зависимость размера источника от длины волны $r_R \propto \lambda^2$. Естественно, это приводит только к уменьшению измеренной яркостной температуры. Но такая зависимость, на самом деле, может быть получена лишь в результате усреднения в течение достаточно длительного времени [153]. При усреднении на более коротких промежутках влияние рассеяния вносит случайные шумы. Это называют сцинтилляциями или мерцаниями. Точечные источники, например, пульсары, испытывают модуляцию потоков вплоть до 100%, как по частоте, так и по времени. Такой режим рассеяния называют дифракционным. В компактных разрешённых объектах, например, АЯГ, дифракционное рассеяние сильно подавлено благодаря тому, что лучи от разных областей источника мерцают независимо друг от друга. Модуляция потока в мерцаниях позволяет определять истинные размеры объектов [154, 155, 156]. Однако крупномасштабное рефракционное рассеяние может наблюдаться и у АЯГ.

Широкополосные рефракционные эффекты эволюционируют на временах порядка нескольких дней. Более того, в режиме сильного рассеяния дифракционные эффекты ослабевают с частотой, а рефракционные – наоборот усиливаются, до перехода рассеяния в дифракционный режим. Модуляции плотности потока АЯГ [93], вызванные мерцаниями на МЗС, изучаются в специальных программах мониторинга плотности потока на масштабах нескольких часов [157, 158].

В работах [95] и [96] было впервые сообщено о новом эффекте при рефракционном рассеянии – субструктуре рассеянного изображения точечного источника (для пульсаров). Далее в работе [99] было показано, что субструктура может не только сохраняться и для разрешённого источника (SgrA*), но и давать детали на изображении меньшие, чем реальный размер источника. За счёт субструктуры общая яркость изображения не меняется, но некоторые мелкие детали изображения становятся ярче, а некоторые, наоборот, тусклее.

В области пространственных частот субструктура рассеяния проявляет себя как появление случайных вариаций комплексной видности – “рефракционного шума”. Особенно этот эффект заметен на длинных базах, которые чувствительны как раз к малым угловым масштабам [98]. Кроме того, для разрешённых источников функция видности обычно сильно падает к длинным базам. СКО вариаций, получающихся из-за влияния субструктуры рассеяния на длинной базе, способной разрешать полный кружок рассеяния:

$$\sigma_{\text{ref}} \approx \sqrt{\frac{\Gamma(4/\alpha) \Gamma(1 + \alpha/2)}{2^{2-\alpha} \Gamma(1 - \alpha/2)}} \left(\frac{r_0}{r_F}\right)^{2-\alpha} \left(\frac{B}{(1 + \frac{D}{R})r_0}\right)^{-\frac{\alpha}{2}} \left(\frac{\theta_{\text{scat}}}{\theta_{\text{img}}}\right)^2, \quad (3.5)$$

где $\theta_{\text{scat}} \approx \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{\pi} \frac{\lambda}{(1+D/R)r_0}$ – угловой размер рассеянного изображения точечного источника, θ_{sour} – истинный угловой размер источника, $\theta_{\text{img}} \approx \sqrt{\theta_{\text{scat}}^2 + \theta_{\text{sour}}^2}$ – видимый угловой размер источника с учётом рассеяния. Здесь и далее в качестве моделей истинного распределения

интенсивности источника и рассеянного изображения приняты двумерные гауссианы. Соответственно, их размеры – полные ширины на половине максимума. σ_{ref} – величина безразмерная и показывает СКО флуктуаций амплитуд субструктуры на заданной проекции базы \mathbf{b} : $\sigma_{\text{ref}}(\mathbf{b}) = \sqrt{|V(\mathbf{b})|^2}$.

Если субструктура доминирует в амплитуде функции видности, комплексные видности будут распределены по гауссу с нулевой средней амплитудой и стандартным отклонением σ_{ref} . Амплитуды же функции видности будут распределены по рэлеевскому закону. Рефракционный шум коррелирован на временах порядка $\sim D\theta_{\text{img}}/v_{\perp}$, где v_{\perp} – типичная скорость относительного движения Земли и рассеивающего вещества в картинной плоскости. Приведённые ниже оценки времён сделаны для $v_{\perp} = 50$ км/с. В области пространственных частот рефракционный шум коррелирован на масштабах $\sim \lambda/\theta_{\text{img}} \sim r_0 \frac{\theta_{\text{scat}}}{\theta_{\text{img}}}$.

Для сравнения с наблюдениями АЯГ на длинах волн короче 20 см мы предположим, что типичный угол рассеяния меньше, чем истинный угловой размер источника, что справедливо для ЗС 273. В этом случае $\theta_{\text{sour}} \approx \theta_{\text{img}}$, а $\sigma_{\text{ref}} \propto B^{-\alpha/2} \lambda^{2+\alpha/2} \theta_{\text{sour}}^{-2}$. Для источника, у которого яркостная температура не зависит от длины волны, $\theta_{\text{sour}} \propto \lambda$, как и предсказывается, например, для джетов с самопоглощением [36]. В этом случае рефракционный шум увеличивается с длиной волны пропорционально $\sigma_{\text{ref}} \propto \lambda^{\alpha/2} \approx \lambda^{5/6}$. Можно сказать, что рассеяние в рефракционном режиме усиливает градиенты в изображении, а также порождает мелкомасштабные детали. Если не учитывать субструктуру рассеяния и приписывать такие детали самому источнику, это приведёт к необоснованному завышению яркостной температуры.

Методы оценки яркостных температур по данным функции видности, описанные в Разделе 3.1, получили дальнейшее развитие в работе [A2], в которой приведена формула для расчёта минимальной яркостной температуры с учётом рассеяния на МЗС. Если параметры рассеяния на луче зрения могут быть оценены априори и детектирование на длинных базах интерпретируется, как вклад субструктуры рассеяния, тогда можно установить нижний предел на яркостную температуру источника по одиночному детектированию на длинных базах. Этот предел достигается, когда источник становится настолько большим, что рефракционный шум ослабляется $\sigma_{\text{ref}} \propto \theta_{\text{sour}}^{-2}$ ниже порога детектирования.

Если рефракционный шум доминирует в амплитуде измеренной функции видности, амплитуды распределены согласно рэлеевскому распределению с наиболее вероятным значением $\sigma_{\text{ref}} = V_B/V_0$, из чего следует, что $\theta_{\text{sour}} \propto \sqrt{V_0}$ и $T_b \propto V_0/\theta_{\text{sour}}^2 = \text{const}$. Таким образом, яркостная температура асимптотически приближается сверху к некоторой константе, если отношение V_B/V_0 становится маленьким. Это вполне справедливо для детектирований на наземно-космических базах в проекте «РадиоАстрон». Для колмогоровского спектра неоднородностей $\alpha = 5/3$ и медианных параметров рассеяния в Галактике на длине волны 18 см

получим:

$$T_{b, \min} = 1.2 \times 10^{12} \left(\frac{B}{10^5 \text{ км}} \right)^{5/6} \left(\frac{V_B}{20 \text{ мЯн}} \right) \left(\frac{D}{10^3 \text{ ПК}} \right)^{1/6} \left(\frac{\lambda}{18 \text{ см}} \right) \left(\frac{\theta_{\text{scat}}}{300 \text{ мксек дуги}} \right)^{-5/6}. \quad (3.6)$$

3.3 Экстремальные яркостные температуры в ядре квазара 3С 273

3.3.1 Данные наземно-космического интерферометра

Мы оценили яркостную температуру в 3С 273 по данным на 1.35, 6 и 18 см в наблюдениях с «РадиоАстроном», см. описание наблюдений в Разделе 1.4. В первую очередь было проведено моделирование функции видности на всех частотах с помощью одной гауссианы. Для этой задачи требуется не только измерение амплитуды функции видности на длинных базах, но и оценка полной плотности потока детали. Для 1.35 см полная плотность потока была оценена двумя способами: по плотности потока ядра на 15 ГГц в близкую дату (при этом спектр компактной детали предполагался плоским), а также по измерениям на короткой базе VLA-GBT. Оба подхода дали сравнимые результаты и позволили оценить полную плотность потока детали в $S_{1.35}^t = 3.4$ Ян для $\lambda = 1.35$ см. Для нахождения полной плотности потока на 18 см мы использовали данные картографирования на VLBA. В предположении, что полная плотность потока ядра на этой длине волны не сильно изменилась за 1.5 года, мы оценили её в $S_{18}^t = 5.0$ Ян. Слабая переменность ядра была подтверждена нашими измерениями на сравнимых наземных базах на длине волны 18 см в рамках проекта «РадиоАстроном». Для получения плотности потока детали на $\lambda = 6.2$ см мы интерполировали значения на 1.35 и 18 см, используя значение спектрального индекса $\alpha = -0.15$ ($S \propto \nu^{+\alpha}$), измеренного между 1.35 и 18 см.

На длине волны 1.35 см 3.1 интерферометрические лепестки с отношением сигнала к шуму порядка 10 были получены с обоими крупными наземными телескопами, VLA и GBT, на базах около $8 \times 10^9 \lambda$, что соответствует формальному разрешению 27 мксек дуги. Измеренные амплитуды функции видности были около 0.1 Ян. Предполагая, что продетектированная деталь в источнике имеет форму круглой двумерной гауссианы, её размеры должны быть порядка 26 мксек дуги или 2.7 светового месяца. Стоит специально отметить, что оценки яркостной температуры и размера детали довольно слабо зависят от величины полной плотности потока детали и ошибок определения амплитуды на длинных базах.

На длине волны 18 см амплитуды порядка 50 мЯн были измерены на базах длиной 171000 км «РадиоАстроном»-GBT и «РадиоАстроном»-Agescibo, наиболее длинных среди всех обсуждаемых детектирований. Как было показано в работе [92], максимальная доступная для

λ (см)	Дата	B (10^9 длин волн)	B (тыс. км)	Р.А. ($^\circ$)	S/N	S_t (Ян)	S_c (мЯн)	θ (мксек дуги)	T_b (10^{12} К)	$T_{b,\min}$ (10^{12} К)
1.35	02 февраля 2013	7.6	103	-7	9.8	3.4	125 ± 22	26	14	5.3
6.2	30 декабря 2012	1.45	90	10	18.6	4.3	125 ± 17	142	13	4.5
6.2	02 февраля 2013	1.69	103	-8	11.6	4.3	123 ± 19	122	17	5.2
18	08 января 2013	0.87	157	-32	8.9	5.0	42 ± 7	275	34	4.0
18	25 января 2013	0.95	171	-38	12.0	5.0	52 ± 9	246	42	6.3

Таблица 3.1: Успешные детектирования интерференционного лепестка от квазара 3C 273 с помощью наземно-космического интерферометра, измеренные параметры источника и полученные яркостные температуры. Параметры источника и яркостные температуры, определённые по детектированиям 3C 273 на наземно-космических базах. B – длина проекции базы; Р.А. – позиционный угол направления базы; S/N – максимальное из отношений амплитуды интерференционного лепестка к шуму при усреднении по 9.5-минутным интервалам; S_t – оценка полной плотности потока; S_c – измеренная амплитуда сигнала на наземно-космической базе и её ошибка; θ – оценка размера излучающей области в предположении, что она может быть представлена двумерной круглой гауссианой, θ в этом случае – полная ширина на половине максимума; T_b – яркостная температура в системе отсчёта источника, посчитанная с использованием размера θ ; $T_{b,\min}$ – минимальная температуры, оценённая по формуле 3.4. Совместный результат диссертанта из работы [A3].

измерения на интерферометре яркостная температура разрешённого источника определяется длиной базы в километрах (а не в длинах волн). Яркостная температура в приближении круглого гауссового источника составляет 5×10^{13} К. Позиционный угол интерферометрической базы был около -35° , перпендикулярно направлению выброса ЗС 273, см. Рисунок 2.1. Поэтому если продетектированная деталь не круглая, а эллиптическая и вытянута вдоль струи, то сделанная оценка яркостной температуры окажется завышенной. Однако моделирование данных наземного картографирования на длине волны 6 см (см. Главу 2), а также моделирование данных наблюдения 18 августа 2011 года на длине волны 18 см [A3] позволяет утверждать, что отношение осей эллиптической гауссианы, описывающей начало релятивистской струи, не более 0.7, так что яркостная температура может быть завышена более, чем в ≈ 2 раза.

Помимо прямой оценки яркостной температуры из моделирования функции видности гауссианой мы также оценили минимальную яркостную температуру, как это описано в Разделе 3.1. Для проведения этих оценок в каждом наблюдении мы использовали детектирования с наибольшим отношением сигнала к шуму. Данные функции видности были когерентно усреднены на двухминутных интервалах, и далее оценки минимально яркостной температуры проводились на каждом скане отдельно. Для всех диапазонов длин волн минимальные значения лежат выше 4×10^{12} К, см. Таблицу 3.1.

3.3.2 Эволюция яркостной температуры на длине волны 7 мм

В работе [A1] мы проанализировали эволюцию яркостных температур всех модельных компонент, которые удалось отождествить между наблюдениями на длине волны 7 мм. Мы использовали данные программы мониторинга блазаров Бостонского университета, а также наши наблюдения, см. Раздел 1.3. При вычислении яркостной температуры мы во всех случаях сравнивали размеры компоненты с пределами на разрешение, оцениваемыми по формуле [92]:

$$\theta_{\text{lim}} = b_\psi \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi} \ln \left(\frac{SNR}{SNR - 1} \right)}, \quad (3.7)$$

где b_ψ – размер диаграммы направленности в проекции на направление ψ , вдоль которого оценивается предел по разрешению, а SNR – отношение сигнала к шуму. СКО шума вычислялось на карте интенсивности после вычитания модели интенсивности в области 3×3 диаграммы направленности вокруг центра компоненты. Это позволило учесть локальные шумы на карте вблизи компоненты, отражающие, в том числе, и качество модели.

Всего было проанализировано 60 наблюдений в период 2008–2014 гг. Все движущиеся компоненты струи показывали типичный рисунок эволюции яркостной температуры с расстоянием вдоль струи (временем): яркостная температура убывала с расстоянием, как и

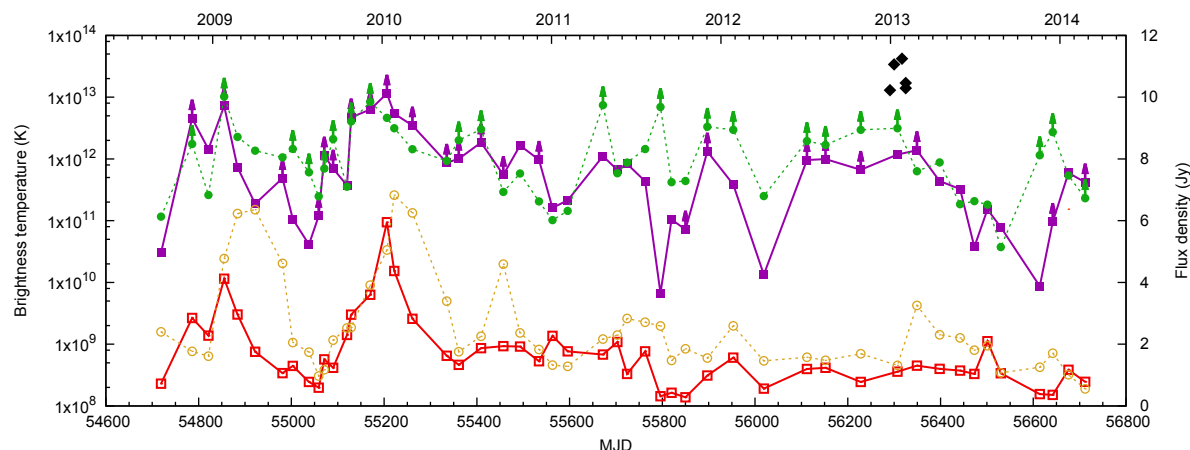


Рис. 3.1: Яркостная температура (в логарифмическом масштабе) для ядра на длине волны 7 мм (заполненные квадраты, фиолетовая линия), для стационарной компоненты ST1 (заполненные кружки, зелёная пунктирная линия), а также детектирования с «РадиоАстроном» на длинах волн 18, 6 и 1.35 см (чёрные ромбы). Стрелками обозначены нижние пределы на яркостную температуру. Для удобства сравнения на этом же графике приведены кривые плотности потока для тех же компонент, красная – для ядра на 7 мм, жёлтая – для стационарной компоненты. По оси абсцисс – время (MJD), по оси ординат: слева – яркостная температура (K), справа – плотность потока (Jy). Результат диссертанта из работы [A1].

ожидается в случае излучающего и адиабатически расширяющегося сгустка плазмы. Типичные максимальные яркостные температуры для движущихся компонент составляли порядка 10^{11} K в системе отсчёта наблюдателя.

Для стационарных компонент, наоборот, наблюдаемая яркостная температура сильно меняется со временем и имеет максимумы, близкие по времени к максимумам плотности потока соответствующих компонент. Также из результатов моделирования следует, что размер РСДБ ядра на 7 мм во время самой мощной вспышки почти во всех наблюдениях был неразрешён, а значит, в таких случаях наши оценки дают *нижний* предел на яркостную температуру. Качество данных и покрытие uv -плоскости во всех наблюдениях было сравнимо хорошим, поэтому ядро не разрешалось из-за реального уменьшения его размера. Зависимость яркостной температуры и плотности потока на длине волны 7 мм от времени для РСДБ ядра и первой стационарной компоненты приведены на Рисунке 3.1.

Мы обнаружили, что наблюдаемая яркостная температура двух наиболее ярких и компактных деталей на длине волны 7 мм в промежутке 2008–2014 менялась от 10^{10} до 10^{13} K. Максимальное значение 10^{13} K было достигнуто одновременно с пиком плотности потока РСДБ ядра. Это значение согласуется с яркостными температурами, продетектированными с

«РадиоАстроном» на других длинах волн с той разницей, что во время наземно-космических наблюдений в ЗС 273 не происходило никаких резких изменений плотности потока.

Для параметров РСДБ ядра на длине волны 7 мм во время пика вспышки (2010 января 10) мы вычислили яркостную температуру T_{eq} в предположении равномерного распределения между энергиями магнитного поля и частиц [89]. С учётом релятивистского усиления $\delta \lesssim 13$ верхняя оценка $T_{\text{eq}} \lesssim 9 \times 10^{11}$ К, а при использованном в работе [A1] $\delta = 6$ в системе отсчёта наблюдателя $T_{\text{eq}} \approx 4 \times 10^{11}$ К. Согласно [89], превышение наблюдаемой яркостной температуры T_{b} над температурой равномерного распределения T_{eq} требует превышения энергии частиц над энергией магнитного поля.

3.4 Яркостная температура с учётом рассеяния

ЗС 273 располагается на высокой галактической долготе $+64.36^\circ$, вдали от плоскости Галактики. Кроме того, считается, что наиболее сильное рассеяние происходит на наиболее близком рассеивающем веществе [159]. Поэтому можно утверждать, что наличие субструктуры рассеяния в наибольшей степени может быть обусловлено именно веществом Галактики [160]. Для ЗС 273 модель распределения свободных электронов NE2001 [161] предсказывает угловое уширение порядка $\theta_{\text{scat}} \approx 0.75$ мсек дуги для частоты 1 ГГц ($\lambda \approx 30$ см). Мы масштабировали эту величину для длин волн 18, 6 и 1.35 см по закону $\theta_{\text{scat}} \propto \lambda^2$. На Рисунке 3.2 приведены симулированные изображения структуры кружка рассеяния для разных длин волн и разных значений истинной яркостной температуры источника.

На длине волны 18 см детектирования лепестков с «РадиоАстроном» предполагают наличие в источнике яркостных температур $T_{\text{b}} \gtrsim 10^{14}$ К для гауссовой структуры источника без учёта субструктуры рассеяния, но с учётом углового уширения за счёт рассеяния. Однако, в случае наличия рассеяния в направлении на ЗС 273, ожидаемые амплитуды рефракционного шума на таких базах должны быть примерно в 5 раз выше, чем продетектированный сигнал, см. Рисунок 3.3. Таким образом, в рамках реалистичного предположения о наличии рассеяния на длине волны 18 см, на наземно-космических базах впервые была обнаружена субструктура кружка рассеяния от внегалактического источника. Полученные данные могут быть объяснены рефракционным шумом, если размер источника был ≈ 570 мсек дуги, чему соответствует яркостная температура $T_{\text{b}} \sim 6.8 \times 10^{12}$ К. Этот результат слабо зависит от принятой полной плотности потока $V_0 = 5.0$ Ян, см. Рисунок 3.4.

На длине волны 6 см оценки, сделанные с учётом и без учёта субструктуры, дают почти одинаковые значения $T_{\text{b}} \approx 1.4 \times 10^{13}$ К. Чтобы в данном случае разделить вклад источника от вклада рассеяния, нужно провести наблюдения того же объекта на таких же проекциях базы через $D\theta_{\text{img}}/v_{\perp} \sim 1$ неделю. Это время должно быть достаточно большим для изменения

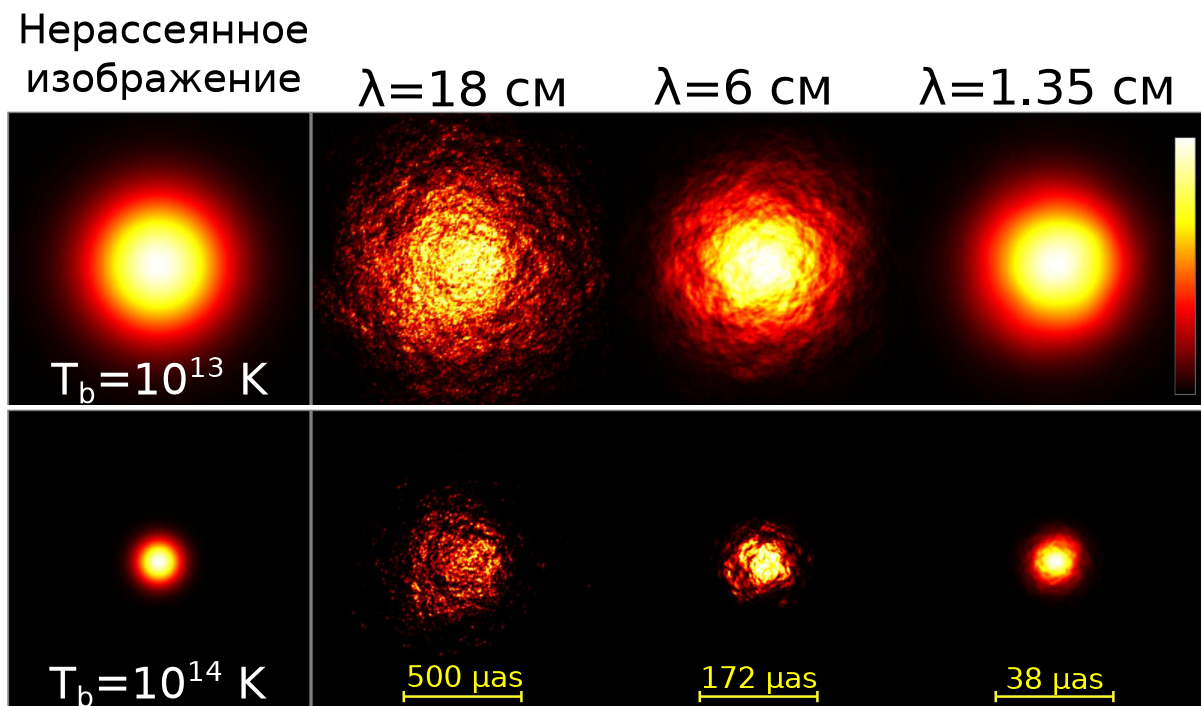


Рис. 3.2: Симулированные изображения, показывающие эффект рефракционной субструктуры рассеяния на длинах волн 18, 6 и 1.35 см. Для каждой длины волны приведено два случая: для истинной яркостной температуры источника в системе отсчёта наблюдателя 10^{13} К (верхняя серия изображений) и 10^{14} К (нижняя серия изображений). Для всех случаев истинное распределения яркости описывается двумерной круглой гауссианой с полной плотностью потока 5 Ян. Яркость приведена в линейной шкале и масштабирована таким образом, чтобы пик яркости на всех изображениях в каждой серии был бы одинаковым. Шкала угловых размеров линейно масштабирована в соответствии с длиной волны так, что для каждой панели нерассеянное изображение источника имело бы одинаковый размер на всех изображениях. Масштаб приведён под каждым изображением. Параметры рассеяния соответствуют модели NE2001 для направления на 3С 273. Для длин волн 6 и 18 см субструктура рассеяния отчётливо видна. Результат соавтора из работы [A2].

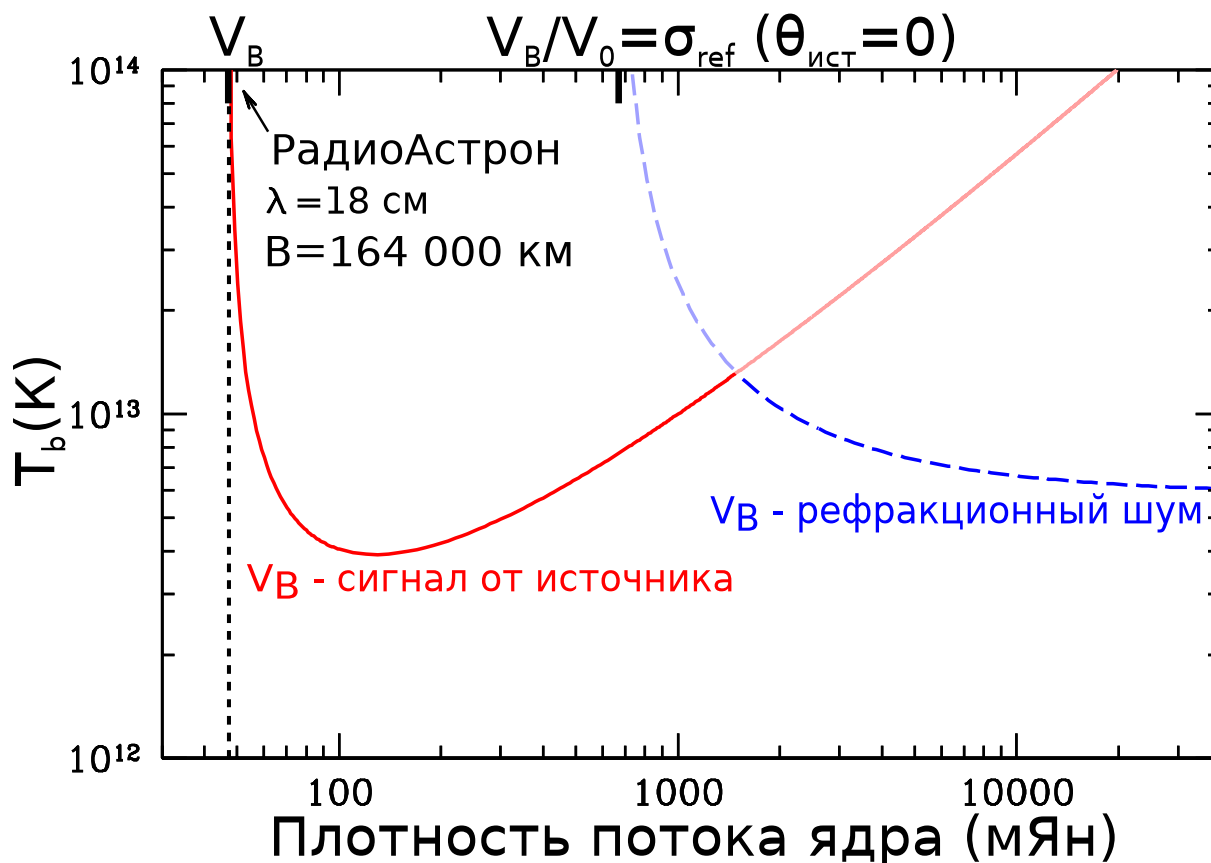


Рис. 3.3: Получаемая яркостная температура в зависимости от полной плотности потока РСДБ ядра V_0 . В качестве коррелированной плотности потока $V_B = 47$ мЯн взято среднее значение на длине волны 18 см для базы $B = 164000$ км. Красная сплошная линия показывает поведение измеряемой яркостной температуры для источника в форме гауссианы, см. Формулу 3.4, а также [150]. Синяя пунктирная линия показывает измеряемую яркостную температуру в случае, если детектирования с «РадиоАстроном» обусловлены субструктурой рассеяния, см. Формулу 3.6. Нижняя огибающая определяет, что доминирует в амплитуде функции видности на длинных базах – излучение от источника или субструктура рассеяния. T_b от источника имеет особенность для неразрешённого источника $V_0 = V_B$, а T_b от субструктуры – когда $V_B/V_0 = \sigma_{\text{ref}}$. Для любой полной плотности потока ядра $\gtrsim 1$ Ян детектирования на длинных базах обусловлены вкладом от субструктуры рассеяния. Для ЗС 273 на длине волны 18 см $V_0 = 5.0$ Ян и $T_b \approx 7 \times 10^{12}$ К. Совместный результат диссертанта из работы [A2].

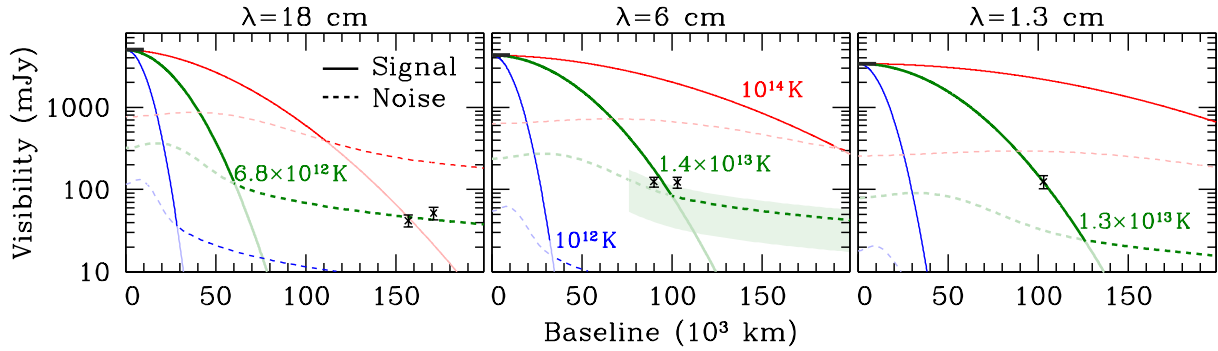


Рис. 3.4: Амплитуда функции видности (мЯн) в зависимости от длины проекции базы (10^3 км) для круглой гауссовой модели источника. Сплошные линии соответствуют сигналу от источника, а пунктирные – рефракционному шуму. Полная плотность потока, длины проекции базы и амплитуды функции видности на длинных базах приведены в Таблице 3.1. На каждом рисунке верхняя из линий одного цвета определяет, чем обусловлено детектирование на данной длине базы, самим источником или субструктурой рассеяния. Ошибки измерений амплитуды на наземно-космических базах приведены на уровне $\pm 1\sigma$ и включают ошибки калибровки. Разными цветами обозначены модели источника с разной истинной яркостной температурой: синие – с $T_b = 10^{12}$ К, красные – с $T_b = 10^{14}$ К, зелёные – с яркостной температурой, соответствующей наилучшей аппроксимации данных. На длине волны 18 см детектирования с «РадиоАстроном» обусловлены субструктурой рассеяния, на 6 см – вклад сигнала от источника и субструктуры сопоставим, а на 1.35 см доминирует сигнал от источника. На среднем рисунке также показан диапазон $\pm 1\sigma$ вокруг средней амплитуды рефракционного шума. Видно, что этот диапазон сильно асимметричен. Для одиночного наблюдения недетектирование гораздо более вероятно, чем детектирование сигнала с амплитудой выше среднего значения рефракционного шума. Совместный результат диссертанта из работы [A2].

конфигурации рассеивающего экрана, но достаточно малым, чтобы можно было пренебречь внутренней переменностью самого источника. При этом отсутствие изменений коррелированной плотности потока будет говорить в пользу того, что детектирование обусловлено не субструктурой, а самим источником.

На длине волны 1.35 см ожидаемая амплитуда рефракционного шума для гауссового источника с измеренными размерами $\theta_{\text{sour}} = 26$ мксек дуги примерно в 4 раза меньше наблюдаемых значений. Таким образом в амплитуде сигнала на 1.35 см гарантированно доминирует излучение самого источника с яркостной температурой $T_b \sim 1.3 \times 10^{13}$ К. При этом можно установить и верхний предел на возможные яркостные температуры на длине волны 1.35 см. Рефракционный шум превысит сигнал от источника при яркостной температуре выше $T_b \sim 7 \times 10^{13}$ К.

Несмотря на то, что мы предполагали некоторые параметры рассеяния при расчёте яркостных температур, конечные результаты не очень сильно зависят от сделанных предположений. Так, для фиксированного θ_{scat} при изменении α от 1.66 до 1.9 яркостная температура меняется всего на 10%. Если расстояние до рассеивающего экрана не 1 кпк, как предполагалось, а 10 кпк, то рефракционный шум уменьшится в $10^{1/6} \approx 1.47$ раз, что приведёт к увеличению яркостной температуры в 1.47 раз. Наши оценки T_b также зависят от θ_{scat} , которое оценивалось согласно модели NE2001. Эта модель, изначально основанная на наблюдениях пульсаров, показала согласованность с измерениями, проведёнными по АЯГ, с точностью до фактора 2 [162]. Исследование частотно-зависимых размеров АЯГ [163] показало для 3С 273 зависимость $\theta_{\text{img}} \propto \lambda^{1.05 \pm 0.11}$, что подтверждает наше предположение $\theta_{\text{sour}} \gg \theta_{\text{scat}}$.

Случайный характер рефракционного шума вносит свой вклад в неопределённость оценки T_b . Для набора измерений, обусловленных субструктурой рассеяния, на длинных базах оценка $\sigma_{\text{ref}} \propto T_b$. В силу того, что значительная часть распределение Рэля лежит ниже уровня СКО, апостериорное распределение σ_{ref} может слабо ограничивать реальное распределение. Так, для одиночного измерения внутри диапазона $\pm 1\sigma$ значения σ_{ref} меняются примерно в 7 раз, а для двух измерений – в 2.5 раза. В обоих случаях диапазон сильно несимметричен и бóльшие значения σ_{ref} являются более предпочтительными. Поэтому измеренная по σ_{ref} яркостная температура скорее может быть в несколько раз выше наших оценок, но сильно ниже быть не может. С другой стороны, помимо приведённых выше детектирований лепестков с «РадиоАстроном», были и недетектирования на сравнимых длинах проекции базы. Таким образом, наши измерения могут быть чувствительны только к самым большим значениям вблизи максимума распределения амплитуд рефракционного шума. Тогда СКО рефракционного шума может быть примерно в 2 раза ниже, чем измерено, что в свою очередь понизит оценки яркостной температуры на длине волны 18 см в те же 2 раза.

3.5 Возможная интерпретация экстремальных яркостных температур в ЗС 273

Сложно объяснить детектирование столь высоких яркостных температур в ЗС 273. Согласно анализу кинематики на длине волны 2 см, максимальная видимая скорость движения компонент в струе ЗС 273 была $\beta_{\text{app}} \approx 15c$ [140]. В статье [A1] мы оценили скорость по движению компонент на длине волны 7 мм $\beta_{\text{app}} \approx 8c$, а по вспышкам в стационарных компонентах вблизи начала струи $\beta_{\text{app}} \approx 12c$, см. Раздел 2.5. Такие же оценки получаются и в работах [24] и [125]. Таким образом, за счёт релятивистских эффектов наблюдаемая яркостная температура может быть увеличена по сравнению с внутренней в $\delta \approx 6$ раз [A1], но не более чем в $\delta \lesssim 13$ раз. Имея в виду предел на комптоновскую катастрофу $10^{11.5}$ К [89], можно утверждать, что наблюдаемое доплеровское усиление в 10 – 60 раз меньше необходимого для объяснения измеренных яркостных температур на длине волны 18 см и в 3 – 20 раз меньше для 1.35 см. При этом характерное время катастрофических потерь энергии релятивистских электронов на обратное комптоновское рассеяние < 1 дня [89] для измеренных яркостных температур T_b 10^{13} К, что на 3 порядка меньше наблюдаемой в ЗС 273 продолжительности существования экстремальных яркостных температур. Это приводит к выводу, что излучение ЗС 273 не очень хорошо описывается некогерентным синхротронным излучением релятивистских электронов [164]. Кроме того, существенное и долговременное превышение яркостной температуры ЗС 273 над значением, характерным для равномерного распределения, говорит о том, что равномерное распределение однозначно нарушается. Плотность энергии релятивистских частиц должна доминировать над плотностью энергии магнитного поля.

Возможным объяснением наличия экстремальных яркостных температур могло бы быть отличие скорости плазмы, оценённой с помощью видимой кинематики компонент, от реальной скорости движения вещества в струе. Однако, наши измерения видимой скорости по последовательным вспышкам в стационарных компонентах на длине волны 7 мм (см. Раздел 2.5) показали, что кажущаяся скорость движения вещества струи составляет порядка $12c$, не превышая максимальную измеренную кинематику ЗС 273 по компонентам [24, 125]. Более ранние работы также указывают на то, что зависимость наблюдаемой яркостной температуры от видимой скорости движения компонент соответствует ожидаемой при одинаковой скорости движения вещества и компонент-уярчений в струе [92, 165]. Кроме того, на длине волны 7 мм в наземных наблюдениях наблюдаемая яркостная температура видимого ядра меняется от $\sim 10^{10}$ К до $\sim 10^{13}$ К. Маловероятно, что изменения релятивистского усиления настолько велики, чтобы объяснить столь широкий диапазон изменения яркостных температур РСДБ ядра.

Другой причиной может быть инжекция высокоэнергичных релятивистских электронов

в струю или их непрерывное ре-ускорение, которое компенсирует потери на обратное комптоновское рассеяние. Однако из-за синхротронной непрозрачности основания струи [36, 37], [A1], компактная деталь, протестированная с «РадиоАстроном», должна находиться на расстоянии $\gtrsim 5$ пк от истинного начала релятивистской струи на длине волны 1.35 см, ~ 20 пк на 6 см и ~ 60 пк на 18 см. Более того, в работе [89] было показано, что в таком сценарии должен наблюдаться высокий уровень гамма-излучения, что не соответствует действительности (см., например, [75]). Численные оценки сильно зависят от модельных предположений. В работе [166] были определены наблюдаемые эффекты комптоновской катастрофы и указано, что в ЗС 273 этот сценарий не работает. Кроме того, кривые блеска компактных компонент струи на длине волны 7 мм не показывают каких-либо существенных всплесков во время наблюдений «РадиоАстроном» на наземно-космических базах [A1], что говорит не в пользу инжекции или ре-ускорения частиц.

Синхротронное излучение релятивистских протонов также может повысить яркостную температуру в $(m_p/m_e)^{9/7} \approx 1.5 \times 10^4$ раз [167]. Тем не менее, для ускорения протонов требуются магнитные поля в $(m_p/m_e)^2 \approx 4 \times 10^6$ раз больше, чем для электронов. Кроме того, если частота наблюдения выше гирочастоты электронов, яркостная температура все равно будет уменьшаться до значений порядка 10^{11} К за счёт синхротронного поглощения излучения электронами [168]. Магнитные поля, необходимые для увеличения гирочастоты выше частоты наблюдений должны быть порядка 10^3 Гс. Наблюдательных подтверждений наличия таких сильных полей в струе ЗС 273 нет.

В моделях с моноэнергетическим спектром электронов [169] яркостные температуры в случае ЗС 273 могут достигать 10^{14} К, однако, из-за потерь на синхротронное излучение, спектр всё равно будет уширяться. Коллективные процессы, такие как стимулированное синхротронное [170] или циклотронное [171] излучение также могут приводить к появлению областей с яркостной температурой существенно выше 10^{12} К.

3.6 Параметры начала струи

Положение РСДБ ядра (поверхности $\tau \approx 1$, [36]) зависит от геометрии струи, величины релятивистского усиления, напряжённости магнитного поля B , а также от плотности частиц N . Используя анализ видимого сдвига начала релятивистской струи с частотой, см. Раздел 2.3, можно оценить значения параметров N, B струи [37]. Однако, измеряемых величин недостаточно, чтобы полностью определить все параметры, поэтому необходимо также предполагать некоторую связь между величиной магнитного поля и плотностью частиц. В большинстве случаев [например, 37, 172, 173] предполагается равномерное распределение между плотностями энергий магнитного поля и частиц (что, однако, может быть неверно, если

внутренняя температура начала струи превышает $10^{10.5}$ К),

$$N_1 = \frac{B_1^2}{8\pi \ln(\gamma_{\max}/\gamma_{\min})m_e c^2} \quad (3.8)$$

где m_e – масса покоя электрона, а γ_{\min} и γ_{\max} определяют диапазон энергий электронов. Здесь и далее мы полагаем $\gamma_{\max}/\gamma_{\min} = 1000$.

В работе [174] был предложен метод определения параметров выброса без предположения равномерного распределения, однако, как утверждают сами авторы, типичной точности измерения сдвига ядра недостаточно для того, чтобы ограничить получаемые параметры. В то же время экстремальные яркостные температуры $> 10^{13}$ К ядра 3С 273 (что соответствует внутренней яркостной температуре $T_{b,int} > 7 \times 10^{11}$ К для максимальной оценки релятивистского усиления $\delta = 13$), см. Раздел 3.3, требуют нарушения равномерного распределения в сторону преобладания плотности энергии частиц. Поэтому для оценки величины магнитного поля и плотности частиц в работе [A1] мы сначала определили их, используя выражения в предположении равномерного распределения, а затем пересчитали, используя более разумные предположения.

Для наших четырёх многочастотных наблюдений мы сначала вычислили магнитное поле на расстоянии 1 пк от истинного начала струи согласно выражению, приведённому в работе [173]:

$$B_1 = 0.014 \left(\frac{\Omega_{r\nu}^{3k_r} (1+z)^3 \ln(\gamma_{\max}/\gamma_{\min})}{\phi \delta^2 \sin^{3k_r-1} \theta} \right)^{0.25} \quad (3.9)$$

где $\delta = 6$ – фактор релятивистского усиления, $\theta = 6^\circ$ – угол наклона выброса к лучу зрения, $\phi = 1.1^\circ$ – истинный угол раскрытия струи, а k_r и $\Omega_{r\nu}$ описаны в Разделе 3.1. Для того чтобы найти магнитное поле на произвольном расстоянии, необходимо предположить закон его изменения вдоль струи. В предположении равномерного распределения магнитное поле в струе уменьшается по закону $B(r) = B_1 r^{-1}$, а плотность частиц $N(r) = N_1 r^{-2}$ [36]. Плотность частиц на расстоянии 1 пк от начала струи вычисляется по формуле 3.8. Полученные значения сравнимы с оценками по другим источникам [37]. Параметры струи в предположении равномерного распределения приведены в Таблице 2.2 в Разделе 2.3. Однако, как говорилось выше, судя по величине яркостной температуры $T_{b,int} > 7 \times 10^{11}$ К, реальная плотность частиц должна быть выше.

Согласно [36] и [37] величина магнитного поля в видимом начале струи зависит от $\Omega_{r\nu}$ и N_1 . Судя по измеренным значениям яркостной температуры, во время наблюдения 28 августа 2009 года условия в струе могли быть близки к равномерному распределению. Поэтому мы считаем, что параметры, определённые по формулам 3.9 и 3.8, близки к реальным значениям. Используя измеренные значения k_r и $\Omega_{r\nu}$, а также полагая спектральный индекс оптически тонкого излучения $\alpha = -0.5$ (а значит $k_b = (3 - 2\alpha)/(5 - 2\alpha) = 2/3$) и $m = 1$, магнитное поле в ядре во время остальных наблюдений можно оценить по формуле:

Дата	10 N	100 N	1000 N
25 октября 2009	0.05	0.016	0.005
05 декабря 2009	0.08	0.025	0.008
26 января 2010	0.14	0.045	0.014

Таблица 3.2: Магнитное поле в видимом начале струи на длине волны 7 мм $B_{\text{core}}^{7 \text{ mm}}$ (Гс) для различных значений превышения плотности частиц по сравнению с $N = 1500 \text{ см}^{-3}$, оцененным в предположении равномерного распределения для наблюдения 28 августа 2009 года (см. Таблицу 2.2). Результат диссертанта из работы [A1].

$$B_{\text{core}}^{7 \text{ mm}} = B_{\text{core}}^{7 \text{ mm}} \frac{\nu^{1/k'_r}}{\nu^{1/k_r}} \frac{(\Omega'_{r\nu}/\sin\theta)^{\frac{k'_r}{k_b}-m}}{(\Omega_{r\nu}/\sin\theta)^{\frac{k_r}{k_b}-m}} \left(\frac{N'_1}{N_1} \right)^{\frac{-1}{k_b(3/2-\alpha)}}, \quad (3.10)$$

где интересующие нас значения отмечены штрихом, а без штриха значения в наблюдении 28 августа 2009 года. Эта формула учитывает как изменение положения начала струи на длине волны 7 мм, так и изменение плотности частиц и не предполагает равномерного распределения. В Таблице 3.2 суммированы результаты расчёта магнитного поля в РСДБ ядре на длине волны 7 мм для различных значений плотности частиц. Как видно, даже при увеличении плотности частиц в 10 раз по сравнению с величиной, оцененной из равномерного распределения, магнитное поле в ядре составляет величину порядка 0.1 Гс.

3.7 Выводы

Основные выводы главы заключаются в следующем:

1. По результатам обработки наблюдений наземно-космического интерферометра «Радио-Астрон» на длинах волн 1.35, 6 и 18 см в ЗС 273 были обнаружены яркостные температуры в системе отсчёта источника выше 10^{13} К, которые поддерживались на этом уровне дольше 1 месяца. С учётом релятивистского усиления ($\delta \lesssim 13$) яркостные температуры в 3–10 раз превышают предел на комптоновскую катастрофу, и в 20–60 раз выше значения, характерного для равномерного распределения плотностей энергии частиц и магнитного поля. Яркостные температуры $\gtrsim 5 \times 10^{12}$ К наблюдались в видимом ядре ЗС 273 с помощью наземной РСДБ системы VLBA на длине волны 7 мм одновременно с мощной вспышкой и сохранялись в течение 3 месяцев. Характерное время катастрофических потерь энергии релятивистских электронов на обратное комптоновское рассеяние меньше нескольких суток для измеренных яркостных температур, что как

минимум на два порядка меньше наблюдаемой в ЗС 273 продолжительности существования экстремальных яркостных температур.

2. Предложены наиболее вероятные сценарии генерации экстремальных яркостных температур и показано, что все они имеют сложности в описании наблюдаемых значений:

- Величина релятивистского усиления ЗС 273 ($\delta < 13$), оценённая как напрямую по кинематике компонент, так и косвенно, используя вспышки в стационарных компонентах, не достаточна, чтобы согласовать наблюдаемые значения яркостных температур с пределом комптоновской катастрофы. Кроме того, наблюдаемые вариации яркостной температуры от 10^{10} К до 10^{13} К в видимом ядре на длине волны 7 мм требуют нереалистичного диапазона изменения релятивистского усиления.
- Согласно результатам мониторинга плотности потока деталей в струе ЗС 273 на длине волны 7 мм, детектирования экстремальных яркостных температур с помощью интерферометра «РадиоАстрон» не сопровождалась никакой существенной активностью в этом диапазоне. Сценарий постоянной инжекции или ре-ускорения частиц также не согласуется с низким уровнем гамма-излучения во время наблюдений на наземно-космических базах. Кроме того, сложно реализовать ре-ускорение частиц на расстояниях в несколько десятков парсек от истоков джета.
- Для синхротронного излучения релятивистских протонов требуются высокие значения напряжённости магнитного поля $B \sim 10^3$ Гс, что не подтверждается наблюдениями. Также нет наблюдательных свидетельств в пользу наличия когерентного излучения в струе ЗС 273.

Вопрос генерации и поддержания наблюдаемых яркостных температур на уровне 10^{13} К остаётся открытым и требует пересмотра современной модели синхротронного излучения релятивистских струй.

3. В рамках обоснованного предположения о наличии рассеяния на межзвёздной среде в направлении ЗС 273 была обнаружена субструктура рефракционного рассеяния. Это стало первым обнаружением субструктуры рефракционного рассеяния внегалактического источника. Рефракционный шум на наземно-космических базах оценён на уровне в 5 раз выше, чем ожидаемый сигнал от данного источника без учёта рассеяния на длине волны 18 см. На длине волны 6 см рефракционный шум сравним со вкладом от источника, а на длине волны 1.35 см доминирует нерассеянное излучение ЗС 273. Учёт субструктуры рассеяния понижает оценку наблюдаемой яркостной температуры на длине волны 18 см до 7×10^{12} К. Для анализа яркостных температур по ограни-

ченному набору измерений функции видности для активных галактик на длине волны 18 см учёт возможного рассеяния представляется обязательным.

4. Превышение измеренных яркостных температур над значением, характерным для условия равномерного распределения плотности энергии в модели излучения релятивистских электронов, подразумевает существенное доминирование плотности энергии электронов над плотностью энергии магнитного поля. Получено выражение для нахождения значения магнитного поля в видимом начале струи с учётом его смещения, а также изменения плотности частиц относительно наблюдений, в которых предположение о равномерном распределении справедливо. С использованием этого выражения получены оценки магнитного поля в видимом ядре на длине волны 7 мм при разных значениях плотности частиц. Показано, что даже для умеренного увеличения плотности частиц значения магнитного поля в видимом начале струи должны быть $\lesssim 0.1$ Гс.

Глава 4

Спектральные свойства струи ЗС 273

Исследование спектрального индекса открывает ещё одну возможность для изучения эволюции параметров струи во время развития вспышки в её видимом начале. Ожидается, что во время вспышки в струю должны поступать новые высокоэнергичные частицы, что может приводить к увеличению крутизны спектра на высоких частотах. Адиабатическое расширение и потери энергии на излучение приводят к спаданию спектрального индекса вдоль струи на больших расстояниях. Однако, самое быстрое изменение спектральных свойств ожидается в частично-прозрачной области перехода от оптически-толстого излучения видимого начала струи к оптически-тонкому в её протяжённой части. Тем не менее, эта область до сих пор оставалась малоизученной. В данной главе мы исследуем поведение спектрального индекса в струе ЗС 273 на разных интервалах частот. Результаты главы опубликованы в статье [A1].

4.1 Распределение спектрального индекса по струе

Спектр излучения ($S \propto \nu^\alpha$) плазмы релятивистской струи определяется многими факторами, в том числе распределением излучающих частиц по энергиям, синхротронным самопоглощением, а также геометрией выброса. Спектр видимого начала струи обычно плоский или инвертированный (интенсивность не зависит или растёт с частотой), что является следствием наличия самопоглощения в этой области [36]. Это неудивительно, ведь именно вблизи видимого начала струи должны наблюдаться наибольшие значения плотности частиц и величины магнитного поля. По мере уменьшения плотности частиц и магнитного поля с расстоянием вдоль струи синхротронное самопоглощение ослабевает, вещество становится прозрачным и имеет типичный степенной спектр. Как было показано в работах [175, 176],

из-за радиационных и адиабатических потерь крутизна спектра может увеличиваться с расстоянием вдоль струи.

Мы провели всесторонний анализ распределения двухчастотного спектрального индекса α в струе ЗС 273 между парами частот 43–24 ГГц, 24–15 ГГц, 15–8 ГГц и 8–5 ГГц. Спектральный индекс в каждой точке карты рассчитывался, как $\alpha = \ln(S_1/S_2)/\ln(\nu_1/\nu_2)$, где S –значения интенсивности на исходных картах, а ν –частоты. Для построения карты распределения спектрального индекса мы использовали карты полной интенсивности на двух частотах с учётом сдвига между картами, вычисленного с использованием двумерной кросс-корреляции по оптически тонким областям струи (так же, как и при анализе сдвига ядра, см. Раздел 2.3). Как было показано в работах [134, 176], неучёт смещения между картами может приводить к появлению ошибочных структур на карте спектрального индекса: градиентов, областей с повышенным или пониженным спектральным индексом. Во всех случаях распределение спектрального индекса в струе после применения сдвига между исходными картами интенсивности лучше согласовывалось с ожидаемым, чем до применения. Кроме того, мы провели анализ влияния неодинакового заполнения uv -плоскости на величину спектрального индекса, измеренную вдоль струи. Полученные карты распределения спектрального индекса приведены на Рисунках 4.1–4.4. На всех картах область вблизи видимого начала струи показывает признаки наличия самопоглощения и имеет спектральный индекс $\alpha > 0$, а протяжённая структура прозрачна в радиодиапазоне и имеет спектральный индекс $\alpha < 0$.

4.2 Эволюция спектрального индекса ядра во время ВСПЫШКИ

В качестве первого шага анализа мы изучили изменение спектрального индекса ($S \propto \nu^\alpha$) видимого начала струи в наших многочастотных РСДБ наблюдениях. Нередко для оценки спектрального индекса начала струи используют плотности потока ядра на разных частотах. Это, однако, неверно в случае, когда положение ядра зависит от частоты, так как видимое начало струи на разных частотах находится в разных местах в струе.

Более правильный подход – совмещать карты интенсивности на разных частотах по оптически тонким областям и вычислять спектр в каждом пикселе на карте. При этом карты должны быть построены с одинаковыми параметрами, включая и размер диаграммы направленности, и покрытый диапазон пространственных частот, см. Разделы 2.3 и 4.3. В случае широкого диапазона частот, как в нашем случае от 5 до 43 ГГц, исключать приходится до 50% данных. Именно поэтому мы ограничились построением двухчастотных спектральных индексов 43–24 ГГц, 24–15 ГГц, 15–8 ГГц и 8–5 ГГц.

После корректного наложения карт интенсивности на двух частотах мы измеряли спек-

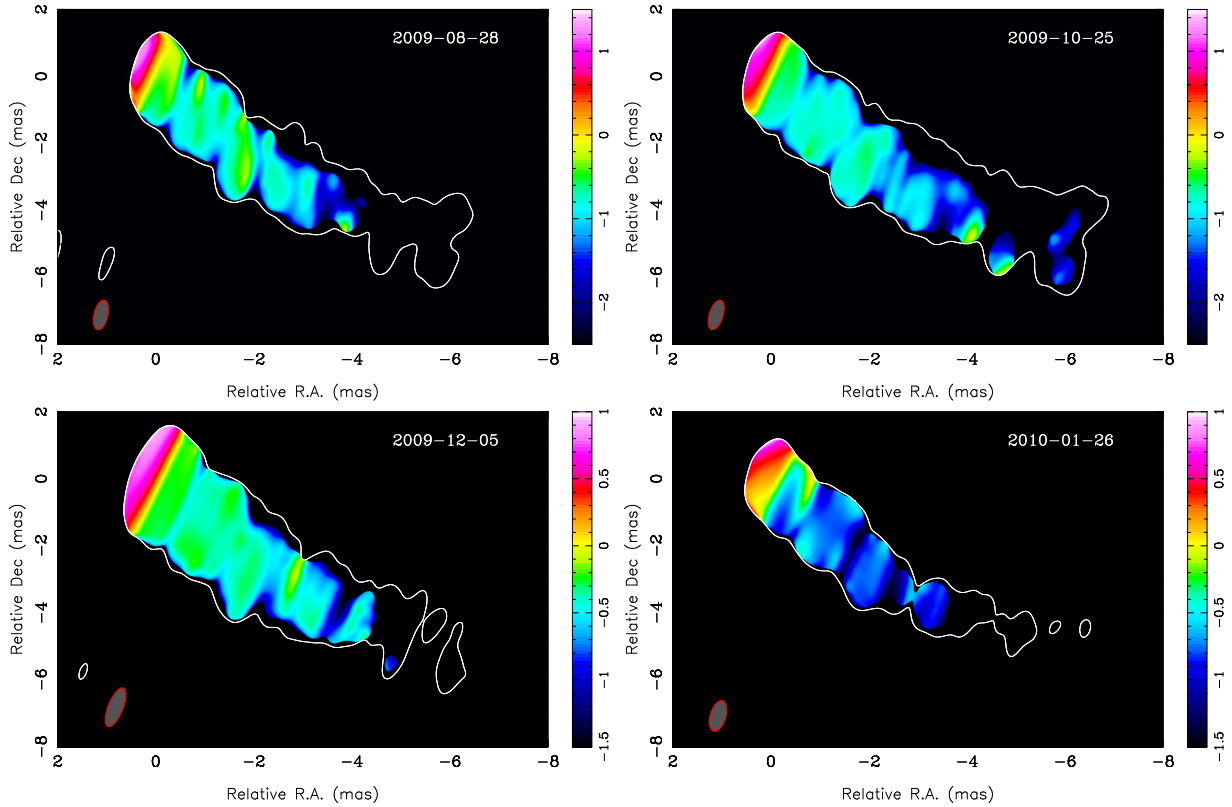


Рис. 4.1: Карты распределения двухчастотного спектрального индекса между частотами 43.2 и 23.8 ГГц для наших многочастотных наблюдений. Контуром равной интенсивности показана структура струи на частоте 23.8 ГГц на уровне 9, 8, 13, 22 мЯн/ДН для наблюдений 2009-08-28, 2009-10-25, 2009-12-05, 2010-01-26 соответственно, а цветом приведены значения спектрального индекса. Диапазон значений спектрального индекса выбран одинаковым для всех карт. Размер диаграммы направленности на половине максимума на частоте 23.8 ГГц показан в левом нижнем углу. Результат диссертанта из работы [A1].

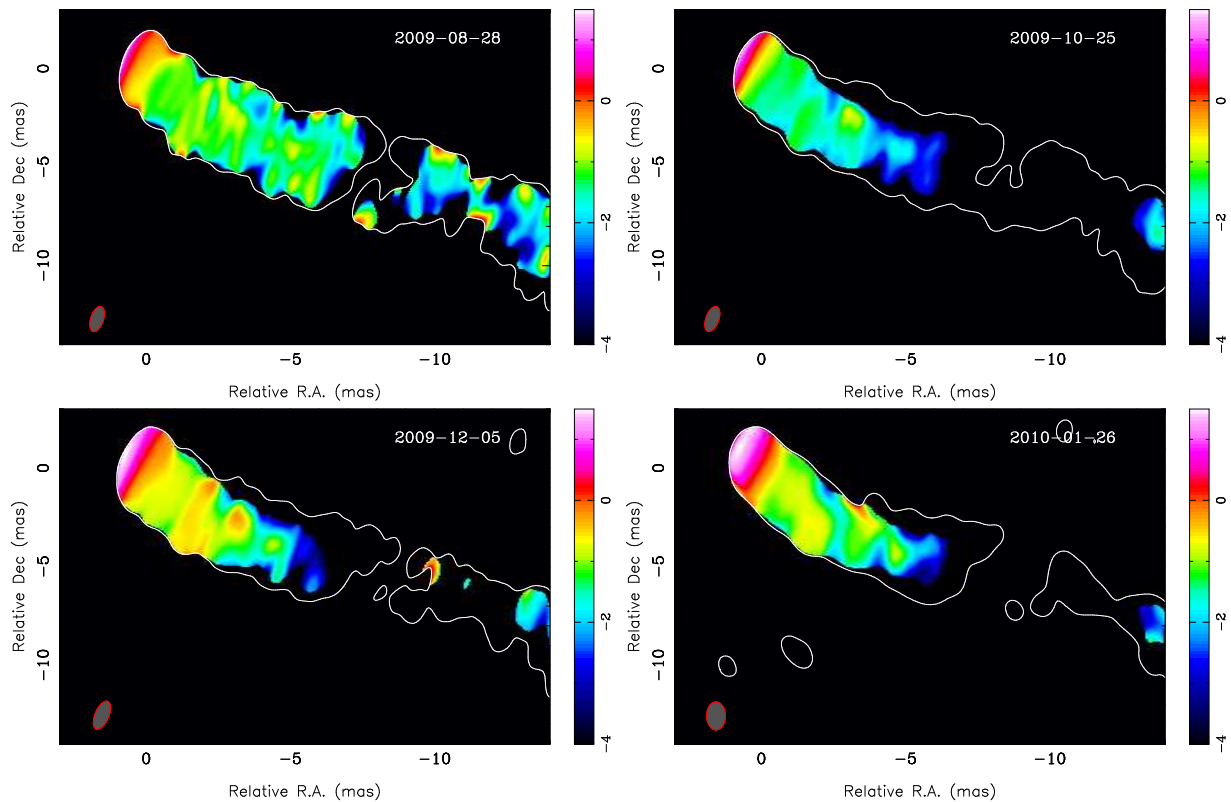


Рис. 4.2: Карты распределения двухчастотного спектрального индекса между частотами 23.8 и 15.4 ГГц для наших многочастотных наблюдений. Аналогично Рисунку 4.1. Контур показывает структуру струи на частоте 15.4 ГГц на уровне 12, 11, 22, 25 мЯн, а цветом приведены значения спектрального индекса. Диапазон значений спектрального индекса выбран одинаковым для всех карт. Размер диаграммы направленности на половине максимума на частоте 15.4 ГГц показан в левом нижнем углу. Результат диссертанта из работы [A1].

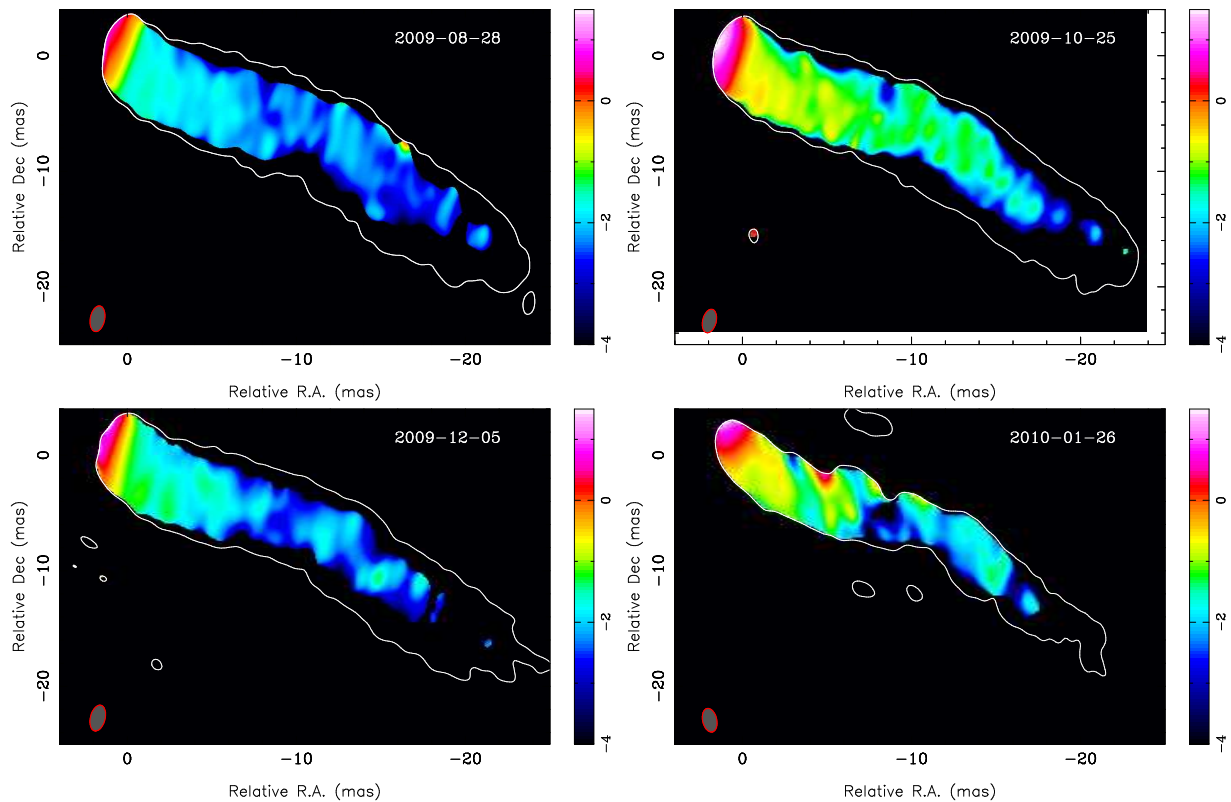


Рис. 4.3: Карты распределения двухчастотного спектрального индекса между частотами 15.4 и 8.4 ГГц для наших многочастотных наблюдений. Аналогично Рисунку 4.1. Контур показывает структуру струи на частоте 8.4 ГГц на уровне 5, 3, 8, 33 мЯн, а цветом приведены значения спектрального индекса. Диапазон значений спектрального индекса выбран одинаковым для всех карт. Размер диаграммы направленности на половине максимума на частоте 8.4 ГГц показан в левом нижнем углу. Результат диссертанта из работы [A1].

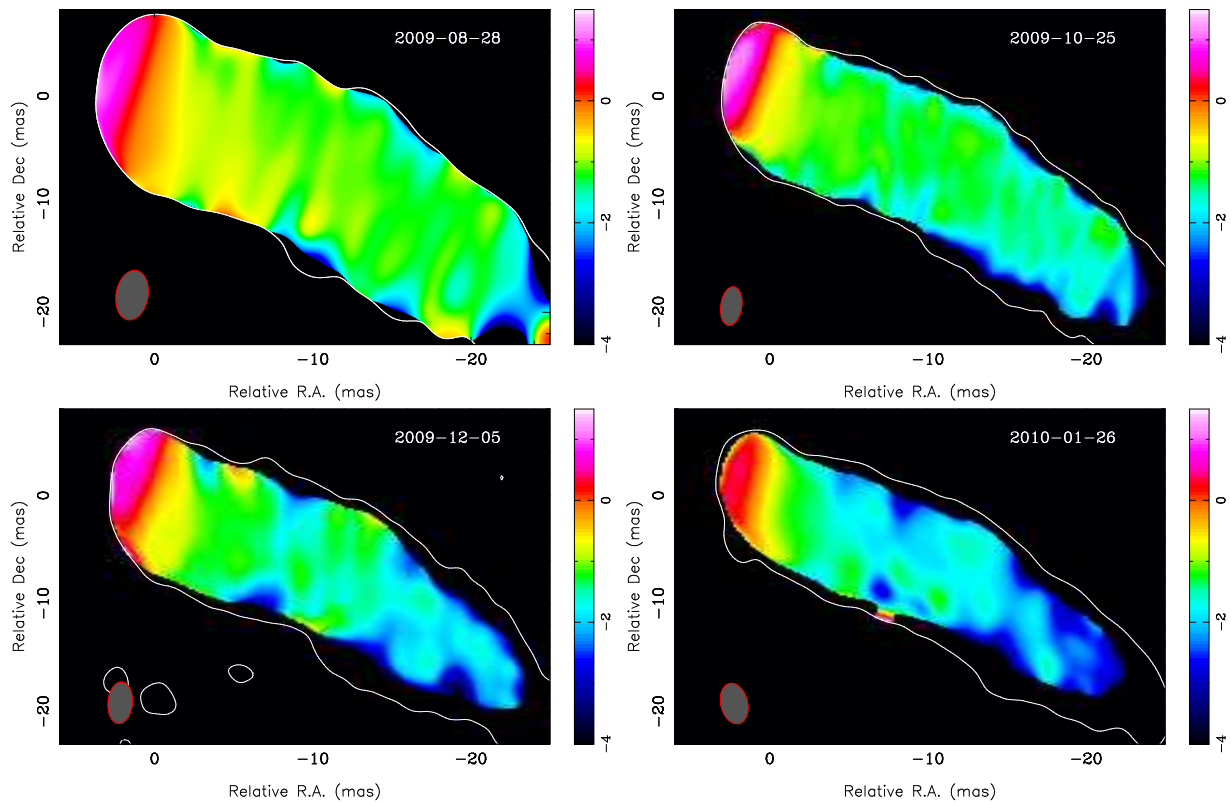


Рис. 4.4: Карты распределения двухчастотного спектрального индекса между частотами 8.1 и 5.0 ГГц для наших многочастотных наблюдений. Аналогично Рисунку 4.1. Контур показывает структуру струи на частоте 5.0 ГГц на уровне 7, 2, 5, 7 мЯн, а цветом приведены значения спектрального индекса. Диапазон значений спектрального индекса выбран одинаковым для всех карт. Размер диаграммы направленности на половине максимума на частоте 5.0 ГГц показан в левом нижнем углу. Результат диссертанта из работы [A1].

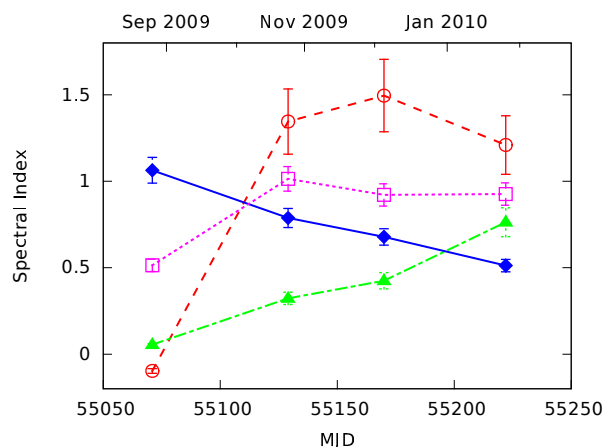


Рис. 4.5: Эволюция спектрального индекса α ($S \propto \nu^\alpha$) со временем в видимом начале струи на разных частотах. Кружки – спектральный индекс 43–24 ГГц, измеренный в ядре на 24 ГГц, треугольники – спектральный индекс 24–15 ГГц, измеренный в ядре на 15 ГГц, ромбы – спектральный индекс 15–8 ГГц, измеренный в ядре на 8 ГГц, квадраты – спектральный индекс 8–5 ГГц, измеренный в ядре на 5 ГГц. Результат диссертанта из работы [A1].

тральный индекс, как среднее значение в области 3 на 3 пикселя, вокруг положения видимого ядра на нижней из двух частот. Выбор ядра на более низкой частоте в качестве реперной точки обусловлен влиянием самопоглощения в струе на положение ядра. В случае модели Блэндфорда-Кёнигла ядро на более низкой частоте при наложении карт совмещается с частично прозрачными областями струи на более высокой частоте.

Изменение спектрального индекса видимого ядра на протяжении четырёх наблюдений для всех четырёх пар частот показано на Рисунке 4.5. Из графика видно, что наиболее существенный рост спектрального индекса от 0 до 1.5 наблюдается на паре 43–24 ГГц. В то же время на парах 15–8 ГГц и 8–5 ГГц таких существенных изменений не видно. Спектральный индекс на частотах 24–15 ГГц растёт, однако с некоторой задержкой относительно пары 43–24 ГГц. Подобная картина аналогична задержкам между кривыми блеска на разных частотах [напр., 71, 74, 173] и естественно объясняется в рамках модели Блэндфорда-Кёнигла, если вспышка в ядре обусловлена пролётом сгустка плазмы с большими значениями плотности частиц или магнитного поля. Чем ниже частота, тем ниже по струе расположено ядро, и тем позже до него дойдёт возмущение.

4.3 Влияние заполнения uv-плоскости на измеряемую величину спектрального индекса

Как было отмечено некоторыми авторами [напр., 177, 176], различия в заполнении uv-плоскости на разных частотах могут влиять на величину спектрального индекса в струе. Очевидно, например, что данные на более низкой частоте содержат измерения функции видности на меньших базах (меньших пространственных частотах), следовательно они более чувствительны к крупномасштабным протяжённым структурам. Это может приводить к фиктивному укрупнению спектра протяжённых деталей структуры струи. Лучшее разрешение на высокой частоте, в свою очередь, может приводить к появлению мелкомасштабных артефактов на карте в случае наличия градиентов спектрального индекса, разрешаемых на высокой частоте и не разрешаемых на низкой. При построении карты спектрального индекса мы избавлялись от этих эффектов благодаря использованию только общего диапазона пространственных частот при построении карт, т.е. мы не использовали в анализе самые короткие базы на низкой частоте и самые длинные на высокой.

Однако, даже это ещё не делает заполнение uv-плоскости одинаковым на разных частотах. Несмотря на то, что между наблюдениями на разных частотах проходило не более 15 минут, заполнение uv-плоскости на более высокой частоте из-за разницы частот представляет собой “растянутую” версию заполнения uv-плоскости более низкой частоты. Для интерферометра с фиксированными элементами исправить этот эффект невозможно, и мы провели специальный анализ для учёта эффектов неодинакового заполнения uv-плоскости при оценке изменения спектрального индекса вдоль струи с использованием искусственно сгенерированных данных.

Искусственные данные были получены следующим образом: измерения комплексной функции видности V_L на более низкой частоте заменялись Фурье образом модельного распределения интенсивности $\mathcal{F}(I_H)$ на более высокой частоте. К полученным данным добавлялся шум со свойствами, аналогичными шуму в реальных данных. Распределение яркости на небе, которое может быть получено из таких симулированных данных должно совпадать с заданным изначально распределением I_H , и все отличия обусловлены исключительно различным заполнением uv-плоскости для реальных данных на более высокой частоте и для искусственных данных. После этого строились карты распределения интенсивности реальных данных и искусственных, а также карта спектрального индекса $\alpha_{L-L'}$. Так как распределение интенсивности одно и то же для реальных и искусственных данных, то спектральный индекс всюду должен быть равен нулю. Значимое отличие такого спектрального индекса от нуля является указанием на влияние неодинакового заполнения uv-плоскости на разных частотах. Отклонение от нуля считалось значимым в случае, если оно превышало ошибку измерен-

ной величины спектрального индекса в данной точке. Аналогичная процедура проводилась для модельных данных на низкой частоте построенных на заполнении uv-плоскости более высокой частоты с построением карты спектрального индекса $\alpha_{H-H'}$.

Для дальнейшего анализа спектрального индекса вдоль струи мы не использовали те точки, в которых наблюдалось значимое отклонение спектрального индекса от нуля при использовании хотя бы одной из двух моделей распределения интенсивности – более низкой или более высокой частоты.

Ниже приведён алгоритм генерации данных с использованием стандартного программного обеспечения:

1. Обозначим более низкую частоту L , а более высокую – H .
2. Записываем CLEAN модель данных на высокой частоте CC_H в файл. Каждая строка файла соответствует одной точечной компоненте и содержит 3 числа: плотность потока (J_H), относительное прямое восхождение (угл. сек) и относительное склонение (угл. сек).
3. Далее в **AIPS**:

```
task 'uvmod'; default
inseq 0
ngauss 1000
stok 'FULL'
inna = '3c273_l'; incla = 'uvcal';
outna = '3c273_h'; outcla = 'uvsim';
inlist = 'high_freq_clean_model.inlist'
runwait('uvmod');
```

Полное описание UVMOD можно найти в руководстве пользователя AIPS.

4. Готовим карты с одинаковыми параметрами – размером, размером пикселя, диапазоном uv-расстояний, диаграммой направленности – для исходных H и симулированных H' данных. Используем полученные карты интенсивности для построения карты спектрального индекса $\alpha_{H-H'}$.
5. Шаги 1–4 повторяем для модели интенсивности источника на более низкой частоте CC_L , построенной на заполнении uv-плоскости более высокой частоты. Из всех точек, в которых спектральный индекс в пределах ошибок совпадает с нулём при использовании каждой из двух реальных моделей, создаём маску, которую потом используем

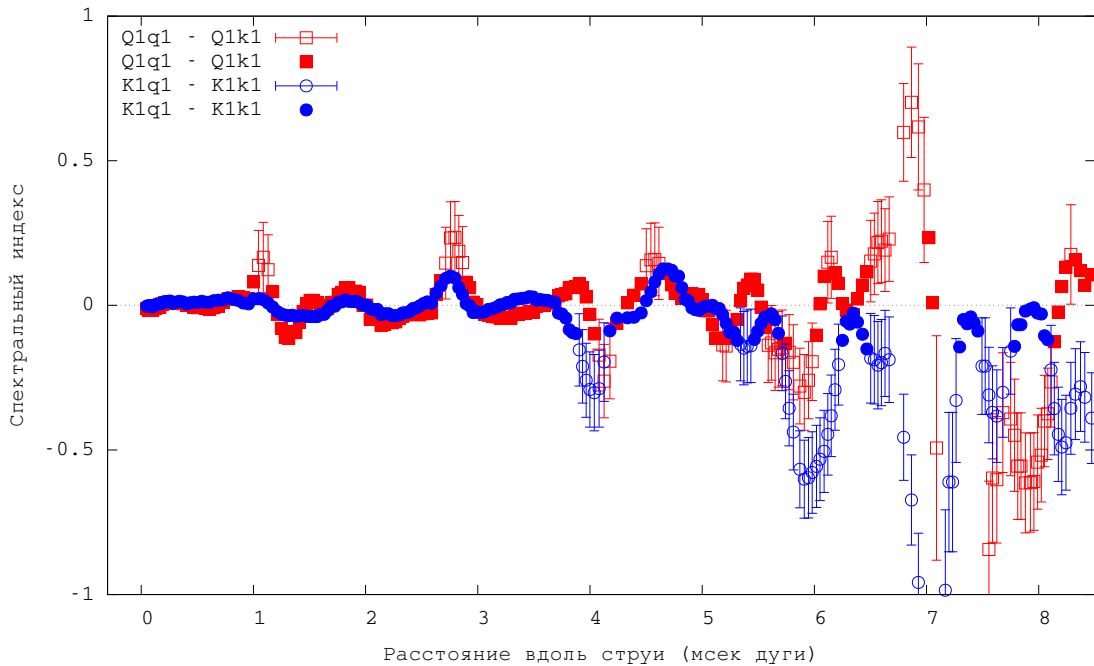


Рис. 4.6: Распределение спектрального индекса вдоль струи на картах, построенных с использованием реальных и искусственных данных. Красные символы соответствуют распределению интенсивности на 43 ГГц, а синие – на 24 ГГц. В обоих случаях спектральный индекс должен быть равен нулю, см. пояснения в тексте. Закрашенные символы отличаются от нуля менее, чем на величину ошибки (ошибки для таких точек не построены для ясности). Незакрашенными символами обозначены значения спектрального индекса, значительно отличающиеся от нуля. Из реального распределения спектрального индекса вдоль струи, Рисунки 4.8–4.11, такие точки были исключены. Рисунок не опубликован и приводится в целях иллюстрации применённого подхода оценки значимости измерения спектрального индекса.

для оценки достоверности спектрального индекса вдоль струи на карте, построенной с использованием только реальных данных.

Пример распределения симулированного спектрального индекса для частот 43 и 24 ГГц вдоль струи приведён на Рисунке 4.6. Видно, что на малых расстояниях от начала струи спектральный индекс, построенный с использованием обеих моделей, в пределах ошибок совпадает с нулём за исключением нескольких точек. Однако, на большем удалении спектральный индекс становится отличен от нуля из-за неодинакового заполнения uv -плоскости на 43 ГГц и на 24 ГГц. С помощью этого метода мы определили диапазон расстояний вдоль струи ЗС 273, на котором можно считать большинство измерений не подверженными влиянию неодинакового заполнения uv -плоскости. Нижняя граница устанавливалась по размерам ядра на более низкой частоте. Верхняя граница устанавливалась на таком расстоянии, чтобы доля точек, подверженных влиянию неодинакового заполнения uv -плоскости, была бы равна

Интервал частот	Диапазон (мсек дуги)
43–24 ГГц	0.6–5
24–15 ГГц	0.8–6
15–8 ГГц	1.0–25
8–5 ГГц	1.7–30

Таблица 4.1: Диапазоны расстояний вдоль струи, использованные при анализе распределения спектрального индекса. Внутри каждого диапазона доля точек, подверженных влиянию неодинакового заполнения uv -плоскости, не превышает 20%. Результат диссертанта из работы [A1].

20%. Стоит отметить, что внутри этого диапазона рассматривались только точки, не подверженные влиянию различного заполнения uv -плоскости. Для каждого интервала частот мы использовали один и тот же диапазон расстояний для всех наблюдений. Итоговые значения расстояний вдоль струи 3C 273 приведены в Таблице 4.1.

4.4 Изменение спектрального индекса вдоль струи

На изменение спектрального индекса вдоль струи могут влиять несколько факторов: адиабатическое расширение плазмы, потери на синхротронное излучение и комптоновское рассеяние [175, 36]. Согласно нашим измерениям поперечника струи на частотах 5, 8 и 15 ГГц мы полагаем, что на этих частотах излучающая область. Используя симулированные карты распределения интенсивности мы измерили зависимость поперечного размера струи от расстояния вдоль неё. Для частот 5, 8 и 15 ГГц ширина струи оказалась одинаковой на расстояниях вплоть до 15–20 мсек дуги вдоль струи. Поэтому адиабатическое расширение должно вносить одинаковый вклад на разных частотах, а радиационные потери, наоборот, отличаться, и быть тем больше, чем выше частота. Мы исследовали изменение спектрального индекса вдоль хребтовой линии струи. Хребтовая линия характеризует направление струи и строится следующим образом. Сначала распределение интенсивности на концентрических окружностях с центрами, совмещёнными с положением РСДБ ядра, аппроксимируется гауссианами. Затем кривая, соединяющая максимумы гауссиан, сглаживается. Эту линию мы и называем хребтовой линией струи. При анализе карт распределения спектрального индекса хребтовую линию мы строили, используя карту интенсивности более низкой частоты. Пример такой линии приведён на Рисунке 4.7.

Изменение спектрального индекса вдоль хребтовой линии характеризует распределение спектрального индекса вдоль струи. На всех парах частот мы обнаружили уменьшение ве-

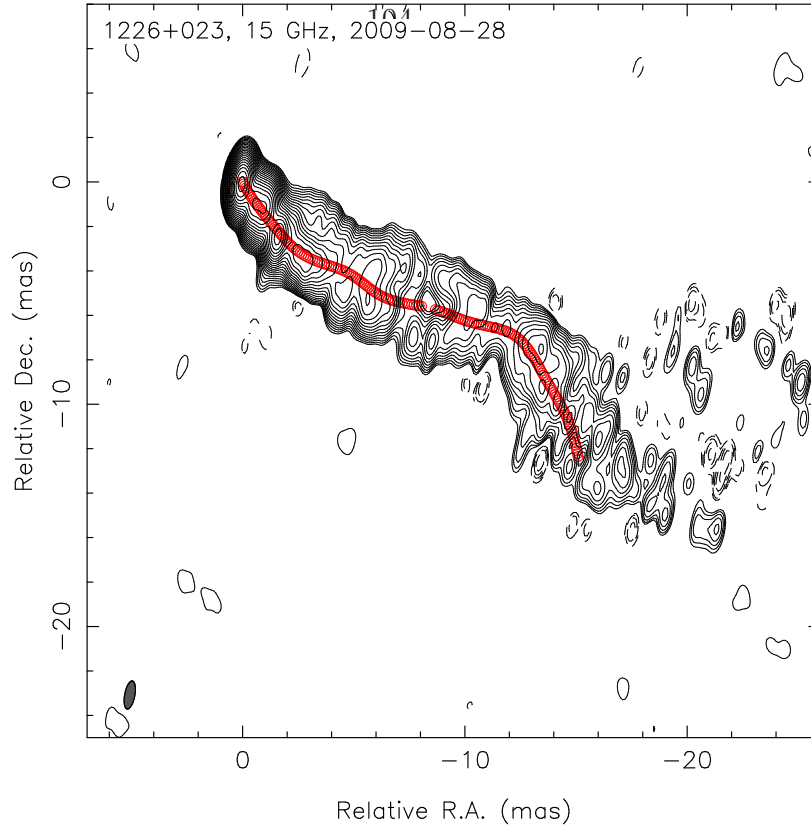


Рис. 4.7: Карта полной интенсивности 3C 273 в наблюдении 28 августа 2009 года на частоте 15 ГГц с наложенной на неё хребтовой линией. Рисунок приведён в целях иллюстрации.

α_{43-24}	α_{24-15}	α_{15-8}	α_{8-5}
-0.73 ± 0.06	-0.81 ± 0.04	-0.81 ± 0.07	-0.68 ± 0.05

Таблица 4.2: Средние значения спектрального индекса в оптически-тонкой части выброса 3C 273 на разных парах частот, взятые вдоль хребтовой линии. Из анализа были исключены непрозрачные части струи, а также области, подверженные влиянию неодинакового заполнения uv-плоскости, см. Таблицу 4.1. Результат диссертанта из работы [A1].

личины спектрального индекса с расстоянием вдоль струи, см. Рисунки 4.8–4.11. Средние значения спектрального индекса вдоль струи приведены в Таблице 4.2. Из-за выбранной стратегии моделирования струи мы не смогли найти различий между спектральным индексом в модельных компонентах и между ними.

На частотах 15–8 ГГц и 8–5 ГГц большая протяжённость струи позволяет исследовать эффект спадания спектрального индекса вдоль струи. Для этого был выбран общий диапазон расстояний вдоль струи 1.7 – 25 мсек дуги. Поскольку эффекты разного заполнения uv-плоскости уже приняты во внимание, мы просто аппроксимировали все данные в указанном диапазоне прямыми линиями. Мы не обнаружили значимого различия скорости спадания спектрального индекса на этих парах частот. Средний темп спадания равен 0.036 (мсек

дуги)⁻¹, что соответствует уменьшению спектрального индекса на 10^{-3} за каждый парсек расстояния вдоль струи после учёта угла наклона струи к лучу зрения.

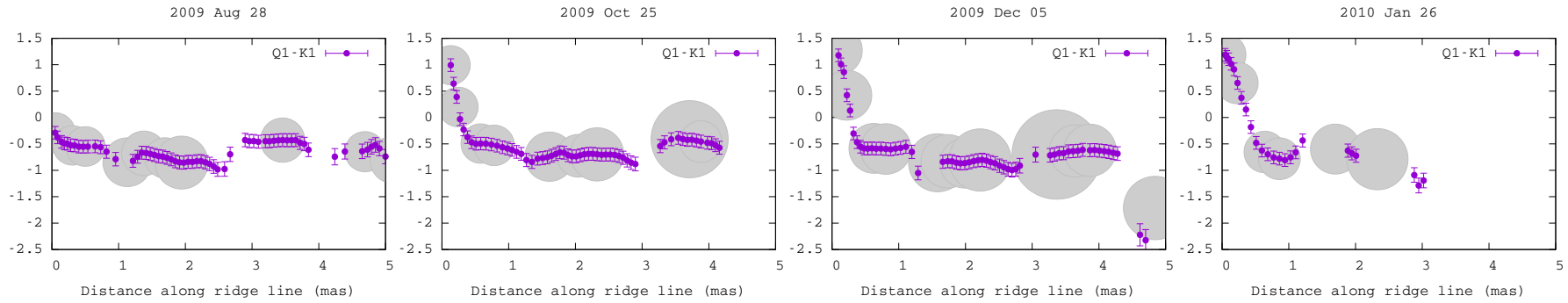


Рис. 4.8: Распределение спектрального индекса на 43–24 ГГц вдоль струи для многочастотных наблюдений 28 августа 2009, 25 октября 2009, 05 декабря 2009 и 26 января 2010 (слева направо). Приведены только данные, не подверженные влиянию различий в заполнении uv -плоскости. Серые круги показывают положение компонент на частоте 24 ГГц и их размер после свёртки с диаграммой направленности 24 ГГц. По оси абсцисс – расстояние вдоль струи (мсек дуги), по оси ординат – спектральный индекс. Результат диссертанта из работы [A1].

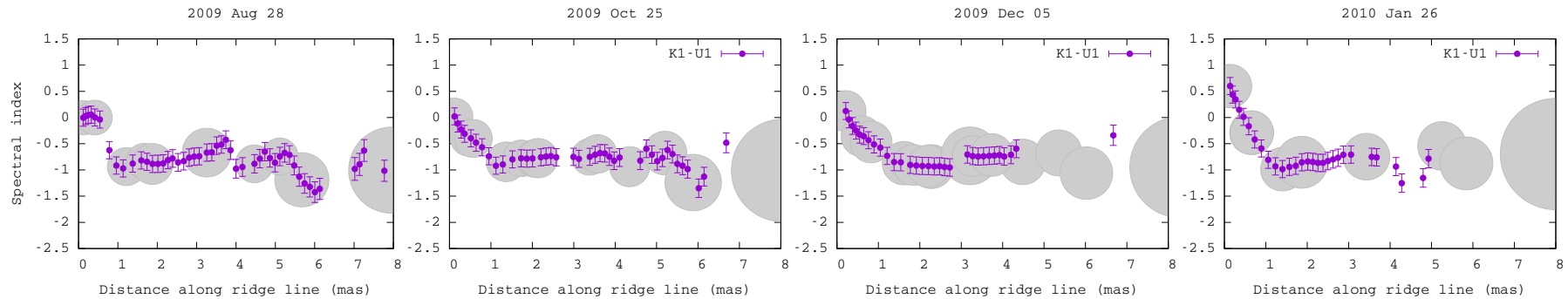


Рис. 4.9: Распределение спектрального индекса на 24–15 ГГц вдоль струи для многочастотных наблюдений 28 августа 2009, 25 октября 2009, 05 декабря 2009 и 26 января 2010 (слева направо). Приведены только данные, не подверженные влиянию различий в заполнении uv -плоскости. Серые круги показывают положение компонент на частоте 15 ГГц и их размер после свёртки с диаграммой направленности 15 ГГц. По оси абсцисс – расстояние вдоль струи (мсек дуги), по оси ординат – спектральный индекс. Результат диссертанта из работы [A1].

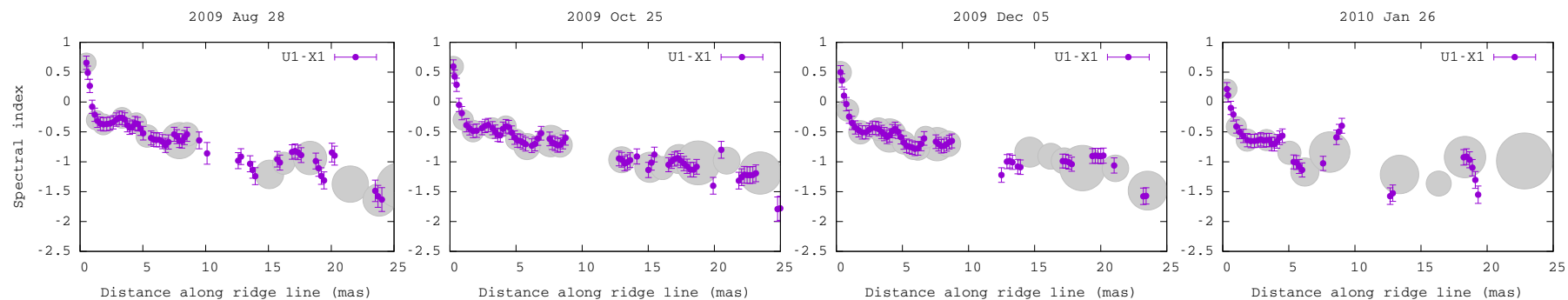


Рис. 4.10: Распределение спектрального индекса на 15–8.1 ГГц вдоль струи для многочастотных наблюдений 28 августа 2009, 25 октября 2009, 05 декабря 2009 и 26 января 2010 (слева направо). Приведены только данные, не подверженные влиянию различий в заполнении uv-плоскости. Серые круги показывают положение компонент на частоте 8.1 ГГц и их размер после свёртки с диаграммой направленности 8.1 ГГц. По оси абсцисс – расстояние вдоль струи (мсек дуги), по оси ординат – спектральный индекс. Результат диссертанта из работы [A1].

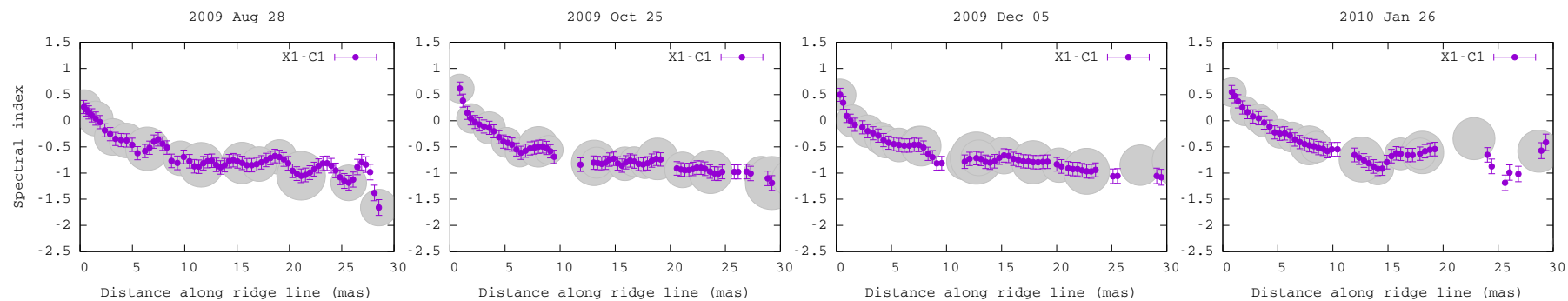


Рис. 4.11: Распределение спектрального индекса на 8.1–4.6 ГГц вдоль струи для многочастотных наблюдений 28 августа 2009, 25 октября 2009, 05 декабря 2009 и 26 января 2010 (слева направо). Приведены только данные, не подверженные влиянию различий в заполнении uv-плоскости. Серые круги показывают положение компонент на частоте 4.6 ГГц и их размер после свёртки с диаграммой направленности 4.6 ГГц. По оси абсцисс – расстояние вдоль струи (мсек дуги), по оси ординат – спектральный индекс. Результат диссертанта из работы [A1].

4.5 Протяжённость перехода от оптически-толстого к оптически-тонкому излучению

С увеличением разрешающей способности телескопов появляется возможность исследовать тонкие эффекты в распределении спектрального индекса вдоль струи. В частности, в работе [A1] мы проверили, разрешается ли область перехода от непрозрачного излучения вблизи видимого начала струи к оптически-тонкому ниже по струе. Мотивацией к данному исследованию послужила работа [176], где утверждалось на основе симулированных данных квазара 3C 345, что положительные значения спектрального индекса в области выше видимого ядра по течению струи не могут быть объяснены исключительно свёрткой с диаграммой направленности, а значит переходная частично-прозрачная область может быть разрешена в РСДБ наблюдениях на решётке VLBA на частотах 15–8 ГГц.

Мы рассмотрели спектральные индексы для двух пар частот: 43–24 ГГц и 15–8 ГГц, первая пара частот позволяет достичь максимального углового разрешения, а вторая использовалась для сравнения с результатами работы [176]. Значения строились вдоль среза карты спектрального индекса в направлении выброса в окрестностях ядра. На 43–24 ГГц длина среза составила ~ 1 мсек дуги, а на 15–8 ГГц ~ 4 мсек дуги. Эти данные представляют собой истинное распределение спектрального индекса, свёрнутое с соответствующей диаграммой направленности, использованной при построении карты спектрального индекса: 24 ГГц для пары 43–24 ГГц и 8 ГГц для пары 15–8 ГГц.

Мы рассмотрели две модели, описывающие истинное распределение спектрального индекса: *step* – ступенька с резким неразрешённым переходом от оптически-толстого к оптически-тонкому спектру и *ramp* – ступенька с линейным переходом, см. Рисунок 4.12. Для получения наблюдаемого распределения спектрального индекса данные модели сворачивались с одномерной гауссианой, описывающей проекцию диаграммы направленности на направление среза. Полученные значения сравнивались с реально измеренными значениями. Для обеих моделей мы устанавливали максимальное и минимальное значения спектрального индекса равным соответственно максимальному и минимальному значениям в данных. Как показали наши тесты, эти параметры в процессе подгонки меняются не более, чем на 10%, поэтому для упрощения моделей мы фиксировали их значения. В итоге модель *step* имеет один параметр – координату скачка спектрального индекса, а модель *ramp* – два параметра: координаты начала и конца линейного перехода.

В процессе подгонки мы изменяли параметры моделей, проводили свёртку с диаграммой направленности и сравнивали результат с измерениями. Результаты наилучшей аппроксимации данных с помощью разных моделей приведены на Рисунке 4.13 для 43–24 ГГц и Рисунке 4.14 для 15–8 ГГц. Как видно, модель *ramp* во всех случаях описывает данные

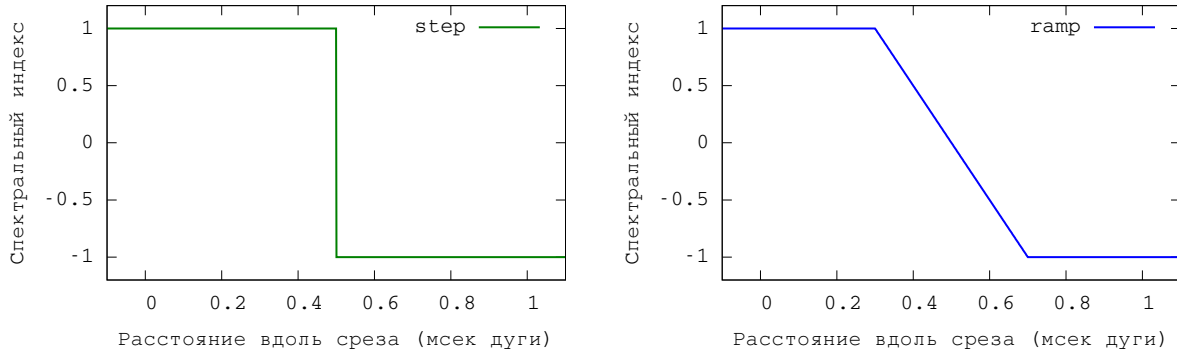


Рис. 4.12: Характерный вид моделей распределения истинных значений спектрального индекса вдоль струи в окрестностях её видимого начала: резкий неразрешённый переход – ступенька (слева), линейный переход (справа). Максимальные и минимальные значения использованных моделей устанавливались в соответствии с соответствующими значениями в реальных данных. Рисунок не опубликован и приводится в целях иллюстрации.

лучше, чем *step* на обеих парах частот, см. подробности ниже. Единственным исключением является наблюдение 26 января 2010 года в диапазонах 43–24 ГГц, для которого обе модели показали одинаково плохой результат. Мы полагаем, что причиной этого может являться более редкое заполнение uv-плоскости из-за потерь данных одной из антенн, см. Раздел 1.2, а также резкое изменение параметров струи в этой области из-за развития вспышки, см. Раздел 2.5. В дальнейшем эти данные не рассматривались.

Так как модель с линейным изменением спектрального индекса имеет больше свободных параметров, мы провели анализ влияния сложности моделей на качество аппроксимации. Для этого мы использовали скорректированный информационный критерий Акаике (AICc), описанный в работах [178, 179], который при сравнении моделей позволяет учесть различное количество их свободных параметров. Значения разницы AICc для 43–24 ГГц приведены в Таблице 4.3. Относительная вероятность моделей рассчитана по формуле $w_{\text{AICc}} = \exp((w_{\text{step}} - w_{\text{ramp}})/2)$, где w_{step} и w_{ramp} – значения критерия AICc для соответствующих моделей. Во всех рассмотренных случаях модель *ramp* действительно лучше описывает данные, чем *step*, что говорит о том, что переход от оптически-толстого к оптически-тонкому излучению разрешается в наших наблюдениях.

Стоит отметить, что из-за малого размера пикселя (0.01 мсек дуги), использованного при построении карт спектрального индекса, соседние точки могут быть зависимы, что может существенно увеличивать отношение вероятностей моделей. Чтобы оценить вклад этого эффекта, мы вычисляли значение AICc для разного количества измерений вдоль среза спектрального индекса. Тестовые данные были получены из оригинальных на частотах 43–24

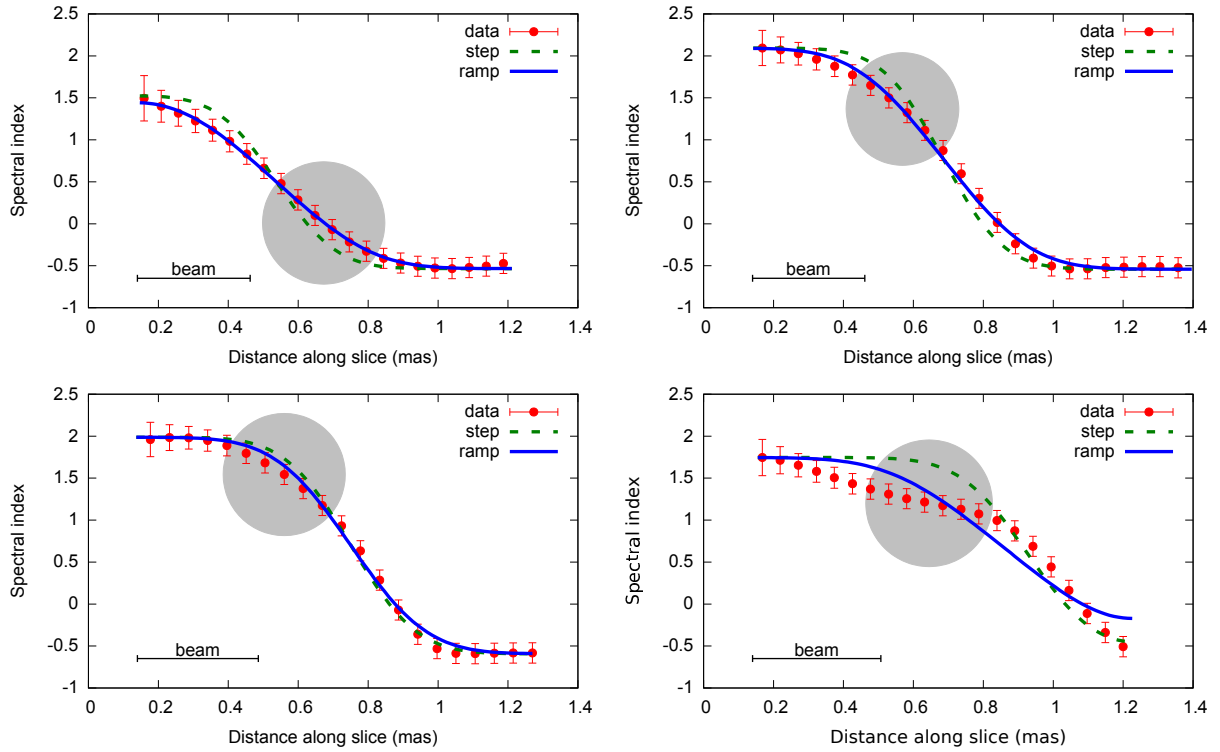


Рис. 4.13: Срезы спектрального индекса между 43 и 24 ГГц, взятые вдоль направления выброса вблизи его видимого начала для наших многочастотных наблюдений. Зелёная пунктирная линия показывает результат наилучшей подгонки значений моделью неразрешённой области *step*, а синяя – моделью разрешённой области *ramp*. Серый круг показывает положение и размер видимого ядра на частоте 24 ГГц после свёртки с диаграммой направленности на 24 ГГц. Размер диаграммы на половине максимума в направлении среза показан в левом нижнем углу. По оси абсцисс – расстояние вдоль среза (мсек дуги), а по оси ординат – спектральный индекс. Результат диссертанта из работы [A1].

Дата	w_{AICc}	Ширина перехода (мсек дуги)
28 августа 2009	10^5	0.49
25 октября 2009	10^8	0.45
05 декабря 2009	18	0.33

Таблица 4.3: Сравнение моделей распределения спектрального индекса переходной области на 43–24 ГГц. Параметр критерия Акаике w_{AICc} [178, 179] показывает во сколько раз модель *ramp* более вероятна, чем модель *step*. Ширина перехода оценена для модели *ramp*. Последнее наблюдение не включено в анализ, поскольку обе модели плохо описывают данные. Результат диссертанта из работы [A1].

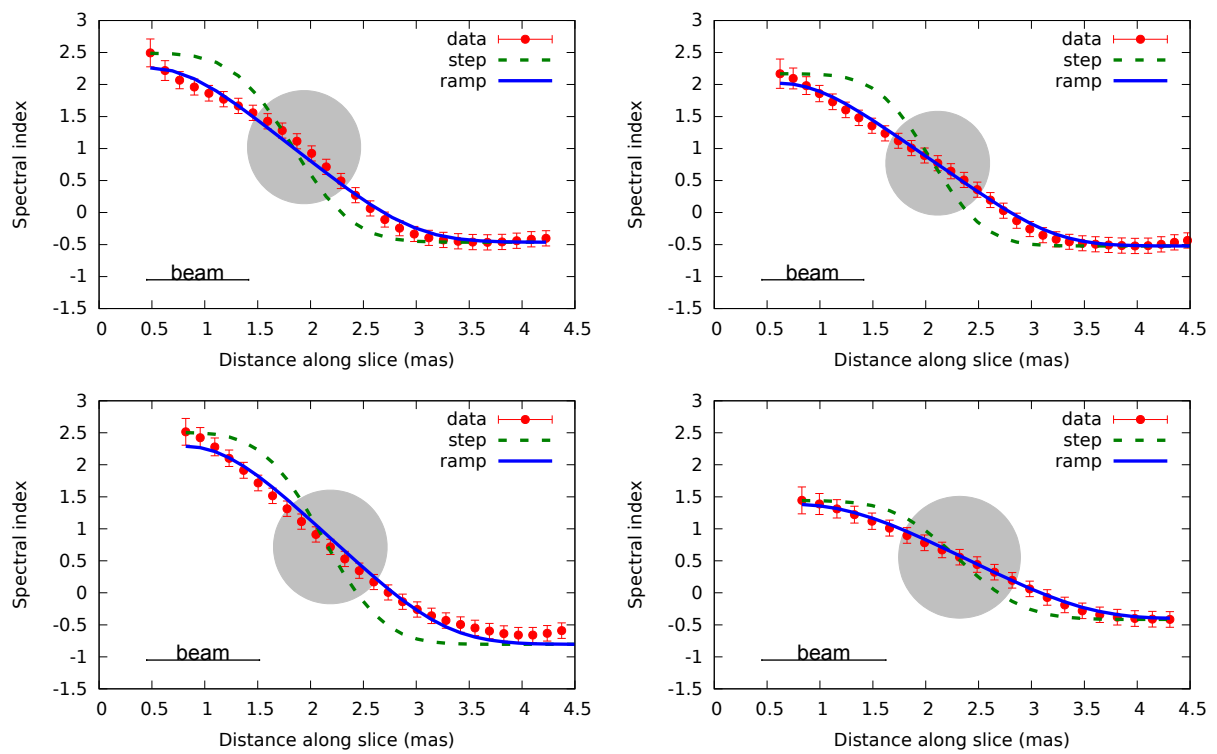


Рис. 4.14: Срезы спектрального индекса между 15 и 8 ГГц, аналогично Рисунку 4.13. Серый круг показывает положение и размер видимого ядра на частоте 8 ГГц после свёртки с диаграммой направленности на 8 ГГц. Результат диссертанта из работы [A1].

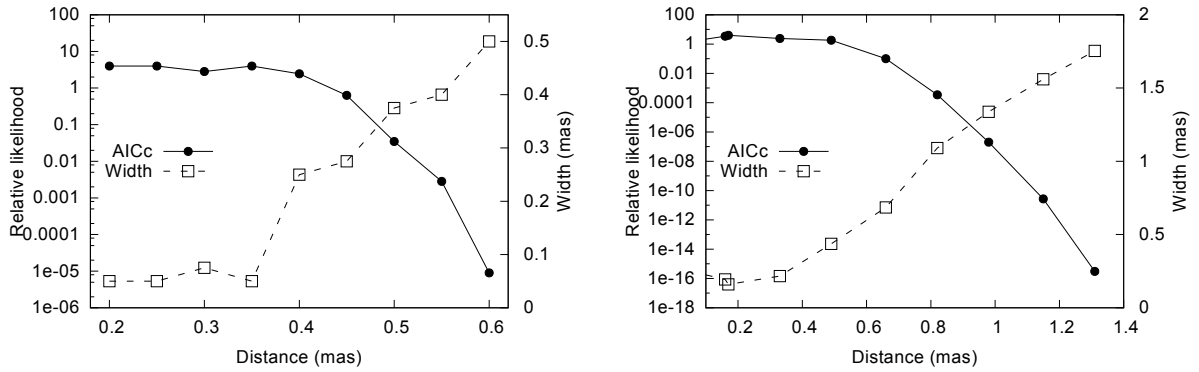


Рис. 4.15: Формально посчитанная вероятность (AIC_c) модели *step* относительно модели *ramp*, а также протяжённость (*width*) переходной области в зависимости от длины части среза в области выше видимого начала струи. Ядро расположено в нуле. (слева) 43–24 ГГц, построена каждая четвёртая точка. (справа) 15–8 ГГц, построена каждая 12-ая точка. Наблюдение 28 августа 2009. По оси абсцисс отложено расстояние вдоль среза, а по оси ординат: относительная вероятность моделей и ширина области перехода (мсек дуги). Результат диссертанта из работы [A1].

ГГц для наблюдения 28 августа 2009 путём выборки каждой второй, каждой третьей и т.д. точки. Вероятность модели *step* относительно *ramp* росла с уменьшением количества точек и стала равной 0.01 при уменьшении набора данных до 10 точек, что соответствует расстоянию в 0.1 мсек дуги (1/3 ширины диаграммы направленности) между точками. Для пары 15–8 ГГц модель с линейным переходом существенно более вероятна независимо от количества использованных точек. Поэтому для анализа мы составляли выборки точек таким образом, чтобы на диаграмму направленности приходилось 5-7 измерений. На 43–24 ГГц выборка составила 22 точки, а на 15–8 ГГц – 25 точек вдоль среза спектрального индекса.

Ещё один тест был проведён, чтобы оценить влияние на относительную вероятность моделей количества точек, расположенных на срезе выше по течению струи, чем видимое ядро на соответствующей частоте. Эти точки не являются артефактом картографирования. Наоборот, как утверждается в работе [176], постоянство спектрального индекса в этой области указывает на излучение областей, испытывающих синхротронное самопоглощение. Мы проводили подгонку и сравнение моделей после удаления некоторого количества точек из начала среза. Оказалось, что разница между моделями *ramp* и *step* становится незначимой при удалении данных ~ 0.7 мсек дуги (0.6 диаграммы направленности) от начала среза для пары 15–8 ГГц и ~ 0.15 мсек дуги (0.45 диаграммы направленности) для 43–24 ГГц. Зависимости относительной вероятности моделей, а также ширины переходной области от количества данных, взятых на карте выше положения ядра, приведены на Рисунке 4.15.

Минимальная измеренная протяжённость переходной частично-прозрачной области на 43–24 ГГц составляет 0.3 мсек дуги, что соответствует 1 пк в проекции на картинную плоскость и 7 пк вдоль струи с учётом угла наклона струи к лучу зрения, что покрывает почти всё расстояние между ядром и стационарной компонентой *ST2* на частоте 43 ГГц. Для пары 15–8 ГГц ширина переходной области составляет порядка 2 мсек дуги. Отсутствие резких скачков в истинном распределении спектрального индекса говорит в пользу того, что видимое начало струи на частотах в интервале 43–8 ГГц скорее всего представляет собой не физическую структуру, например, стоячую ударную волну [139], а фотосферу струи с $\tau \approx 1$.

4.6 Выводы

Основные выводы главы заключаются в следующем:

1. Спектральный индекс ядра на частотах 43–24 ГГц из плоского становится инвертированным во время нарастания вспышки на частоте 43 ГГц. Спектральный индекс ядра на частотах 24–15 ГГц начинает расти с некоторой задержкой. За время наших наблюдений возмущение, вызывающее вспышку, ещё не дошло до видимого начала струи на более низких частотах и поэтому не влияет на спектральный индекс ядра на низких частотах. Мы провели детальное моделирование эффектов неодинакового заполнения *uv*-плоскости на разных частотах и учли его результаты в анализе распределения спектрального индекса вдоль хребтовой линии струи. Среднее значение спектрального индекса оптически тонких частей струи на всех частотах одинаково в пределах ошибок и равно $\alpha = -0.76 \pm 0.10$. На частотах 15–8 ГГц и 8–5 ГГц измерен одинаковый темп спада спектрального индекса с расстоянием вдоль струи порядка 10^{-3} за каждый парсек расстояния вдоль струи, что говорит о доминировании адиабатических потерь в протяжённой части струи [180, 123].
2. Показано, что частично прозрачная область перехода от оптически-толстого излучения в ядре к оптически-тонкому в протяжённой структуре струи разрешена и на частотах 43–24 ГГц, и на 15–8 ГГц. Изменение истинного спектрального индекса вдоль струи хорошо описывается линейным законом. При этом протяжённость переходной области составляет 0.3 мсек дуги на 43–24 ГГц и 2 мсек дуги на 15–8 ГГц. Плавность изменения параметров вдоль струи указывает на правильность интерпретации видимого начала струи 3C 273, как области с оптической толщиной для радиоизлучения $\tau \sim 1$.

Заключение

Работа посвящена детальному исследованию источника 3C 273 с помощью наблюдений с помощью наземного (VLBA) и наземно-космического («РадиоАстрон») радиоинтерферометров, а также данных гамма-обсерватории (*Fermi*/LAT). Совместное использование такого набора наблюдательных средств позволило решить уникальные научные задачи. Вовлечённость диссертанта в поддержку проекта «РадиоАстрон» позволила решить технические задачи калибровки и коррекции наведения космического радиотелескопа.

В диссертации представлены следующие результаты:

1. Область гамма-излучения локализована вблизи истинного начала релятивистской струи и центральной чёрной дыры. Вспышка в видимом начале струи на длине волны 7 мм наступает на 112 ± 9 дней позже самой мощной вспышки B_γ в гамма-диапазоне. Эта задержка не может быть объяснена исключительно различными размерами областей образования излучения в разных диапазонах, поэтому область генерации гамма-излучения должна лежать выше по течению струи, чем видимое ядро на длине волны 7 мм. Анализ сдвига видимого ядра с частотой, основанный на четырёх наших многочастотных наблюдениях 5–43 ГГц, показал, что видимое начало струи на 43 ГГц расположено на расстоянии 2–4 пк от истинного начала струи. С помощью оригинального метода измерения движения видимого начала струи впервые оценено его смещение на 4.4 пк вдоль струи на длине волны 7 мм. Помимо этого, обе вспышки, B_γ в гамма-диапазоне и B_7 в ядре на 7 мм, могут быть объяснены прохождением одного и того же возмущения s_4 вблизи истинного начала струи во время вспышки B_γ и в окрестностях видимого начала струи на длине волны 7 мм во время вспышки B_7 . В итоге, для 3C 273 все доступные методы оценки положения области гамма-излучения дали согласованные результаты. Область возникновения самой мощной вспышки B_γ в гамма-диапазоне была расположена на расстоянии 2–7 пк выше по течению, чем видимое начало струи на длине волны 7 мм, вблизи центральной сверхмассивной чёрной дыры и истоков джета.
2. В структуре выброса на длине волны 7 мм помимо ядра обнаружены две стационарные компоненты на средних расстояниях 0.13 и 0.30 мсек дуги от ядра. В этих компонентах

происходили вспышки, в той последовательности, в которой они расположены в струе. В предположении, что все 3 вспышки были вызваны прохождением одного возмущения через стационарные детали, была оценена скорость вещества струи $\beta_{\text{app}} = 12.1c$. Это в 1.5 раза выше, чем скорость компоненты c_4 , ассоциированной с этими вспышками, что может говорить о недооценке величины релятивистского усиления, оценённого по кинематике компонент.

3. С помощью наземно-космического интерферометра «РадиоАстрон» в наблюдениях на длинах волн 1.35, 6 и 18 см с интерферометрическими базами больше 10 диаметров Земли в 3C 273 были обнаружены экстремальные яркостные температуры $\gtrsim 10^{13}$ К. Мониторинг на длине волны 7 мм на наземной РСБД решётке VLBA показал, что яркостная температура в видимом начале струи изменяется от 10^{10} К в минимуме активности до 10^{13} К во время вспышек. Настолько высокие температуры, наблюдающиеся на протяжении нескольких месяцев требуют пересмотра современного объяснения излучения выбросов в АЯГ, как некогерентного синхротронного излучения релятивистских электронов. Приведены возможности поддержания яркостной температуры на высоком уровне: более высокие скорости струи, непрерывный вброс частиц в струю, излучение релятивистских протонов или электронов с моноэнергетическим спектром, коллективные процессы излучения. Показано, что ни один из сценариев не может удовлетворительно объяснить результаты наблюдений. Предположение о равномерном распределении между плотностями энергии магнитного поля и частиц должно однозначно нарушаться в пользу частиц. Выведена формула для оценки магнитного поля в видимом начале струи, не использующая предположение о равномерном распределении. С её помощью получены оценки магнитного поля в начале струи на длине волны 7 мм на уровне $\lesssim 0.1$ Гс для умеренного увеличения плотности частиц.
4. В наблюдениях на длине волны 18 см с «РадиоАстроном» обнаружена субструктура рефракционного рассеяния – впервые для внегалактического источника. Показано, что с учётом субструктуры рассеяния яркостная температура на длине волны 18 см не может быть существенно ниже 7×10^{12} К. Для детектирования на длинах волн 1.35 и 6 см вклад рефракционного шума от субструктуры рассеяния не меняет оценки яркостной температуры, которые остаются на уровне 10^{13} К для обоих диапазонов.
5. Показано, что частично-прозрачная область перехода от оптически-толстого излучения в видимом начале струи в оптически-тонкому в протяжённой структуре может быть разрешена в наших наблюдениях на частотах 43–24 ГГц и 15–8 ГГц. Протяжённость этой области в предположении линейного изменения истинного спектрального индекса оценена в 2 мсек дуги для 15–8 ГГц и 0.3 мсек дуги (около 7 пк вдоль струи). Плав-

ность изменения параметров вдоль струи указывает на правильность интерпретации видимого начала струи ЗС 273, как области с оптической толщиной для радиоизлучения $\tau \approx 1$.

6. Для оценки достоверности значений спектрального индекса применён метод моделирования данных функции видности. Распределение спектрального индекса вдоль струи на частотах 15–8 ГГц и 8–5 ГГц показывает линейный спад с расстоянием на уровне 10^{-3} на каждый парсек. Скорость спадания спектрального индекса одинакова в этих частотных диапазонах, что говорит о преобладании адиабатических потерь. Изменение спектрального индекса начала струи на разных частотах согласуется с предположением, что наблюдаемые вспышки вызваны прохождением возмущения через видимое начало струи, расположенное тем ниже по струе, чем ниже частота наблюдения. Спектральный индекс 43–24 ГГц во время вспышки B_7 растёт с 0 до 1.5, на частотах 24–15 ГГц также начинает расти, но с некоторой задержкой, а на 15–8 ГГц и 8–5 ГГц не показывает согласованных с изменением плотности потока вариаций.
7. Измерены параметры КРТ: системная температура и эквивалентная плотность потока, в процессе интерферометрических наблюдений в проекте «РадиоАстрон». Показано, что параметры КРТ согласуются с первыми измерениями на уровне (10 – 15)% в диапазонах 92, 18 и 6 см и (20 – 25)% в диапазоне 1.35 см. Во время юстировочных наблюдений на длине волны 1.35 см обнаружено отклонение реальной электрической оси КРТ от оси X визирной системы координат, что приводило к ошибке наведения на источник 2.5 угловых минуты. Для компенсации этого отклонения с начала 2012 года была введена постоянная поправка к наведению КРТ, что позволило повысить чувствительность интерферометра «РадиоАстрон» в 1.5 раза на длине волны 1.35 см. Также по наблюдениям в 2013 году было показано, что точность построения ориентации КРТ не зависит от количества использованных для этого звёздных датчиков.

Перспективы дальнейших исследований

Результаты представленной диссертации открывают возможности дальнейших исследований. В частности требует объяснения детектирование экстремальных яркостных температур. С одной стороны, уже проводятся наблюдения большой выборки АЯГ с помощью наземно-космического интерферометра [А6]. С другой стороны, требуются оценки скорости движения возмущений в струях альтернативными методами, а также мониторинг потоков большого количества АЯГ в рентгеновском диапазоне.

Представляются перспективными методы исследования видимого начала струи, разработанные диссертантом. В частности исследование движения видимого ядра струи может

быть проведено для большой выборки джетов и позволит изучить изменение непрозрачности в видимом ядре во время вспышек. Также свойства непрозрачности могут быть оценены путём изучения протяжённости частично-прозрачной области струи. Такой анализ для большой выборки источников позволит установить, можно ли считать описание видимого начала струи как области $\tau \approx 1$ общим свойством струй квазаров.

Исследования субструктуры рассеяния АЯГ на наземно-космических базах с помощью интерферометра «РадиоАстрон» в специально подготовленном эксперименте позволит оценить параметры рассеивающей среды на масштабах, недоступных ранее. Для этого была подана наблюдательная заявка на период 2017–2018, получившая высокие оценки программного комитета миссии «РадиоАстрон».

Благодарности автора

В данном исследовании использованы данные группы MOJAVE [25], а также данные группы мониторинга блазаров с помощью VLBA из Бостонского университета (<http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html>). VLBA – это инструмент Национальной радиоастрономической обсерватории (НРАО, США). НРАО является учреждением Научного фонда, управляемым Ассоциацией Университетов. Также в работе использованы данные мониторинга полной плотности потока радиоастрономической обсерватории Мичиганского университета. Важной частью работы стали наблюдения, проведённые на наземно-космическом интерферометре «РадиоАстрон» совместно с наземными телескопами Аресибо (Пуэрто-Рико), Грин Бэнк (НРАО), Эффельсберг (институт радиоастрономии им. Макса Планка, Германия) и VLA. Проект «РадиоАстрон» осуществляется Астрокосмическим центром Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии наук и Научно-производственным объединением им. С.А. Лавочкина по контракту с Российским космическим агентством совместно с многими научно-техническими организациями в России и других странах. Обсерватория Аресибо управляется SRI International по соглашению с Национальным научным фондом (США), совместно с государственным университетом Аны Мендес и Университетской Ассоциацией по исследованию космоса.

Автор выражает благодарность: научному руководителю Юрию Юрьевичу Ковалёву за общее руководство проектом, ценные критические замечания, за пример профессионализма и беспристрастности в науке; коллективу авторов статей, в которых опубликованы результаты, представленные к защите; коллективу Астрокосмического центра ФИАН и лично Николаю Семёновичу Кардашёву за возможность работать в проекте «РадиоАстрон»; родителям, супруге и сыну за бесконечное терпение и поддержку, без которой данная работа не была бы закончена.

Список иллюстраций

1.1	Траектория оси X при проведении юстировочных наблюдений	30
1.2	Радиометрические отклики приёмника 1.35 см	32
1.3	Характерное изменение ориентации оси X при проведении интерферометрических наблюдений	33
1.4	Распределение точности наведения (определения ориентации)	34
1.5	Распределение разброса точек наведения КРТ во время интерферометрических наблюдений	34
2.1	Карты полной интенсивности ЗС 273 в наблюдении 28 августа 2009 года . . .	39
2.2	Карты полной интенсивности ЗС 273 в наблюдении 25 октября 2009 года . . .	40
2.3	Карты полной интенсивности ЗС 273 в наблюдении 05 декабря 2009 года . . .	41
2.4	Карты полной интенсивности ЗС 273 в наблюдении 26 января 2010 года	42
2.5	Кривые блеска ядра и стационарных компонент на 7 мм	45
2.6	Плотности потока компонент, появившихся в 2008–2011	46
2.7	Дискретная корреляционная функция потока в гамма-диапазоне и плотности потока ядра на длине волны 7 мм	48
2.8	Распределение максимумов значений кросс-корреляции для 1000 пар искусственных кривых блеска	48
2.9	Схематическое изображение релятивистского выброса	49
2.10	Пример графа, описывающего измеренные сдвиги между картами	53
2.11	Зависимость сдвига ядра ЗС 273 от частоты	54
2.12	Движение компонент $c1$ и $c4$ в картинной плоскости	58
2.13	Расстояние от РСДБ ядра для шести компонент $c1$ – $c6$	59
2.14	Моменты прохождения движущихся компонент $c3$ – $c5$ на длине волны 7 мм через стационарные компоненты	60
2.15	Кривые блеска ядра и стационарных компонент $ST1$ и $ST2$ и результаты их аппроксимации	62
2.16	Кинематика кластеров	66

3.1	Яркостная температура ядра 3С 273 на длине волны 7 мм	81
3.2	Симулированные изображения, показывающие эффект рефракционной субструктуры рассеяния на длинах волн 18, 6 и 1.35 см	83
3.3	Яркостная температура в зависимости от полной плотности потока РСДБ ядра	84
3.4	Амплитуда функции видности в зависимости от длины проекции базы для круглой гауссовой модели источника.	85
4.1	Карты распределения двухчастотного спектрального индекса между частотами 43.2 и 23.8 ГГц	95
4.2	Карты распределения двухчастотного спектрального индекса между частотами 23.8 и 15.4 ГГц	96
4.3	Карты распределения двухчастотного спектрального индекса между частотами 15.4 и 8.4 ГГц	97
4.4	Карты распределения двухчастотного спектрального индекса между частотами 8.1 и 5.0 ГГц	98
4.5	Эволюция спектрального индекса со временем в видимом начале струи на разных частотах	99
4.6	Распределение спектрального индекса вдоль струи на картах, построенных с использованием реальных и искусственных данных	102
4.7	Карта полной интенсивности 3С 273 в наблюдении 28 августа 2009 года на частоте 15 ГГц с наложенной на неё хребтовой линией	104
4.8	Распределение спектрального индекса на 43–24 ГГц вдоль струи	106
4.9	Распределение спектрального индекса на 24–15 ГГц вдоль струи	106
4.10	Распределение спектрального индекса на 15–8.1 ГГц вдоль струи	107
4.11	Распределение спектрального индекса на 8.1–4.6 ГГц вдоль струи	107
4.12	Характерный вид моделей распределения истинных значений спектрального индекса вдоль струи в окрестностях её видимого начала	109
4.13	Срезы спектрального индекса между 43 и 24 ГГц, взятые вдоль направления выброса вблизи его видимого начала	110
4.14	Срезы спектрального индекса между 15 и 8 ГГц, взятые вдоль направления выброса вблизи его видимого начала	111
4.15	Относительная вероятность моделей распределения спектрального индекса и протяжённость частично-прозрачной области перехода	112

Список таблиц

1.1	Многочастотные наблюдения на VLBA	21
1.2	Частоты и длины волн результирующего набора данных	21
1.3	Оценка качества данных, использованных для анализа кинематики компонентов на длине волны 7 мм	23
1.4	Успешные детектирования интерференционного лепестка от квазара 3C 273 с помощью наземно-космического интерферометра	27
1.5	Параметры КРТ	29
2.1	Параметры вспышек в гамма-диапазоне	44
2.2	Параметры ядра 3C 273	55
2.3	Параметры новых компонент	58
2.4	Параметры корреляции кинематики кластеров с плотностью потока ядра	67
3.1	Успешные детектирования интерференционного лепестка от квазара 3C 273 с помощью наземно-космического интерферометра	79
3.2	Магнитное поле в видимом начале струи на длине волны 7 мм	90
4.1	Диапазоны расстояний вдоль струи, использованные при анализе распределения спектрального индекса	103
4.2	Средние значения спектрального индекса в оптически-тонкой части выброса 3C 273 на разных парах частот, взятые вдоль хребтовой линии	104
4.3	Сравнение моделей распределения спектрального индекса переходной области на 43–24 ГГц	110

Литература

- [1] H. D. Curtis. Descriptions of 762 Nebulae and Clusters Photographed with the Crossley Reflector // *Publications of Lick Observatory*, 13:9–42, 1918.
- [2] J. A. Hogbom and I. Carlsson. Observations of the structure and polarization of intense extragalactic radio sources at 1415 MHz // *A&A*, 34:341–354, 1974.
- [3] G. K. Miley, H. van der Laan, and K. J. Wellington. The structure of the radio galaxy NGC 1265 // *A&A*, 38:381–390, 1975.
- [4] W. J. M. van Breugel and G. K. Miley. Radio 'jets' // *Nature*, 265:315–318, 1977.
- [5] A. Celotti and A. C. Fabian. The Kinetic Power and Luminosity of Parsecscale Radio Jets - an Argument for Heavy Jets // *MNRAS*, 264:228, 1993.
- [6] M. Sikora and G. Madejski. On Pair Content and Variability of Subparsec Jets in Quasars // *ApJ*, 534:109–113, 2000.
- [7] M. Sikora, M. C. Begelman, G. M. Madejski, and J.-P. Lasota. Are Quasar Jets Dominated by Poynting Flux? // *ApJ*, 625:72–77, 2005.
- [8] R. J. H. Dunn, A. C. Fabian, and A. Celotti. Using radio bubbles to constrain the matter content of AGN jets // *MNRAS*, 372:1741–1748, 2006.
- [9] M. C. Begelman, R. D. Blandford, and M. J. Rees. Theory of extragalactic radio sources // *Reviews of Modern Physics*, 56:255–351, 1984.
- [10] R. D. Blandford and R. L. Znajek. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes // *MNRAS*, 179:433–456, 1977.
- [11] J. A. Biretta, W. Junor, and M. Livio. Evidence for initial jet formation by an accretion disk in the radio galaxy M87 // *New A Rev.*, 46:239–245, 2002.
- [12] Y. E. Lyubarsky. On the relativistic magnetic reconnection // *MNRAS*, 358:113–119, 2005.

- [13] S. S. Komissarov, M. V. Barkov, N. Vlahakis, and A. Königl. Magnetic acceleration of relativistic active galactic nucleus jets // *MNRAS*, 380:51–70, 2007.
- [14] M. Schmidt. 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift // *Nature*, 197:1040, 1963.
- [15] C. Hazard, M. B. Mackey, and A. J. Shimmins. Investigation of the Radio Source 3C 273 By The Method of Lunar Occultations // *Nature*, 197:1037–1039, 1963.
- [16] K. J. E. Northover. The radio galaxy 3C 66 // *MNRAS*, 165:369, 1973.
- [17] B. D. Turland. 3C 219 - A double radio source with a jet // *MNRAS*, 172:181–189, 1975.
- [18] A. H. Bridle and R. A. Perley. Extragalactic Radio Jets // *ARA&A*, 22:319–358, 1984.
- [19] C. M. Urry and P. Padovani. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // *PASP*, 107:803, 1995.
- [20] Л. И. Матвеевко, Н. С. Кардашев, and Г. Б. Шоломицкий. О радиоинтерферометре с большой базой // *Изв. ВУЗов. Радиофизика*, 8:651–654, 1965.
- [21] N. W. Broten, T. H. Legg, J. L. Locke, et al. Long Base Line Interferometry: A New Technique // *Science*, 156:1592–1593, 1967.
- [22] C. Bare, B. G. Clark, K. I. Kellermann, M. H. Cohen, and D. L. Jauncey. Interferometer Experiment with Independent Local Oscillators // *Science*, 157:189–191, 1967.
- [23] A. R. Whitney, I. I. Shapiro, A. E. E. Rogers, et al. Quasars Revisited: Rapid Time Variations Observed Via Very-Long-Baseline Interferometry // *Science*, 173:225–230, 1971.
- [24] S. G. Jorstad, A. P. Marscher, M. L. Lister, et al. Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array // *AJ*, 130:1418–1465, 2005.
- [25] M. L. Lister, M. H. Cohen, D. C. Homan, et al. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VI. Kinematics Analysis of a Complete Sample of Blazar Jets // *AJ*, 138:1874–1892, 2009.
- [26] J. N. Bahcall, B. T. Jannuzi, D. P. Schneider, et al. The Ultraviolet Absorption Spectrum of 3C 273 // *ApJ*, 377:L5, 1991.
- [27] S. L. Morris, R. J. Weymann, B. D. Savage, and R. L. Gilliland. First results from the GHRs: the galactic halo and the Lyman α forest at low redshift in 3C273. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 23 of *BAAS*, page 1271, 1991.

- [28] D. J. Thompson, D. L. Bertsch, B. L. Dingus, et al. The Second EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources // *ApJS*, 101:259, 1995.
- [29] C. von Montigny, D. L. Bertsch, C. E. Fichtel, et al. EGRET observations of 3C 273 // *A&AS*, 97:101–103, 1993.
- [30] W. B. Atwood, A. A. Abdo, M. Ackermann, et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission // *ApJ*, 697:1071–1102, 2009.
- [31] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, et al. Fermi-Large Area Telescope Observations of the Exceptional Gamma-ray Outbursts of 3C 273 in 2009 September // *ApJ*, 714:L73–L78, 2010.
- [32] J. C. McKinney. General relativistic magnetohydrodynamic simulations of the jet formation and large-scale propagation from black hole accretion systems // *MNRAS*, 368:1561–1582, 2006.
- [33] S. S. Komissarov, N. Vlahakis, A. Königl, and M. V. Barkov. Magnetic acceleration of ultrarelativistic jets in gamma-ray burst sources // *MNRAS*, 394:1182–1212, 2009.
- [34] J. C. McKinney, A. Tchekhovskoy, and R. D. Blandford. General relativistic magnetohydrodynamic simulations of magnetically choked accretion flows around black holes // *MNRAS*, 423:3083–3117, 2012.
- [35] A. Tchekhovskoy and O. Bromberg. Three-dimensional relativistic MHD simulations of active galactic nuclei jets: magnetic kink instability and Fanaroff-Riley dichotomy // *MNRAS*, 461:L46–L50, 2016.
- [36] R. D. Blandford and A. Königl. Relativistic jets as compact radio sources // *ApJ*, 232:34–48, 1979.
- [37] A. P. Lobanov. Ultracompact jets in active galactic nuclei // *A&A*, 330:79–89, 1998.
- [38] G. Fossati, L. Maraschi, A. Celotti, A. Comastri, and G. Ghisellini. A unifying view of the spectral energy distributions of blazars // *MNRAS*, 299:433–448, 1998.
- [39] A. P. Marscher and W. K. Gear. Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273 // *ApJ*, 298:114–127, 1985.
- [40] L. Maraschi, G. Ghisellini, and A. Celotti. A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279 // *ApJ*, 397:L5–L9, 1992.

- [41] S. D. Bloom and A. P. Marscher. An Analysis of the Synchrotron Self-Compton Model for the Multi-Wave Band Spectra of Blazars // *ApJ*, 461:657, 1996.
- [42] C. D. Dermer, R. Schlickeiser, and A. Mastichiadis. High-energy gamma radiation from extragalactic radio sources // *A&A*, 256:L27–L30, 1992.
- [43] C. D. Dermer and R. Schlickeiser. On the location of the acceleration and emission sites in gamma-ray blazars // *ApJS*, 90:945–948, 1994.
- [44] C. D. Dermer, S. J. Sturmer, and R. Schlickeiser. Nonthermal Compton and Synchrotron Processes in the Jets of Active Galactic Nuclei // *ApJS*, 109:103–137, 1997.
- [45] M. Sikora. High-energy radiation from active galactic nuclei // *ApJS*, 90:923–928, 1994.
- [46] R. D. Blandford and A. Levinson. Pair cascades in extragalactic jets. 1: Gamma rays // *ApJ*, 441:79–95, 1995.
- [47] G. Ghisellini and P. Madau. On the origin of the gamma-ray emission in blazars // *MNRAS*, 280:67–76, 1996.
- [48] M. Błażejowski, M. Sikora, R. Moderski, and G. M. Madejski. Comptonization of Infrared Radiation from Hot Dust by Relativistic Jets in Quasars // *ApJ*, 545:107–116, 2000.
- [49] C. Arbeiter, M. Pohl, and R. Schlickeiser. The influence of dust on the inverse Compton emission from jets in Active Galactic Nuclei // *A&A*, 386:415–426, 2002.
- [50] D. E. Harris and H. Krawczynski. X-Ray Emission Processes in Radio Jets // *ApJ*, 565:244–255, 2002.
- [51] A. S. Wilson, D. A. Smith, and A. J. Young. The Cavity of Cygnus A // *ApJ*, 644:L9–L12, 2006.
- [52] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays // *ARA&A*, 22:425–444, 1984.
- [53] E. Waxman. High-energy cosmic rays: Puzzles, models and giga-ton neutrino telescopes // *Pramana*, 62:483, 2004.
- [54] F. A. Aharonian. TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons // *New A*, 5:377–395, 2000.
- [55] A. Mücke and R. J. Protheroe. Modeling the April 1997 flare of Mkn 501. In B. L. Dingus, M. H. Salamon, and D. B. Kieda, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 515 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 149–153, 2000.

- [56] K. Mannheim and P. L. Biermann. Gamma-ray flaring of 3C 279 - A proton-initiated cascade in the jet? // *A&A*, 253:L21–L24, 1992.
- [57] A. Mücke and R. J. Protheroe. A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501 // *Astroparticle Physics*, 15:121–136, 2001.
- [58] A. Mücke, R. J. Protheroe, R. Engel, J. P. Rachen, and T. Stanev. BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model // *Astroparticle Physics*, 18:593–613, 2003.
- [59] R. J. Protheroe. High Energy Neutrinos from Blazars. In D. T. Wickramasinghe, G. V. Bicknell, and L. Ferrario, editors, *IAU Colloq. 163: Accretion Phenomena and Related Outflows*, volume 121 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 585, 1997.
- [60] W. Bednarek and R. J. Protheroe. The physical parameters of Markarian 501 during flaring activity // *MNRAS*, 310:577–584, 1999.
- [61] A. M. Atoyan and C. D. Dermer. Neutral Beams from Blazar Jets // *ApJ*, 586:79–96, 2003.
- [62] J. P. Rachen and P. Mészáros. Photohadronic neutrinos from transients in astrophysical sources // *Phys. Rev. D*, 58(12):123005, 1998.
- [63] R. Chatterjee, S. G. Jorstad, A. P. Marscher, et al. Correlated Multi-Wave Band Variability in the Blazar 3C 279 from 1996 to 2007 // *ApJ*, 689:79–94, 2008.
- [64] I. Agudo, S. G. Jorstad, A. P. Marscher, et al. Location of γ -ray Flare Emission in the Jet of the BL Lacertae Object OJ287 More than 14 pc from the Central Engine // *ApJ*, 726:L13, 2011.
- [65] S. G. Jorstad, A. P. Marscher, P. S. Smith, et al. A Tight Connection between Gamma-Ray Outbursts and Parsec-scale Jet Activity in the Quasar 3C 454.3 // *ApJ*, 773:147, 2013.
- [66] R. C. Hartman, M. Villata, T. J. Balonek, et al. Day-Scale Variability of 3C 279 and Searches for Correlations in Gamma-Ray, X-Ray, and Optical Bands // *ApJ*, 558:583–589, 2001.
- [67] I. Agudo, A. P. Marscher, S. G. Jorstad, et al. On the Location of the γ -Ray Outburst Emission in the BL Lacertae Object AO 0235+164 Through Observations Across the Electromagnetic Spectrum // *ApJ*, 735:L10, 2011.
- [68] C. M. Raiteri, M. Villata, P. S. Smith, et al. Variability of the blazar 4C 38.41 (B3 1633+382) from GHz frequencies to GeV energies // *A&A*, 545:A48, 2012.

- [69] T. G. Arshakian, J. León-Tavares, M. Böttcher, et al. Radio-optical-gamma-ray properties of MOJAVE AGN detected by Fermi/LAT // *A&A*, 537:A32, 2012.
- [70] F. Tavecchio, G. Ghisellini, G. Bonnoli, and G. Ghirlanda. Constraining the location of the emitting region in Fermi blazars through rapid γ -ray variability // *MNRAS*, 405:L94–L98, 2010.
- [71] A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, and M. L. Lister. Radio/Gamma-ray Time Delay in the Parsec-scale Cores of Active Galactic Nuclei // *ApJ*, 722:L7–L11, 2010.
- [72] B. Rani, T. P. Krichbaum, A. P. Marscher, et al. Jet outflow and gamma-ray emission correlations in S5 0716+714 // *A&A*, 571:L2, 2014.
- [73] C. Chidiac, B. Rani, T. P. Krichbaum, et al. Exploring the nature of the broadband variability in the flat spectrum radio quasar 3C 273 // *A&A*, 590:A61, 2016.
- [74] L. Fuhrmann, S. Larsson, J. Chiang, et al. Detection of significant cm to sub-mm band radio and γ -ray correlated variability in Fermi bright blazars // *MNRAS*, 441:1899–1909, 2014.
- [75] V. Ramakrishnan, T. Hovatta, E. Nieppola, et al. Locating the γ -ray emission site in Fermi/LAT blazars from correlation analysis between 37 GHz radio and γ -ray light curves // *MNRAS*, 452:1280–1294, 2015.
- [76] C. D. Dermer and R. Schlickeiser. Model for the High-Energy Emission from Blazars // *ApJ*, 416:458, 1993.
- [77] A. C. Donea. Absorption of GeV and TeV g-Rays in M87 and 3C 273 // *International Cosmic Ray Conference*, 5:2671, 2003.
- [78] J. Poutanen and B. Stern. GeV Breaks in Blazars as a Result of Gamma-ray Absorption Within the Broad-line Region // *ApJ*, 717:L118–L121, 2010.
- [79] B. E. Stern and J. Poutanen. Variation of the $\gamma\gamma$ opacity by the He II Lyman continuum constrains the location of the γ -ray emission region in the blazar 3C 454.3 // *MNRAS*, 417:L11–L15, 2011.
- [80] J. Aleksić, L. A. Antonelli, P. Antoranz, et al. MAGIC Observations and multiwavelength properties of the quasar 3C 279 in 2007 and 2009 // *A&A*, 530:A4, 2011.
- [81] T. Armstrong, A. M. Brown, P. M. Chadwick, and S. J. Nolan. The detection of Fermi AGN above 100 GeV using clustering analysis // *MNRAS*, 452:3159–3166, 2015.

- [82] G. Ghisellini and F. Tavecchio. Rapid variability in TeV blazars: the case of PKS2155-304 // *MNRAS*, 386:L28–L32, 2008.
- [83] S. G. Jorstad, A. P. Marscher, I. Agudo, and B. Harrison. Analysis of Parsec-Scale Jet Behavior of a Sample of Blazars during High Gamma-Ray States. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts 218*, page 327.06, 2011.
- [84] F. K. Schinzel, A. P. Lobanov, G. B. Taylor, et al. Relativistic outflow drives γ -ray emission in 3C 345 // *A&A*, 537:A70, 2012.
- [85] A. P. Marscher. Turbulent, Extreme Multi-zone Model for Simulating Flux and Polarization Variability in Blazars // *ApJ*, 780:87, 2014.
- [86] N. R. MacDonald, A. P. Marscher, S. G. Jorstad, and M. Joshi. Through the Ring of Fire: Gamma-Ray Variability in Blazars by a Moving Plasmoid Passing a Local Source of Seed Photons // *ApJ*, 804:111, 2015.
- [87] N. R. MacDonald, S. G. Jorstad, and A. P. Marscher. “Orphan” γ -ray Flares and Stationary Sheaths of Blazar Jets // *ArXiv e-prints*, 2016.
- [88] K. I. Kellermann and I. I. K. Pauliny-Toth. The Spectra of Opaque Radio Sources // *ApJ*, 155:L71, 1969.
- [89] A. C. S. Readhead. Equipartition brightness temperature and the inverse Compton catastrophe // *ApJ*, 426:51–59, 1994.
- [90] T. Hovatta, E. Valtaoja, M. Tornikoski, and A. Lähteenmäki. Doppler factors, Lorentz factors and viewing angles for quasars, BL Lacertae objects and radio galaxies // *A&A*, 494:527–537, 2009.
- [91] T. Savolainen, D. C. Homan, T. Hovatta, et al. Relativistic beaming and gamma-ray brightness of blazars // *A&A*, 512:A24, 2010.
- [92] Y. Y. Kovalev, K. I. Kellermann, M. L. Lister, et al. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure // *AJ*, 130:2473–2505, 2005.
- [93] B. J. Rickett, W. A. Coles, and G. Bourgois. Slow scintillation in the interstellar medium // *A&A*, 134:390–395, 1984.
- [94] M. H. Cohen and W. M. Cronyn. Scintillation and Apparent Angular Diameter // *ApJ*, 192:193–197, 1974.

- [95] R. Narayan and J. Goodman. The shape of a scatter-broadened image. I - Numerical simulations and physical principles. // *MNRAS*, 238:963–1028, 1989.
- [96] J. Goodman and R. Narayan. The Shape of a Scatter Broadened Image - Part Two - Interferometric Visibilities // *MNRAS*, 238:995, 1989.
- [97] B. J. Rickett. Radio propagation through the turbulent interstellar plasma // *ARA&A*, 28:561–605, 1990.
- [98] C. R. Gwinn, Y. Y. Kovalev, M. D. Johnson, and V. A. Soglasnov. Discovery of Substructure in the Scatter-broadened Image of Sgr A* // *ApJ*, 794:L14, 2014.
- [99] M. D. Johnson and C. R. Gwinn. Theory and Simulations of Refractive Substructure in Resolved Scatter-broadened Images // *ApJ*, 805:180, 2015.
- [100] M. A. Strauss, J. P. Huchra, M. Davis, et al. A redshift survey of IRAS galaxies. VII - The infrared and redshift data for the 1.936 Jansky sample // *ApJS*, 83:29–63, 1992.
- [101] A. P. Lobanov and J. A. Zensus. A Cosmic Double Helix in the Archetypical Quasar 3C273 // *Science*, 294:128–131, 2001.
- [102] R. T. Zavala and G. B. Taylor. Faraday Rotation Measure Gradients from a Helical Magnetic Field in 3C 273 // *ApJ*, 626:L73–L76, 2005.
- [103] K. Asada, M. Inoue, S. Kameno, and H. Nagai. Time Variation of the Rotation Measure Gradient in the 3C 273 Jet // *ApJ*, 675:79–82, 2008.
- [104] A. A. Abdo, M. Ackermann, I. Agudo, et al. The Spectral Energy Distribution of Fermi Bright Blazars // *ApJ*, 716:30–70, 2010.
- [105] E. Komatsu, J. Dunkley, M. R.olta, et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation // *ApJS*, 180:330–376, 2009.
- [106] Н. С. Кардашев, В. В. Хартов, В. В. Абрамов, et al. “Радиоастрон” – телескоп размером 300000 км: основные параметры и первые результаты наблюдений. // *Астрономический Журнал*, 90:179, 2013.
- [107] B. Lott, L. Escande, S. Larsson, and J. Ballet. An adaptive-binning method for generating constant-uncertainty/constant-significance light curves with Fermi-LAT data // *A&A*, 544:A6, 2012.
- [108] F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello, et al. Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog // *ApJS*, 218:23, 2015.

- [109] E. W. Greisen. The Astronomical Image Processing System. In G. Longo & G. Sedmak, editor, *Acquisition, Processing and Archiving of Astronomical Images*, pages 125–142, 1990.
- [110] K. V. Sokolovsky, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and A. P. Lobanov. A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets. I. Evidence of dominating synchrotron opacity // *A&A*, 532:A38, 2011.
- [111] M. C. Shepherd. Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging. In G. Hunt and H. Payne, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, volume 125 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 77, 1997.
- [112] N. S. Kardashev, V. V. Khartov, V. V. Abramov, et al. "RadioAstron"-A telescope with a size of 300 000 km: Main parameters and first observational results // *Astronomy Reports*, 57:153–194, 2013.
- [113] A. T. Deller, W. F. Brisken, C. J. Phillips, et al. DiFX-2: A More Flexible, Efficient, Robust, and Powerful Software Correlator // *PASP*, 123:275, 2011.
- [114] G. Bruni, J. Anderson, W. Alef, A. Lobanov, and A. J. Zensus. Space-VLBI with RadioAstron: new correlator capabilities at MPIfR. In *Proceedings of the 12th European VLBI Network Symposium and Users Meeting (EVN 2014). 7-10 October 2014. Cagliari, Italy.*, page 119, 2014.
- [115] L. Petrov, Y. Y. Kovalev, E. B. Fomalont, and D. Gordon. The Very Long Baseline Array Galactic Plane Survey-VGaPS // *AJ*, 142:35, 2011.
- [116] D. J. Thompson, D. L. Bertsch, C. E. Fichtel, et al. Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory // *ApJS*, 86:629–656, 1993.
- [117] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, et al. Gamma-ray Light Curves and Variability of Bright Fermi-detected Blazars // *ApJ*, 722:520–542, 2010.
- [118] Mitchell C. Begelman, Andrew C. Fabian, and Martin J. Rees. Implications of very rapid tev variability in blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 384(1):L19, 2008.
- [119] Dimitrios Giannios, Dmitri A. Uzdensky, and Mitchell C. Begelman. Fast tev variability in blazars: jets in a jet // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 395(1):L29, 2009.

- [120] A. P. Marscher, S. G. Jorstad, I. Agudo, N. R. MacDonald, and T. L. Scott. Relation between Events in the Millimeter-wave Core and Gamma-ray Outbursts in Blazar Jets // *ArXiv e-prints*, 2012.
- [121] A. R. Thompson, J. M. Moran, and G. W. Swenson, Jr. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy, 2nd Edition*. Springer-Verlag, 2001.
- [122] R. A. Daly and A. P. Marscher. The gasdynamics of compact relativistic jets // *ApJ*, 334:539–551, 1988.
- [123] P. Mimica, M.-A. Aloy, I. Agudo, et al. Spectral Evolution of Superluminal Components in Parsec-Scale Jets // *ApJ*, 696:1142–1163, 2009.
- [124] J. L. Gómez, A. P. Lobanov, G. Bruni, et al. Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. I. Imaging BL Lacertae at 21 Microarcsecond Resolution // *ApJ*, 817:96, 2016.
- [125] T. Savolainen, K. Wiik, E. Valtaoja, and M. Tornikoski. Multifrequency VLBA monitoring of 3C 273 during the INTEGRAL Campaign in 2003. I. Kinematics of the parsec scale jet from 43 GHz data // *A&A*, 446:71–85, 2006.
- [126] S. Jorstad, A. Marscher, P. Smith, et al. Parsec-Scale Jet Behavior of the Quasar 3C273 during a High Gamma-Ray State in 2009-2010 // *International Journal of Modern Physics Conference Series*, 8:356–359, 2012.
- [127] B. Rani, B. Lott, T. P. Krichbaum, L. Fuhrmann, and J. A. Zensus. Constraining the location of rapid gamma-ray flares in the flat spectrum radio quasar 3C 273 // *A&A*, 557:A71, 2013.
- [128] R. A. Edelson and J. H. Krolik. The discrete correlation function - A new method for analyzing unevenly sampled variability data // *ApJ*, 333:646–659, 1988.
- [129] D. Emmanoulopoulos, I. M. McHardy, and I. E. Papadakis. Generating artificial light curves: revisited and updated // *MNRAS*, 433:907–927, 2013.
- [130] S. Connolly. A Python Code for the Emmanoulopoulos et al. [arXiv:1305.0304] Light Curve Simulation Algorithm // *ArXiv e-prints*, 2015.
- [131] B. M. Peterson, I. Wanders, K. Horne, et al. On Uncertainties in Cross-Correlation Lags and the Reality of Wavelength-dependent Continuum Lags in Active Galactic Nuclei // *PASP*, 110:660–670, 1998.

- [132] J. M. Marcaide and I. I. Shapiro. VLBI study of 1038 + 528 A and B - Discovery of wavelength dependence of peak brightness location // *ApJ*, 276:56–59, 1984.
- [133] A. B. Pushkarev, T. Hovatta, Y. Y. Kovalev, et al. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments. IX. Nuclear opacity // *A&A*, 545:A113, 2012.
- [134] Y. Y. Kovalev, A. P. Lobanov, A. B. Pushkarev, and J. A. Zensus. Opacity in compact extragalactic radio sources and its effect on astrophysical and astrometric studies // *A&A*, 483:759–768, 2008.
- [135] E. B. Fomalont. Image Analysis. In G. B. Taylor, C. L. Carilli, and R. A. Perley, editors, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, volume 180 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 301, 1999.
- [136] D. C. Homan, M. L. Lister, Y. Y. Kovalev, et al. MOJAVE. XII. Acceleration and Collimation of Blazar Jets on Parsec Scales // *ApJ*, 798:134, 2015.
- [137] D. C. Homan, R. Ojha, J. F. C. Wardle, et al. Parsec-Scale Blazar Monitoring: Proper Motions // *ApJ*, 549:840–861, 2001.
- [138] N. Vlahakis and A. Königl. Magnetic Driving of Relativistic Outflows in Active Galactic Nuclei. I. Interpretation of Parsec-Scale Accelerations // *ApJ*, 605:656–661, 2004.
- [139] F. D. D’Arcangelo, A. P. Marscher, S. G. Jorstad, et al. Rapid Multiwaveband Polarization Variability in the Quasar PKS 0420-014: Optical Emission from the Compact Radio Jet // *ApJ*, 659:L107–L110, 2007.
- [140] M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, et al. MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei // *AJ*, 146:120, 2013.
- [141] F. Mertens and A. Lobanov. Wavelet-based decomposition and analysis of structural patterns in astronomical images // *A&A*, 574:A67, 2015.
- [142] J. A. Hodgson, T. P. Krichbaum, A. P. Marscher, et al. Location of γ -ray emission and magnetic field strengths in OJ 287 // *A&A*, 597:A80, 2017.
- [143] K. Niinuma, M. Kino, A. Doi, et al. Discovery of a Wandering Radio Jet Base after a Large X-Ray Flare in the Blazar Markarian 421 // *ApJ*, 807:L14, 2015.
- [144] Y. Y. Kovalev, L. Petrov, and A. V. Plavin. VLBI-Gaia offsets favor parsec-scale jet direction in active galactic nuclei // *A&A*, 598:L1, 2017.

- [145] A. Lähteenmäki and E. Valtaoja. Total Flux Density Variations in Extragalactic Radio Sources. III. Doppler Boosting Factors, Lorentz Factors, and Viewing Angles for Active Galactic Nuclei // *ApJ*, 521:493–501, 1999.
- [146] V. I. Slysh. The synchro-Compton limit of the brightness temperature of nonstationary radio sources // *ApJ*, 391:453–455, 1992.
- [147] E. Valtaoja, A. Lähteenmäki, H. Teräsranata, and M. Lainela. Total Flux Density Variations in Extragalactic Radio Sources. I. Decomposition of Variations into Exponential Flares // *ApJS*, 120:95–99, 1999.
- [148] T. Savolainen, K. Wiik, E. Valtaoja, S. G. Jorstad, and A. P. Marscher. Connections between millimetre continuum variations and VLBI structure in 27 AGN // *A&A*, 394:851–861, 2002.
- [149] K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, et al. Doppler boosting, superluminal motion, and the kinematics of AGN jets // *Ap&SS*, 311:231–239, 2007.
- [150] A. Lobanov. Brightness temperature constraints from interferometric visibilities // *A&A*, 574:A84, 2015.
- [151] J. W. Armstrong, B. J. Rickett, and S. R. Spangler. Electron density power spectrum in the local interstellar medium // *ApJ*, 443:209–221, 1995.
- [152] M. A. Walker. Interstellar scintillation of compact extragalactic radio sources // *MNRAS*, 294:307, 1998.
- [153] V. L. Fish, M. D. Johnson, R.-S. Lu, et al. Imaging an Event Horizon: Mitigation of Scattering toward Sagittarius A* // *ApJ*, 795:134, 2014.
- [154] A. C. S. Readhead and A. Hewish. Galactic Structure and the Apparent Size of Radio Sources // *Nature*, 236:440–443, 1972.
- [155] R. Narayan. The Physics of Pulsar Scintillation // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 341:151–165, 1992.
- [156] C. R. Gwinn, M. C. Britton, J. E. Reynolds, et al. Interstellar Optics // *ApJ*, 505:928–940, 1998.
- [157] B. J. Rickett, T. J. W. Lazio, and F. D. Ghigo. Interstellar Scintillation Observations of 146 Extragalactic Radio Sources // *ApJS*, 165:439–460, 2006.
- [158] J. E. J. Lovell, B. J. Rickett, J.-P. Macquart, et al. The Micro-Arcsecond Scintillation-Induced Variability (MASIV) Survey. II. The First Four Epochs // *ApJ*, 689:108–126, 2008.

- [159] R. Blandford and R. Narayan. Low-frequency variability of pulsars // *MNRAS*, 213:591–611, 1985.
- [160] J. Y. Koay and J.-P. Macquart. Scatter broadening of compact radio sources by the ionized intergalactic medium: prospects for detection with Space VLBI and the Square Kilometre Array // *MNRAS*, 446:2370–2379, 2015.
- [161] J. M. Cordes and T. J. W. Lazio. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations // *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2002.
- [162] T. J. W. Lazio, R. Ojha, A. L. Fey, et al. Angular Broadening of Intraday Variable AGNs. II. Interstellar and Intergalactic Scattering // *ApJ*, 672:115–121, 2008.
- [163] A. B. Pushkarev and Y. Y. Kovalev. Milky Way scattering properties and intrinsic sizes of active galactic nuclei cores probed by very long baseline interferometry surveys of compact extragalactic radio sources // *MNRAS*, 452:4274–4282, 2015.
- [164] N. S. Kardashev. Radio Synchrotron Emission by Protons and Electrons in Pulsars and the Nuclei of Quasars // *Astronomy Reports*, 44:719–724, 2000.
- [165] D. C. Homan, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, et al. Intrinsic Brightness Temperatures of AGN Jets // *ApJ*, 642:L115–L118, 2006.
- [166] M. Petropoulou, T. Piran, and A. Mastichiadis. Spectral signatures of compact sources in the inverse Compton catastrophe limit // *MNRAS*, 452:3226–3245, 2015.
- [167] J. D. Jukes. Continuum Radiation from Quasi-stellar Sources // *Nature*, 216:461, 1967.
- [168] M. J. Rees. Proton Synchrotron Emission from Compact Radio Sources // *Astrophys. Lett.*, 2:1, 1968.
- [169] O. Tsang and J. G. Kirk. The inverse Compton catastrophe and high brightness temperature radio sources // *A&A*, 463:145–152, 2007.
- [170] D. B. Melrose. Coherent Emission in Astrophysics: A Critique // *Ap&SS*, 264:391–400, 1999.
- [171] M. C. Begelman, R. E. Ergun, and M. J. Rees. Cyclotron Maser Emission from Blazar Jets? // *ApJ*, 625:51–59, 2005.
- [172] K. Hirotani. Kinetic Luminosity and Composition of Active Galactic Nuclei Jets // *ApJ*, 619:73–85, 2005.

- [173] A. M. Kutkin, K. V. Sokolovsky, M. M. Lisakov, et al. The core shift effect in the blazar 3C 454.3 // *MNRAS*, 437:3396–3404, 2014.
- [174] A. A. Zdziarski, M. Sikora, P. Pjanka, and A. Tchekhovskoy. Core shifts, magnetic fields and magnetization of extragalactic jets // *MNRAS*, 451:927–935, 2015.
- [175] N. S. Kardashev. Nonstationarity of Spectra of Young Sources of Nonthermal Radio Emission // *Soviet Ast.*, 6:317, 1962.
- [176] T. Hovatta, M. F. Aller, H. D. Aller, et al. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XI. Spectral Distributions // *AJ*, 147:143, 2014.
- [177] T. Savolainen, K. Wiik, E. Valtaoja, and M. Tornikoski. Magnetic Field Structure in the Parsec Scale Jet of 3C 273 from Multifrequency VLBA Observations. In T. A. Rector and D. S. De Young, editors, *Extragalactic Jets: Theory and Observation from Radio to Gamma Ray*, volume 386 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 451, 2008.
- [178] H. Akaike. A New Look at the Statistical Model Identification // *IEEE Transactions on Automatic Control*, 6:716, 1974.
- [179] K. P. Burnham and D. R. Anderson. *Model Selection and Multimodel Inference: A Practical Information-Theoretic Approach*. Springer-Verlag, 2 edition, 2002.
- [180] M. Georganopoulos and A. P. Marscher. A Viewing Angle-Kinetic Luminosity Unification Scheme for BL Lacertae Objects // *ApJ*, 506:621–636, 1998.