

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

На правах рукописи

**Кутькин Александр Михайлович**

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛАЗАРОВ В ШИРОКОМ  
ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН.

Специальность 01.03.02 — Астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук  
М. Г. Ларионов

Москва — 2014

# Оглавление

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Введение</b>  | <b>4</b>  |
| Обозначения, константы, размерности . . . . .  | 13        |
| Список иллюстраций . . . . .   | 14        |
| Список таблиц . . . . .  | 16        |
| <b>1 Литературный обзор</b>  | <b>17</b> |
| 1.1 Активные ядра галактик . . . . .   | 17        |
| 1.1.1 Классификация . . . . .  | 18        |
| 1.1.2 Исследования АЯГ . . . . .   | 22        |
| 1.2 Эффект смещения ядра . . . . .   | 25        |
| 1.3 Блазары 3С 273 и 3С 454.3 . . . . .  | 28        |
| <b>2 Наблюдения и анализ кривых блеска источников</b>                                  | <b>31</b> |
| 2.1 Наблюдения и источники данных . . . . .  | 32        |
| 2.2 Методика исследования кривых блеска . . . . .                                      | 40        |
| 2.2.1 Гармонический анализ . . . . .   | 40        |
| 2.2.2 Вейвлетный анализ . . . . .  | 43        |
| 2.3 Результаты проведенного анализа . . . . .  | 51        |
| 2.3.1 3С 273 . . . . .   | 51        |
| 2.3.2 3С 454.3 . . . . .   | 58        |
| 2.4 Выводы по 2 главе . . . . .  | 63        |
| <b>3 Кросс-корреляционный анализ кривых блеска и эффект смещения ядра в источниках</b> | <b>64</b> |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 3.1      | Методика определения задержек . . . . .                               | 65         |
| 3.1.1    | Дискретная корреляционная функция . . . . .                           | 66         |
| 3.1.2    | Корреляционная функция интерполированных<br>временных рядов . . . . . | 67         |
| 3.1.3    | Ошибки определения временных задержек . . . . .                       | 67         |
| 3.2      | Результаты для ЗС 273 и ЗС 454.3 . . . . .                            | 73         |
| 3.3      | Смещение ядра в источниках . . . . .                                  | 76         |
| 3.3.1    | ЗС 273 . . . . .  | 76         |
| 3.3.2    | ЗС 454.3 . . . . .  | 77         |
| 3.4      | Выводы по 3 главе . . . . .   | 83         |
| <b>4</b> | <b>Приложения проведенного анализа и обсуждение</b>                   | <b>84</b>  |
| 4.1      | Переменность АЯГ . . . . .  | 84         |
| 4.2      | Оценка размеров зоны НП вокруг ЗС 454.3 . . . . .                     | 90         |
| 4.3      | Задержки вспышек на разных частотах . . . . .                         | 94         |
| 4.4      | Выводы по 4 главе . . . . .   | 101        |
|          | <b>Заключение</b>   | <b>102</b> |
|          | <b>Список литературы</b>  | <b>104</b> |

# Введение

Активные ядра галактик (АЯГ) — компактные объекты, расположенные в центральных областях далеких галактик. Излучение АЯГ сравнимо, а иногда значительно превосходит по мощности излучение родительской галактики. Высокая светимость АЯГ обусловлена аккрецией вещества на сверхмассивную черную дыру. В процессе дисковой аккреции формируются коллимированные релятивистские выбросы вещества (джеты), истекающие из центральных областей диска перпендикулярно его плоскости в двух противоположных направлениях. Если один из таких выбросов направлен под небольшим углом в сторону наблюдателя, об объекте говорят как о блазаре. Семейство блазаров включает в себя два стандартных класса АЯГ: лацертиды и квазары с плоскими спектрами. Выброс состоит из замагниченной электрон-позитронной и (или) электрон-протонной плазмы, движущейся с релятивистскими скоростями. За счет релятивистских эффектов наблюдаемая плотность потока излучения выброса, направленного к наблюдателю, значительно усиливается, а противоположно направленного — напротив, ослабляется. В результате, в общей доле светимости блазаров доминирует усиленное излучение джета [14]. Распределение энергии в спектре имеет два широких пика: в микроволновом и в гамма диапазоне. За такое распределение ответственны, по-видимому, два основных механизма: синхротронное излучение и обратное комптоновское рассеяние [15].

Со времен открытия до сегодняшнего дня множество принципиальных вопросов о физике АЯГ остаются открытыми. Эти вопросы охватывают широчайшие области современной физики: механика и магнитогидродинамика, квантовая теория и электродинамика, общая и специальная теории относительности, космология и другие. Так, в настоящее время нет единого мнения о природе пе-

ременности АЯГ. Также пока нет окончательного ответа на вопрос о размерах и местоположении тех компактных областей, где рождается излучение АЯГ в различных диапазонах спектра. Открытыми остаются и такие принципиальные вопросы, как: формирование и рост СМЧД в центрах галактик; эволюция и морфология АЯГ; механизмы запуска, коллимации и ускорения сверхсветовых выбросов вещества, наблюдаемых в АЯГ, и даже состав этого вещества. Одной из наиболее сложных и актуальных задач современной астрофизики является самосогласованная интерпретация получаемых научных данных об АЯГ в совокупности: наблюдения в отдельных спектральных линиях, мониторинг АЯГ в континууме, результаты картографирования АЯГ, детектирование частиц сверхвысоких энергий и другие. Построение реальной физической модели АЯГ требует использования всей совокупности наблюдательного материала совместно с результатами компьютерного моделирования.

Помимо бескрайнего теоретического интереса, исследование АЯГ подразумевает ряд практических применений, как, например, создание системы координат, основанной на прецизионной астрометрии этих объектов.

Интересным проявлением АЯГ является эффект смещения ядра (как видимого основания релятивистского выброса) с частотой. Изучение данного эффекта позволяет не только пролить свет на физические процессы, протекающие в центральных областях АЯГ, но оказывается крайне важно для высокоточной астрометрии, где АЯГ используются как реперные источники.

В данной работе исследуется ряд вопросов, связанных с переменностью АЯГ. В качестве изучаемых объектов выступают блазары 3С 273 и 3С 454.3, которые являются ярчайшими представителями объектов своего класса и обладают определенным приоритетом у исследователей. Яркий квазар 3С 273 находится достаточно близко ( $z = 0.158$ ) и имеет наибольшее количество наблюдательных данных во всевозможных диапазонах спектра. Блазар 3С 454.3 проявляет в последнее время колоссальную вспышечную активность в диапазонах от радио до гамма [1]. Исследование этих источников с использованием современных наблюдательных данных представляется чрезвычайно интересным.

Проводится изучение переменности и структуры внутренних областей релятивистских выбросов АЯГ на основе последних данных долговременного многочастотного мониторинга переменности, полученных на различных инструментах в крупнейших обсерваториях мира и покрывающих диапазон длин волн от радио до гамма.

В результате проведения гармонического и вейвлетного анализа этих данных получена частотно-временная локализация квазипериодических осцилляций в объектах 3С 273 и 3С 454.3, среди которых, наряду с уже отмеченными в литературе, некоторые обнаружены впервые. Впервые установлено, что восьмилетний цикл в 3С 273, объявленный как период переменности источника в ряде других работ (напр. [16, 17]), прекращает свое существование после 2000 года. Также впервые найден цикл с растущим периодом в рентгеновской кривой блеска 3С 273. В работе показано, что вейвлетный анализ является эффективным инструментом для исследования кривых блеска, т.к. позволяет проследить эволюцию циклических процессов в переменности источников.

С помощью кросс-корреляционного анализа кривых блеска получены относительные временные задержки вспышек на разных частотах. Это позволило верно спрогнозировать продолжительность вспышки 2010 – 2011 года. Для источников 3С 273 и 3С 454.3 впервые определен параметр  $k$ , характеризующий величину смещения ядра с частотой, причем для 3С 454.3 — несколькими независимыми методами. Результаты свидетельствуют в пользу стандартной модели выброса Блэндфорда-Кенигла [18, 19] с преобладанием синхротронного самопоглощения, а также служат подтверждением важного вывода о применимости кросс-корреляционного анализа для измерения сдвига радио ядра в блазарах. Определен ряд параметров выбросов (напряженность магнитного поля, линейные размеры ядра и др.).

Рассмотрен ряд приложений проведенного анализа: вычислена напряженность магнитного поля в релятивистских выбросах источников, а также линейные масштабы джетов. Рассчитаны скорость джета 3С 454.3, его угол раскрытия и кинетическая мощность. Полученные результаты представляют несомненную значимость для дальнейшего изучения АЯГ.

## Структура диссертации\*

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав и заключения, содержит 2 таблицы, 45 рисунков и библиографический список из 102 наименований. Общий объем рукописи составляет 113 страниц.

Первая глава является литературным обзором, где кратко представлены современные представления об АЯГ и их наблюдательные проявления. Здесь обсуждаются актуальные вопросы исследования этих объектов, их физические свойства, классификация, исторические аспекты их изучения и т.д. Описан эффект смещения радиоядра с частотой. Приведена обзорная информация по переменности ЗС 273 и ЗС 454.3.

Вторая глава посвящена описанию использованных наблюдательных данных и исследованию отдельных кривых блеска источников ЗС 273 и ЗС 454.3. Данные в радиодиапазоне на частотах 4.8 ГГц, 8 ГГц, 14.5 ГГц получены в обсерватории Мичиганского университета, на частотах 22.2 и 36.8 ГГц — в Крымской астрофизической обсерватории и в обсерватории Метсахови. Оптические данные получены в рамках международной кооперативной программы WEBT. Данные по рентгену в двух диапазонах получены с помощью космического телескопа RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer) и космической миссией Swift на аппаратах BAT (Burst Alert Telescope) и XRT (X-ray Telescope). В гамма диапазоне использованы данные обсерватории Fermi, полученные на инструменте LAT (Large Area Telescope). Часть данных по ЗС 273 заимствована из базы <http://isdc.unige.ch/3c273>. Для ЗС 454.3 использованы также РСДБ наблюдения, проведенные на решетке VLBA в октябре 2008 года. Методика анализа кривых блеска источников включает гармонический и вейвлетный анализ. Гармонический анализ проведен двумя методами: с использованием LS-спектров и периодограммы Шустера с последующим применением одномерного алгоритма CLEAN для получения «чистого» спектра. Оба метода дают согласованные результаты, выделяя несколько гармонических составляющих. Вейвлетный анализ, в свою очередь, позволяет проследить эволюцию этих составляющих во

---

\*Для удобства читающего здесь приводится краткое содержание работы, как в автореферате

времени. Показано, что циклические компоненты переменности возникают, эволюционируют и исчезают на временных масштабах годы – десятки лет. Восемилетний цикл ЗС 273 присутствует на всех частотах радиодиапазона и в некоторых работах позиционируется как период переменности источника. В данной работе установлено, что он постепенно увеличивает частоту и исчезает после 2000 года. Большой интерес представляет обнаруженный циклический компонент в рентгеновской кривой блеска ЗС 273: он присутствует на протяжении всего ряда наблюдений, а его период плавно возрастает за это время.

Третья глава посвящена кросс-корреляционному анализу кривых блеска объектов ЗС 273 и ЗС 454.3. Определение относительных временных задержек вспышек на разных частотах проведено с помощью двух методов: интерполяционного и дискретной корреляционной функции. Оба метода дают согласованные результаты в случае исследования длинных временных рядов, однако, первый метод предпочтительнее для небольших участков кривых блеска (как то одна вспышка). При интерполировании выбирается постоянный временной шаг, равный среднему значению интервала между наблюдениями (в радиодиапазоне 4–37 ГГц данные довольно однородны с интервалом в несколько дней). Для последующей кросс-корреляции проводится исключение линейного тренда из исходной кривой блеска.

Ошибки определения задержек, как правило, вызваны двумя основными факторами: неопределенность при измерении плотности потока и случайное попадание в исследуемый ряд заведомо ложных данных. Для учета этих факторов применяются соответственно Монте Карло симуляции и модифицированный бутстрэппинг (FR/RSS). Дополнительно в данной работе предложена методика учета ошибок, связанных с относительно короткими рядами данных по отдельным вспышкам (т.е. краевых эффектов) и с пропусками между наблюдениями.

В стандартной модели неоднородного выброса Блэндфорда и Кенигла положение ядра, как видимого основания выброса, зависит от частоты наблюдений. Характер этой зависимости выражается в виде степенного закона  $r \propto \nu^{-1/k}$ , где показатель  $k$  связан с распределением плотности энергии магнитного поля и концентрации частиц, а также с показателем распределения электронов по энергиям.



Вспышка на заданной частоте происходит в тот момент, когда возмущение, распространяющееся в выбросе, проходит поверхность с оптической толщиной  $\tau_{\nu_1} \approx 1$  для этой частоты. Тогда, при постоянной скорости возмущения в этой области, временная задержка вспышки пропорциональна сдвигу ядра ядра и описывается тем же степенным законом  $\Delta T \propto \nu^{-1/k}$ .

Таким образом, определение относительных временных задержек появления вспышек на разных частотах может быть использовано для установления величины эффекта смещения ядра с частотой. Для окончательной проверки этого утверждения проведено подробное сравнение результатов непосредственных измерений сдвига ядра и результатов кросс-корреляционного анализа кривых блеска источника 3С 454.3. Интерферометрические измерения проведены тремя независимыми методами: по измерениям размеров ядра (моделирование гауссовыми компонентами) на картах интенсивности в разных частотах, по двумерной кросс-корреляции карт и с использованием привязки к оптически тонкому компоненту, присутствующему на всех частотах.

Установлено, что смещение ядра  $r_c$ , размер ядра  $W_c$  и временной сдвиг  $\Delta T$  зависят от частоты одинаковым образом:  $r_c \propto W_c \propto \Delta T \propto \nu^{-1/k}$  с показателем  $k \approx 0.7$ . Этот важный результат позволяет не только понять природу временных задержек вспышек в блазарах, но также может значительно сэкономить ресурсы. Действительно, подход к измерению сдвига ядра на основе исследования кривых блеска выгодно отличается от проведения нескольких дорогостоящих интерферометрических сеансов для непосредственного измерения эффекта.

Четвертая глава посвящена приложениям проведенного анализа и обсуждению результатов.

Одной из возможных причин цикличности переменности АЯГ может являться сложное движение двойной системы сверхмассивных черных дыр, бóльшая из которых обладает массивным аккреционным диском. Ударные волны, вызванные прохождением компаньона сквозь аккреционный диск, достигают истоков релятивистского выброса, порождая мощные вспышки во всех диапазонах электромагнитного спектра.

В подобных системах должны обнаруживаться три основных циклических составляющих переменности, связанных с периодом вращения центрального тела и внутренних областей диска, периодом обращения и периодом прецессии. В рамках определенных предположений (устойчивость орбиты требует положить ее размер  $R > 10^{16}$  см, а наблюдения дают ограничение сверху на массу центральной черной дыры  $M_{\bullet} < 10^{10} M_{\odot}$ ) можно рассчитать массы компонентов, размеры орбиты, температуру и плотность среды в области движения компаньона, время жизни системы до слияния и другие. Можно найти геометрические параметры аккреционного диска: его толщину, размеры и т.д. Зная температуру и плотность, можно также оценить размеры ионизованной области вокруг блазара. Отсутствие ярко выраженной периодичности (как в двойных системах звездных масс) в этих объектах может быть объяснено дополнительными эффектами, связанными с изменением геометрических характеристик (перекрытие, изменение угла наклона выброса) и неоднородностью распределения вещества в системе.

Следует отметить, что могут существовать и другие механизмы, ответственные за квази-периодичность излучения блазаров, как, например, спиральное движение возмущений в релятивистских выбросах.

Показатель  $k$ , характеризующий сдвиг ядра может быть использован для определения ряда физических параметров источников. В предположении равнораспределения плотности энергии релятивистских электронов и магнитного поля найдена напряженность и градиент последнего в области ядра, найдены линейные масштабы областей излучения на разных частотах. Линейный размер ядра блазара 3C 454.3 на частоте 43 ГГц составляет около 10 пк, а средняя напряженность магнитного поля в нем  $B = 0.07 \pm 0.04$  Гс. При этом плотность частиц и напряженность поля падают с расстоянием  $r$  вдоль струи как  $N \propto r^{-1.6}$  и  $B \propto r^{-0.8}$  соответственно.

Полная мощность (кинетическая светимость) электрон-позитронного выброса 3C 454.3 составляет по нашим оценкам  $P_j \sim 10^{44}$  эрг/с. Для электрон-протонного джета мощность выше в  $m_{p+}/m_{e-} = 1836.2$  раз.

Общее значение показателя  $k$  в частотной зависимости размера и смещения ядра ЗС 454.3 в диапазоне 4.6–43 ГГц свидетельствует о том, что градиент внешнего давления не играет определяющей роли в геометрии выброса на данных масштабах (10–100 пк).

Используя измеренные относительные смещения ядра ЗС 454.3 и временные задержки вспышки, можно найти видимую скорость выброса:  $\mu_{\text{app}} \simeq 0.7$  мс/год. Это значение в несколько раз выше измеренного по РСДБ наблюдениям в ряде других работ. Возможно, вспышка 2008 года в ЗС 454.3 связана с экстремальным движением компонента выброса. В пользу этого говорит большой разброс скоростей разных компонентов струи в данном источнике. С другой стороны, различие измеренной скорости может отражать разные масштабы, на которых она измерена. Действительно, найденная скорость струи соответствует движению вещества во внутренних областях (порядка 1 пк), а измерения РСДБ относятся к гораздо более далеким областям джета, где наблюдаются отдельные компоненты. В этом случае скорость выброса падает с расстоянием, то есть имеет место замедление релятивистского выброса. Также может играть роль предположение о появлении вспышки: на адиабатической стадии развития вспышки (максимум постепенно падает с просветлением движущегося компонента), ее пик происходит несколько раньше, чем возмущение достигает ядра (положения  $\tau_{\nu} \approx 1$  для стационарного выброса). Это может приводить к переоценке скорости, так как временная задержка  $\Delta T$  оказывается меньше, чем реальное время, необходимое компоненту для прохождения расстояния  $\Delta r$  между положениями ядра на разных частотах.

Из проведенных расчетов явствует картина локализации излучающих областей в выбросе источника во время развития вспышки. В миллиметровом диапазоне вспышка появляется на характерном расстоянии от истоков выброса 10 пк, затем, через несколько месяцев, на расстоянии порядка 100 пк наблюдается максимум излучения в сантиметровом диапазоне.

В заключении сформулированы положения, выносимые на защиту, а также приведены благодарности автора.

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

1. XXVI конференция «Актуальные проблемы внегалактической астрономии» // ПРАО АКЦ ФИАН, 21–23 апреля 2009 г., Пущино.
2. Конференция «150 лет спектральным исследованиям в астрофизике: от Кирхгофа до наших дней» (Kirchhoff-150) // НИИ КрАО, 7–13 июня 2009 г., Научный, Украина.
3. The X G. Gamow's Odessa Astronomical Summer Conference 23–28 August, 2010, Odessa, Ukraine.
4. Всероссийская астрономическая конференция «От эпохи Галилея до наших дней» // САО РАН, п. Нижний Архыз, 13–18 сентября 2010 г.
5. XXVIII конференция «Актуальные проблемы внегалактической астрономии» // ПРАО АКЦ ФИАН, 19–21 апреля 2011 г., Пущино.
6. The XI G. Gamow's Odessa Astronomical Summer Conference-School 22–28 August, 2011, Odessa, Ukraine.
7. XXIX конференция, «Актуальные проблемы внегалактической астрономии» // ПРАО АКЦ ФИАН, 17–19 апреля 2012 г., Пущино.
8. Conference «The Innermost Regions of Relativistic Jets and Their Magnetic Fields» June 10-14th, 2013, Granada, Spain
9. Всероссийская астрономическая конференция «Многоликая Вселенная», 23-27 сентября 2013 года, Санкт-Петербург.

и опубликованы в работах [1] —[5] (См. также наши работы [6] —[13]).

# бозначения, константы, размерность

В данной работе используется система СГС (сантиметр, грамм, секунда). В качестве астрофизических величин расстояния и плотности потока излучения используются «парсек» ( $1 \text{ пк} \approx 3.26 \text{ световых года} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}$ ) и «Янский» ( $1 \text{ Ян} = 10^{-23} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2 \text{сек Гц}}$ ).

В работе использовано положительное определение спектрального индекса  $\alpha = d(\ln F_\nu)/d(\ln \nu)$ .

В качестве основных космологических параметров приняты значения:  $H_0 = 71 \text{ км/с/Мпк}$ ,  $\Omega_m = 0.27$ , and  $\Omega_\lambda = 0.73$  [22].

Встречающиеся аббревиатуры:

- АЯГ — Активные ядра галактик
- ДСЧД — Двойная система СМЧД
- ККФ — Кросс-корреляционная функция
- КПД — Коэффициент полезного действия
- РСДБ — Радиointерферометр(ия) со сверхдлинными базами
- ЧД — Черная дыра; СМЧД — Сверхмассивная черная дыра
- ЭСЯ — Эффект смещения ядра

# Список иллюстраций

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.1  | Распределение энергии в спектре блазара W Com . . . . .             | 21 |
| 1.2  | Унифицированная схема АЯГ . . . . .                                 | 22 |
| 1.3  | Карта неба в $\gamma$ -диапазоне Fermi . . . . .                    | 24 |
| 1.4  | Иллюстрация к описанию ЭСЯ . . . . .                                | 25 |
| 1.5  | Экспериментальное обнаружение ЭСЯ . . . . .                         | 26 |
| 1.6  | Карты спектрального индекса источника 3C 120 . . . . .              | 28 |
| 1.7  | Изображения квазаров 3C 273 и 3C 454.3 . . . . .                    | 29 |
| 2.1  | Кривые блеска 3C 273 в радиодиапазоне . . . . .                     | 34 |
| 2.2  | Кривые блеска 3C 273 в других диапазонах . . . . .                  | 35 |
| 2.3  | Кривые блеска 3C 454.3 в радиодиапазоне . . . . .                   | 36 |
| 2.4  | Кривые блеска 3C 454.3 в других диапазонах . . . . .                | 37 |
| 2.5  | РСДБ-карта интенсивности блазара 3C 454.3 . . . . .                 | 38 |
| 2.6  | Карта распределения спектрального индекса 3C 454.3 . . . . .        | 39 |
| 2.7  | Примеры вейвлетов МНАТ и Морле . . . . .                            | 44 |
| 2.8  | Случай-1: сигнал с двумя гармониками . . . . .                      | 47 |
| 2.9  | Случай-2: резкое изменение частоты . . . . .                        | 49 |
| 2.10 | Случай-3: плавное изменение частоты . . . . .                       | 50 |
| 2.11 | CLEAN и LS спектры мощности кривой блеска 3C 273 на 8 ГГц . . . . . | 51 |
| 2.12 | CLEAN и LS спектры мощности кривых блеска 3C 273 . . . . .          | 53 |
| 2.13 | LS-спектр кривой блеска 3C 273 в фильтре В . . . . .                | 54 |
| 2.14 | Вейвлет-спектр кривой блеска 3C 273 на 8 ГГц . . . . .              | 55 |
| 2.15 | Вейвлет-спектры кривых блеска 3C 273 . . . . .                      | 56 |
| 2.16 | Вейвлет-спектры кривых блеска 3C 273 за 1987–1997 . . . . .         | 57 |

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 2.17 | CLEAN и LS спектры мощности кривой блеска 3C 454.3 на 8 ГГц             | 59  |
| 2.18 | CLEAN и LS спектры мощности кривых блеска 3C 454.3 . . . . .            | 60  |
| 2.19 | Вейвлет-спектр кривой блеска 3C 454.3 на 14.5 ГГц . . . . .             | 61  |
| 2.20 | Вейвлет-спектры кривых блеска 3C 454.3 . . . . .                        | 62  |
| 3.1  | Сравнение дискретной и интерполяционной ККФ . . . . .                   | 68  |
| 3.2  | Нормированное распределение пиков ККФ . . . . .                         | 69  |
| 3.3  | Вспышка 2008–2009 гг. в 3C 454.3 . . . . .                              | 70  |
| 3.4  | Иллюстрация к алгоритму поиска задержки . . . . .                       | 72  |
| 3.5  | Частотно-временное представление кривых блеска 3C 273 . . . . .         | 74  |
| 3.6  | Кросс-корреляционные функции кривых блеска 3C 454.3 . . . . .           | 75  |
| 3.7  | Частотная зависимость задержек кривых блеска 3C 273 . . . . .           | 77  |
| 3.8  | РСДБ изображения 3C 454.3 на различных частотах . . . . .               | 78  |
| 3.9  | VLBA-спектры ядра и компонента С7 3C 454.3 . . . . .                    | 79  |
| 3.10 | Смещение и размер ядра 3C 454.3 . . . . .                               | 80  |
| 4.1  | Вейвлет-спектр оптической кривой блеска 3C 273 . . . . .                | 85  |
| 4.2  | Сравнение кривой блеска 3C 273 (8 ГГц) и шумовых сигналов . . . . .     | 86  |
| 4.3  | LS-спектры кривой блеска 3C 273 и шумового сигнала. . . . .             | 87  |
| 4.4  | Фурье спектры мощности кривой блеска 3C 273 и шумового сигнала. . . . . | 88  |
| 4.5  | Спектр 3C 454.3 по данным NED . . . . .                                 | 91  |
| 4.6  | Зависимость $\alpha(T)$ . . . . .                                       | 92  |
| 4.7  | Зависимость $R_S(T)$ для разных значений $n_0$ . . . . .                | 94  |
| 4.8  | Схема локализации излучающих областей в джете 3C 454.3 . . . . .        | 100 |

---

Если в тексте не оговорено обратное, иллюстрации и соответствующие результаты глав 2–4 получены автором диссертации. В лит. обзоре большинство рисунков принадлежит другим авторам (см. соотв. ссылки).

# Список таблиц

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 3.1 | Временные задержки кривых блеска ЗС 273 . . . . . | 73 |
| 3.2 | Результаты анализа для ЗС 454.3 . . . . .         | 81 |



# Глава 1

## Литературный обзор

### 1.1 Активные ядра галактик

Существует большой класс далеких внегалактических объектов, основная доля излучения которых имеет нетепловой характер. Ранее подобные источники отождествлялись со звездами, но позднее было установлено, что они находятся далеко за пределами Нашей Галактики и имеют колоссальную светимость. Также стало известно, что эти объекты связаны с далекими галактиками, а их излучение не связано со звездным населением и исходит из центральных областей этих галактик. К первооткрывателям данных объектов относят В. Амбарцумяна [23], К. Сейферта [24] и К. Шмидта [25], чьи работы послужили толчком к интенсивному изучению феномена Активных Ядер Галактик (АЯГ; англ. AGN — active galactic nuclei).

Активные ядра галактик — большое семейство космических объектов, которые характеризуются огромной светимостью (до  $10^{48}$  эрг/с), локализованной в небольшом объеме пространства (не более нескольких парсек) в центральных областях галактик. Характерными признаками АЯГ являются: 1) нетепловой спектр излучения; 2) переменность излучения на временных масштабах от нескольких часов и менее до десятков лет; 3) морфологические особенности этих объектов: наличие коллимированных выбросов вещества (джетов); 4) присутствие в спектрах широких эмиссионных линий (наблюдается не у всех АЯГ); 5) поляризация излучения. По характеру излучения (мощности, виду спектра,

наличию линий и т.д.) АЯГ существенно различаются между собой [26, 27].

Из переменности можно получить верхнюю оценку на размеры областей излучения АЯГ:  $r \leq c\Delta t$ , где  $\Delta t$  — время переменности. Характерное значение  $r \sim 3 \cdot 10^{15} - 10^{17}$  см, или менее 0.1 пк [28]. Для объяснения наблюдаемого энерговыделения в столь малых объемах потребовалось привлечь особые механизмы, как то аккреция на сверхмассивную черную дыру (СМЧД). Энергетический КПД дисковой аккреции на два порядка выше, чем КПД ядерных реакций. Большинство АЯГ имеют релятивистские выбросы вещества (джеты), истекающие из ядерной области и направленные в противоположные стороны перпендикулярно плоскости аккреционного диска. Запуск джетов, по-видимому, обусловлен магнитогидродинамическими процессами, которые протекают на внутренних краях диска [29], но вопрос о роли вращающейся СМЧД в формировании выбросов в настоящее время активно дискутируется. Основные механизмы излучения джетов АЯГ — синхротронное излучение релятивистских электронов в магнитном поле и обратное комптоновское рассеяние фотонов на этих релятивистских электронах [30]. На масштабах десятки-сотни парсек многие выбросы имеют клочковатую структуру, и наблюдается сверхсветовое движение их компонентов [31].

### 1.1.1 Классификация

В настоящее время существует четыре основных общепринятых типа проявления активности галактических ядер: радиогалактики, сейфертовские галактики (SyG), квазары и объекты типа VL Lacertae (лацертиды). Квазары с плоским спектром и лацертиды часто относят к общему классу: блазарам. Ниже данная классификация рассматривается более подробно.

Радиогалактики — как правило гигантские эллиптические галактики, которые обладают сильнейшим излучением в радио диапазоне, по мощности превышающим оптическое излучение [26]. По ширине наблюдаемых эмиссионных линий их делят на два типа: радиогалактики с широкими линиями (BLRG — Broad Line Radio Galaxies, I тип) и радиогалактики с узкими линиями (NLRG — Narrow Line Radio Galaxies, II тип). Излучение этих объектов в радиодиапазоне

связано с протяженными структурами — выбросами вещества из центральных областей. По особенностям морфологии выбросов принято делить радиогалактики на два типа FrI (типа For A, с усилением радиояркости в протяженных компонентах при приближении к оптической галактике) и FrII (с радиовыбросом и «горячими пятнами» на периферии). Такое деление было предложено в работе [32] и характеризует баланс между давлением релятивистского газа внутри протяженных компонент и внешним давлением среды. Некоторые исследователи считают, что радиогалактики FrII со временем, вследствие затухания активности, переходят в тип FrI [33].

Сейфертовские галактики, названные так в честь их первооткрывателя, являются спиральными галактиками с яркими ядрами. Излучение этих ядер имеет нетепловой характер, в их спектрах наблюдаются сильные широкие линии излучения водорода, гелия и других элементов. В зависимости от ширины крыльев разрешенных линий излучения в спектрах их делят на SyI ( $\Delta V > 5000$  км/с) и SyII (см [34]). Однако более половины сейфертовских галактик относятся к промежуточным типам. Таким образом, данное деление несколько условно и зависит, в основном, от темпа аккреции на СМЧД (см. [35]). Переменность плотности потока в оптическом диапазоне составляет около одной звездной величины на временах от нескольких дней до нескольких недель, иногда происходят мощные вспышки. Спектр сейфертовских галактик в радиодиапазоне похож на спектр квазаров (см. ниже), что свидетельствует в пользу существования связи между этими классами объектов.

Квазары (от англ. QSO — Quasi Stellar Object, квази-звездный объект) представляют собой активные ядра далеких гигантских (диаметром около 50 кпк) галактик с красным смещением до  $z = 4 - 6$  [26]. Как правило, компактный центральный источник континуума в квазарах оказывается настолько мощным, что на изображении в оптическом диапазоне он ярче родительской галактики, и объект выглядит похожим на звезду (отсюда и название этих источников). Первым был открыт близкий квазар 3C 273, который является одним из самых ярких и наиболее изученных. Величина его красного смещения составляет  $z = 0.158$ . Квазары — мощнейшие источники излучения во Вселен-

ной, чья полная светимость в радио, инфракрасном, оптическом, рентгеновском и гамма диапазонах достигает  $10^{47} - 10^{48}$  эрг/сек, что на несколько порядков превышает светимость родительской галактики [28]. Примерно 10–20% квазаров обладают мощным радиоизлучением, которое связано с протяженными структурами — радио выбросами вещества. Размеры выбросов могут достигать нескольких Мпк.

Блазары относятся к радиогромким АЯГ: этот класс включает в себя радио-квазары с плоским спектром (англ. FSRQ — Flat Spectrum Radio Quasars — со спектральным индексом  $\alpha < 0.5$  в диапазоне 1.4–5 ГГц) и объекты типа BL Lacertae (лацертиды) [26]. Последние характеризуются очень слабыми эмиссионными линиями с эквивалентной шириной  $\Delta\lambda < 5 \text{ \AA}$ , или вообще отсутствием линий в спектре. Блазары обнаруживают сильную переменность во всех диапазонах длин волн (например, в оптике — до 5 звездных величин), высокую степень поляризации в оптическом диапазоне, мощное рентгеновское и гамма-излучение, вплоть до энергий  $\sim 1 \text{ ТэВ}$  [15].

За счет релятивистских эффектов, блазары обладают экстремальными свойствами. Влияние данных эффектов становится значительным при малых углах наклона выброса к лучу зрения. Высокие значения Лоренц- и Допплер-факторов могут приводить к значительному сокращению наблюдаемых времен переменности и усилению регистрируемой плотности потока, а также к тому, что у источников зачастую наблюдается только односторонний выброс [26]: в результате доплеровского уярчения (англ. Doppler boosting) плотность потока излучения джета, направленного к нам, может быть на несколько порядков выше, чем у контр-выброса, поток от которого подвергается противоположному эффекту. Спектральные линии формируются вне релятивистской струи и, не будучи усиленными, замываются мощным излучением джета.

Пример распределения энергии в спектре (англ. SED — Spectral Energy Distribution) блазара W Com приведен на рисунке 1.1. При построении модели излучения учитывается синхротронный (в диапазонах от радио до рентгеновского) и комптоновский (гамма диапазон) механизмы. Дополнительный вклад в оптическую – рентгеновскую области спектра вносит тепловое излучение аккре-

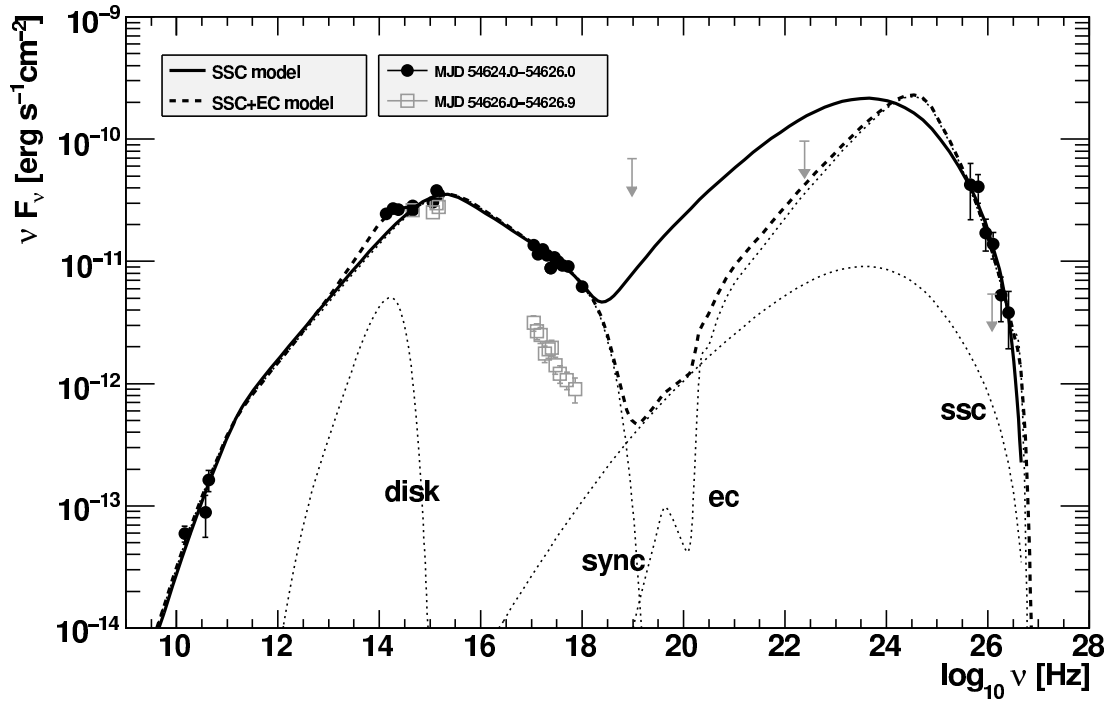


Рис. 1.1: Распределение энергии в спектре блазара *W Com* (из [36]).

ционного диска, а в гамма-диапазоне учитывается также обратное комптоновское рассеяние фотонов, попадающих в джет извне (т.н. внешнее комптоновское рассеяние – External Compton Scattering) [36]. Кружки и квадраты соответствуют разным эпохам наблюдений и иллюстрируют сильную переменность источника.

Существует еще один класс слабоактивных АЯГ, так называемые лайнеры (англ. LINER – Low Ionization Nuclear Emission Region galaxies). Они обладают самой низкой светимостью среди АЯГ. В спектрах ядер этих галактик наблюдаются узкие линии излучения (в несколько сотен км/с), подобные линиям зон Стрёмгрена. Светимость ядер лайнеров  $10^{39} - 10^{41}$  эрг/с и ниже [37].

Для объяснения наблюдательных особенностей АЯГ разных типов при общем физическом механизме генерации излучения была разработана так называемая «унифицированная схема» АЯГ [26]. Из-за наличия поглощающего газопылевого тора спектральные характеристики АЯГ могут демонстрировать существенно различные свойства в зависимости от угла, под которым они наблюдаются (см. рис. 1.2). Так, например, если джет направлен под небольшим углом к наблюдателю, то объект должен обнаруживать свойства блазаров: излучение

одного из выбросов усиливается, а другого — ослабляется за счет релятивистских эффектов, линии пропадают, появляется экстремальная переменность. Если этот же объект наблюдается с ребра, то он будет выглядеть как типичная радиогалактика: центральная машина скрыта газо-пылевым тором, два противоположно направленных выброса расположены перпендикулярно плоскости тора.

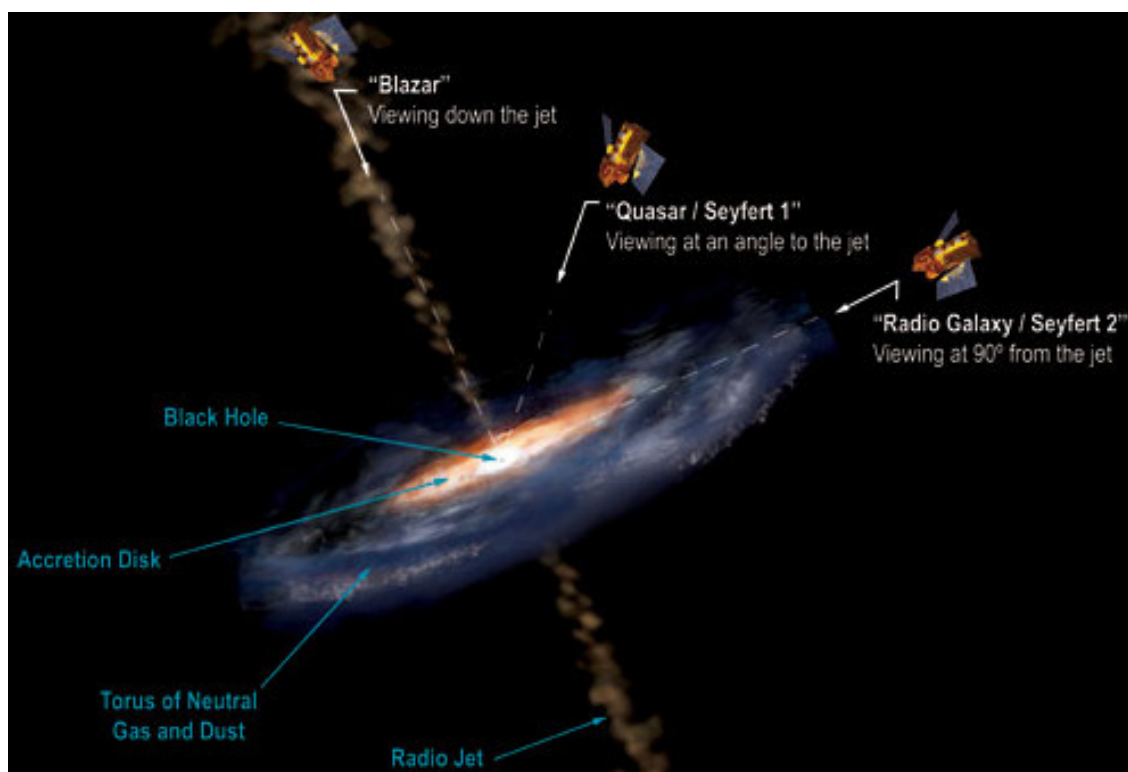


Рис. 1.2: Унифицированная схема АЯГ (А. Simonnet, [www.nasa.gov](http://www.nasa.gov))

Данная модель сама по себе, однако, не объясняет всего наблюдательного многообразия АЯГ и должна быть дополнена с учетом окружения и взаимодействия галактик и их эволюционных особенностей.

### 1.1.2 Исследования АЯГ

Исследования АЯГ представляют огромный интерес для современной астрофизики. При этом, наряду с астрономическими наблюдениями, интенсивно используется построение теоретических моделей и компьютерный счет.

Наблюдения АЯГ проводятся уже довольно давно. Так, для наиболее из-

вестного квазара 3C 273 имеются измерения яркости в фильтре  $B$  начиная с 1887 года [38], то есть с тех времен, когда само понятие АЯГ еще не существовало. В настоящее время оптические наблюдения АЯГ проводятся на крупнейших телескопах мира.

Во второй половине XX века, с развитием радиоастрономии, АЯГ начали наблюдать в радиодиапазоне. Здесь постепенно возникли два основных направления: долговременный мониторинг, проводимый на одиночных антеннах и наблюдения в режиме интерферометрии с участием нескольких антенн. Мониторинг является сравнительно недорогим и несложным методом, дает возможность проследить поведение активности источников на длительных интервалах времени. Радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ), в свою очередь, позволяет получать изображения АЯГ с очень высоким угловым разрешением, пока недоступным при наблюдениях в других диапазонах спектра.

Благодаря радиоастрономическим наблюдениям, со времен открытия АЯГ, об этих объектах стало известно много интересных фактов. Например, оказалось, что многие радиогалактики, видимые в оптике как обычные эллиптические галактики, имеют колоссальные светимости и большие протяженные структуры в радиодиапазоне. Эти «радиоуши» располагаются, как правило, симметрично относительно ядра, а их размеры достигают нескольких Мпк. В релятивистских выбросах блазаров было обнаружено сверхсветовое видимое движение вещества. Были построены карты распределения спектральных индексов и углов поляризации, исследованы физические условия в центральных областях и т.д.

В настоящее время исследование АЯГ в радиодиапазоне проводится на крупнейших телескопах мира. Это могут быть как одиночные антенны (напр., «Arecibo» в Пуэрто Рико с диаметром зеркала 300 м, 100-метровый телескоп «GBT» в Грин-Бэнк), так и антенные решетки (напр., «БСА» в Пуццино). Для РСДБ-наблюдений используются несколько антенн, расположенных в разных частях света. В связи с этим создаются научные коллаборации, занимающиеся исследованиями АЯГ (напр., «MOJAVE»<sup>1</sup>).

---

<sup>1</sup>См. <https://www.physics.purdue.edu/astro/mojave/>

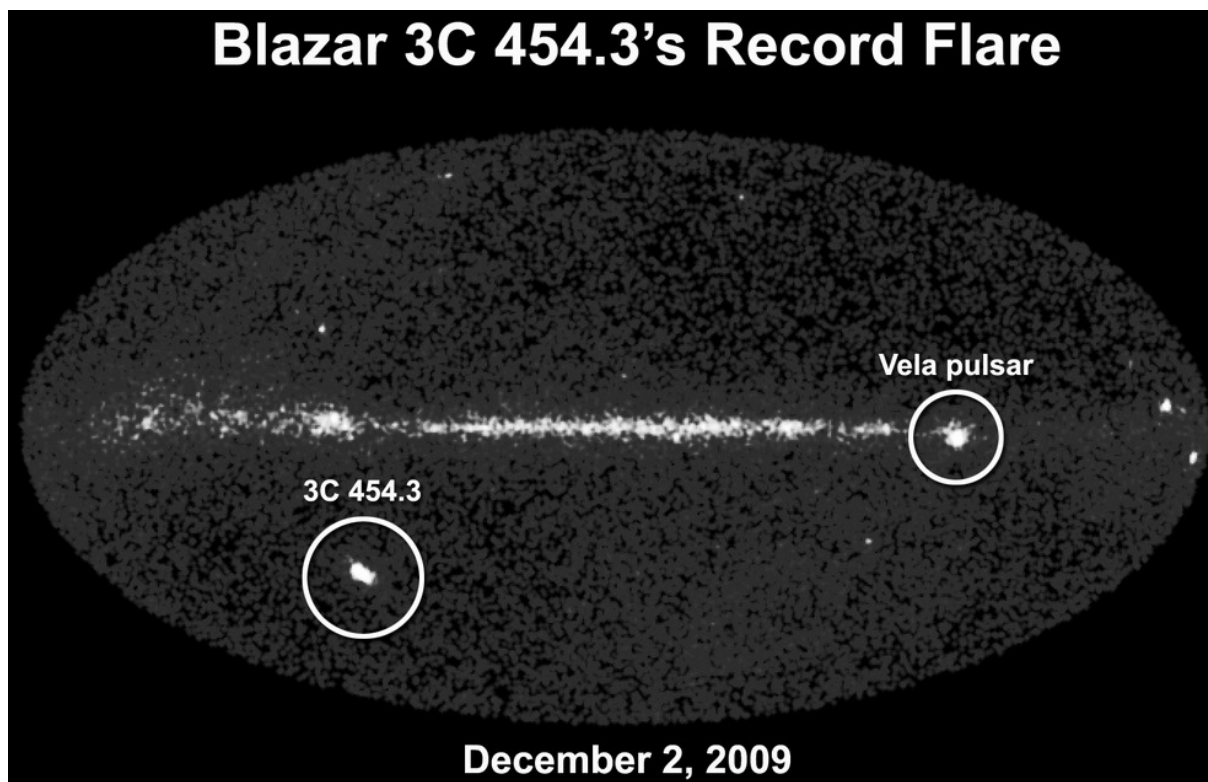


Рис. 1.3: Карта неба *Fermi* в  $\gamma$ -диапазоне (*NASA/Fermi LAT Collaboration*).

Для получения беспрецедентного углового разрешения в режиме РСДБ-наблюдений в 2011 году был реализован международный наземно-космический проект «Радиоастрон»: 10-метровый радиотелескоп запущен на вытянутую орбиту вокруг Земли [39]. Данный интерферометр призван позволить заглянуть в самые «недра» АЯГ, измерить яркостные температуры джетов и получить подробные изображения их структур.

В рентгеновском и гамма диапазонах, непрозрачных для земной атмосферы, АЯГ наблюдаются с космических аппаратов, среди которых наиболее известны обсерватории «Swift»<sup>2</sup> и «Fermi».<sup>3</sup> Миссия Свифт (запущена в 2004 г.) имеет основной задачей наблюдение транзиентных источников в рентгеновском и гамма диапазонах. Параллельно телескопы обсерватории наблюдают множество АЯГ в режиме мониторинга. В качестве инструментов выступают три телескопа: гамма-телескоп для регистрации вспышечных явлений (ВАТ) с рабочим диапазоном энергии 15–195 кэВ, рентгеновский телескоп (ХРТ; диапазон

<sup>2</sup>Сайт миссии: <http://swift.gsfc.nasa.gov>

<sup>3</sup>Сайт миссии: <http://fermi.gsfc.nasa.gov>



0.3—10 кэВ) и ультрафиолетовый телескоп (UVOT; длина волны 70—650 нм). Обсерватория Ферми (бывшее название GLAST; запущена в 2008 г.) наблюдает небо в диапазоне 10 кэВ — 300 ГэВ. Основным инструментом обсерватории — широкопольный телескоп (LAT), с помощью которого проводится обзор неба в гамма-диапазоне.

На рисунке 1.3 показана карта неба в гамма диапазоне, полученная на телескопе LAT обсерватории Fermi. На карте специально отмечен блазар 3C 454.3, который в декабре 2009 вспыхнул и стал на время самым ярким  $\gamma$ -источником на небе. За такие вспышки 3C 454.3 получил прозвище «безумный бриллиант» (англ. Crazy Diamond) от команды AGILE [40].

Многие АЯГ являются источниками частиц сверхвысоких энергий и наблюдаются также на соответствующих детекторах черенковского излучения, как, например, «MAGIC»<sup>4</sup>.

Построение реальной физической модели АЯГ представляет собой сложную задачу, требующую использования всех имеющихся наблюдательных данных в совокупности.

## 1.2 Эффект смещения ядра

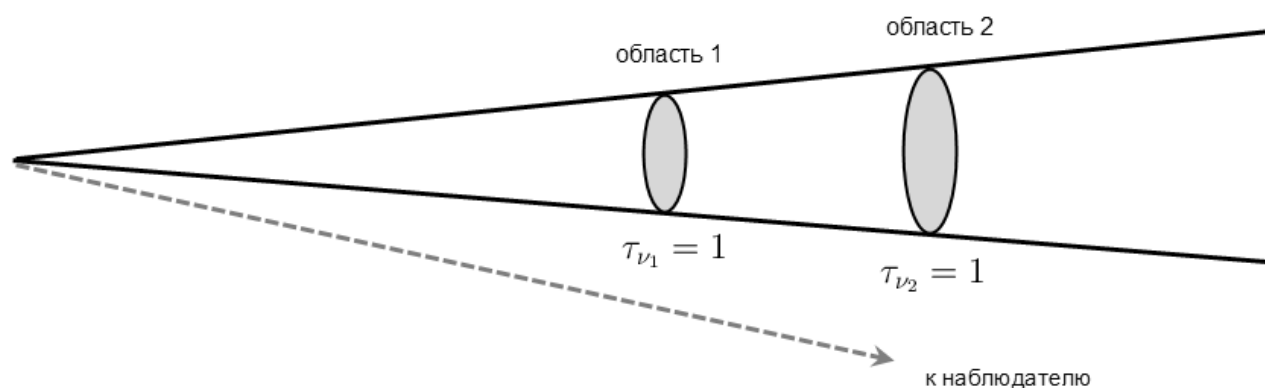


Рис. 1.4: Иллюстрация к описанию эффекта смещения ядра

<sup>4</sup>Сайт миссии <https://magic.mpp.mpg.de>

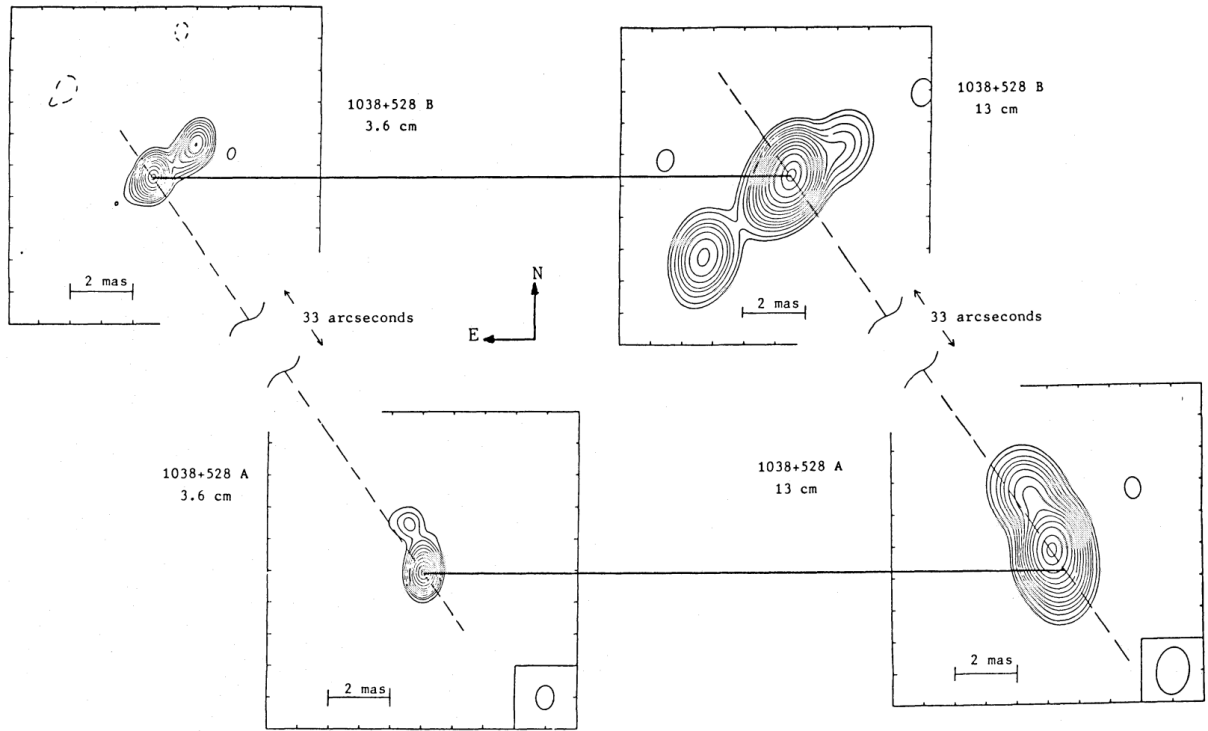


Рис. 1.5: Экспериментальное обнаружение эффекта смещения ядра (из [21]).

Наиболее компактную часть у основания релятивистского выброса принято называть радио ядром. В стандартной модели релятивистского выброса Блэндфорда-Кёнигла [18], где плотность частиц и напряженность магнитного поля падают вдоль оси выброса, это поверхность с оптической толщиной  $\tau \approx 1$  (то есть фотосфера), которая находится на определенном расстоянии от истоков выброса. Регистрируемое положение этой поверхности зависит от частоты наблюдений (эффект смещения ядра), и характер этой зависимости определяется действующими механизмами поглощения. На рисунке 1.4 приведена иллюстрация данного эффекта: на частоте  $\nu_1 > \nu_2$  оптическая толща  $\tau = 1$  достигается ближе к истокам выброса. Таким образом, положение ядра на разных частотах оказывается различным. Из рисунка 1.4 также легко можно видеть, что в случае конической формы выброса и его постоянной скорости размер ядра как фотосферы оказывается в той же зависимости от частоты наблюдений.

Если основным механизмом поглощения в релятивистском выбросе является синхротронное самопоглощение, то зависимость положения ядра от частоты можно представить в виде  $r_{core} \propto (\nu_{obs})^{-1/k}$ , где показатель  $k$  зависит от

распределения плотности энергии частиц и магнитного поля [19, 41] и измеряется экспериментально. В настоящее время значение  $k$  измерено для нескольких десятков блазаров. Среднее значение  $k = 0.99 \pm 0.14$  близко к единице [42]. Значение  $k = 1$  выполняется для свободно распространяющегося выброса при условии доминирования синхротронного самопоглощения и равномерного распределения плотности энергии частиц и магнитного поля. Если одно из этих условий нарушается, или появляется ускорение выброса (например, в результате действия градиента внешнего давления), то величина показателя  $k$  меняется. Более подробно см. Гл. 4.

Относительное смещение ядра на разных частотах было экспериментально обнаружено в 1984 году для источника 1038+528 [21]. Авторы отметили различные положения ядра на длинах волн 3.6 и 13 см (см. рис. 1.5).

Изучение данного эффекта представляет большой интерес для современной астрономии. В работе [43] показано, что без корректного учета данного эффекта не удастся правильно построить карты спектрального индекса (т.е. совместить изображения источника, полученные на разных частотах). Пример такого «некорректного» и «корректного» наложения приведен на рис. 1.6. Из рисунка видно, что без учета смещения ядра (1 и 2 панели) можно получить совсем неожиданные и нефизичные результаты: например, оптически толстый выброс и оптически тонкое ядро. Это же справедливо и при построении РСДБ карт фарадеевского вращения. Следовательно, систематический учет этого эффекта необходим для понимания и изучения природы физических механизмов, протекающих в центральных областях АЯГ.

Кроме того, знание величины смещения ядра оказывается крайне важно для точной астрометрии, где наблюдения АЯГ на разных частотах используются при формировании каталогов реперных источников [44, 45].

Измерения величины смещения ядра позволяют определить такие физические параметры выброса, как напряженность магнитного поля в ядре, расстояние начала струи от центральной машины, кинетическую мощность выброса и другие [41, 46]); а также сделать выводы о градиентах давления и плотности окружающей среды и областях широких и узких эмиссионных линий [47].

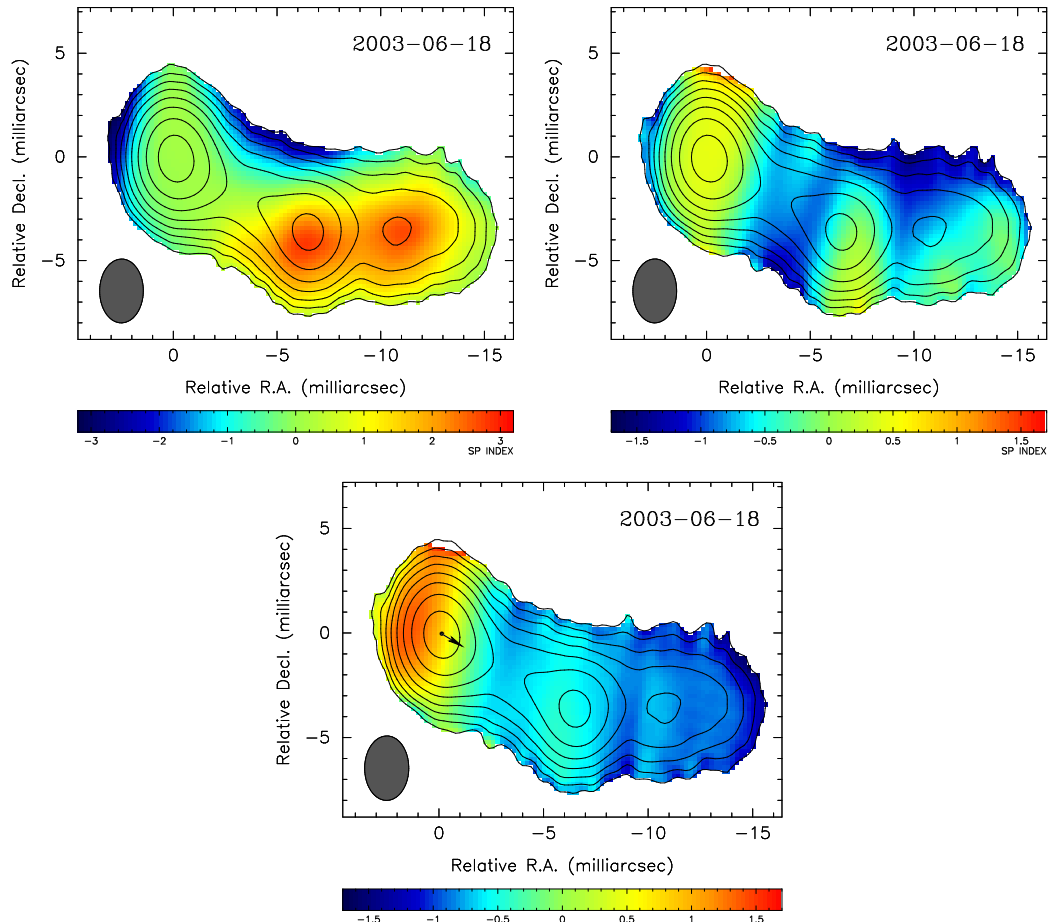


Рис. 1.6: Карты спектрального индекса источника 3C 120 для частот 2–8 ГГц, совмещенные по: фазовому центру (1), по положению ядра (2) и по совмещению оптически тонких компонентов выброса (3). (из [43]).

### 1.3 Блазары 3C 273 и 3C 454.3

Как уже отмечалось, квазар **3C 273** является одним из наиболее известных представителей АЯГ, что объясняется его близостью к Земле ( $z = 0.158$ ) и значительной яркостью (видимая звездная величина в фильтре V составляет около 13) [51]. Масса центральной черной дыры в квазаре 3C 273 превышает массу Солнца примерно в миллиард раз (напр. [56]). Этот источник демонстрирует ярко выраженную переменность излучения во всех диапазонах спектра и регулярно наблюдается в крупнейших обсерваториях мира. В радиодиапазоне 3C 273 наблюдается уже более 50 лет, а в оптическом — более 100 лет. Уже в 1963 г. было отмечено наличие 13-летнего периода переменности 3C 273 [52] в оп-

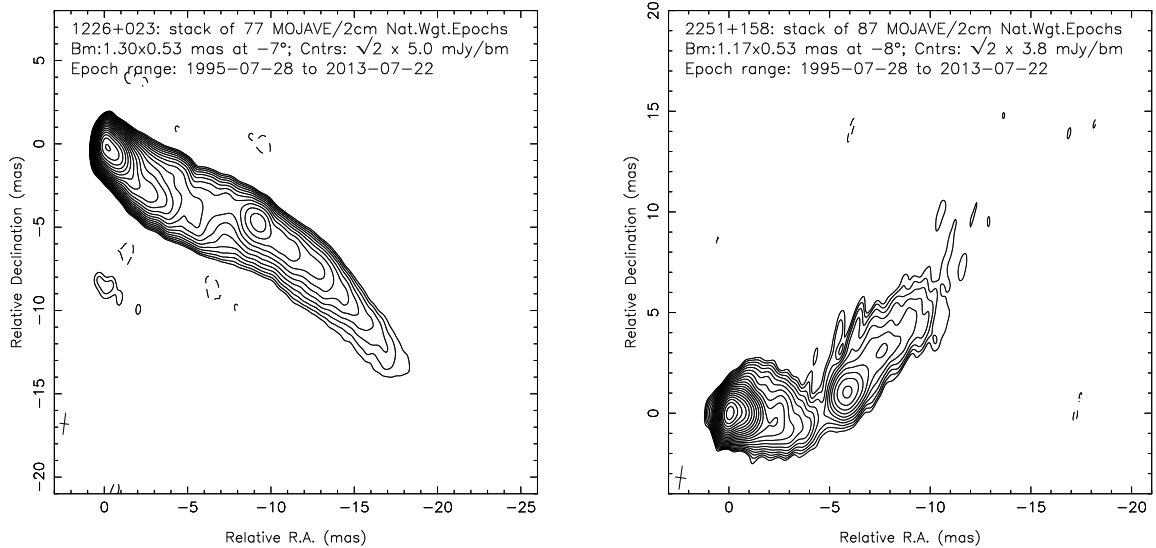


Рис. 1.7: Изображения квазаров 3C 273 и 3C 454.3 (с сайта MOJAVE).

тическом диапазоне. Позднее многие исследователи обнаружили периодические составляющие изменений плотности потока, сравнимые с этим периодом [53, 49]. Бабаджанянц и Белоконь обнаружили квази-период в 13.4 года, исследуя длинные ряды наблюдений в В-полосе (с 1887 по 1991 гг.) и сравнивая эти данные с миллисекундной структурой радиоджета [38]. Фан, Ромеро и Лин [54] также отмечали наличие периода 13.65 года в оптическом диапазоне, что в пределах ошибок, указанных авторами, согласуется с данными работы [38]. Кроме того, в работе [54] обнаружено наличие двухлетнего периода в источнике. В 2002 году Манчанда сообщил об обнаружении 13.5-летнего периода в рентгеновском диапазоне (50 кэВ) [55], что послужило толчком к активному обсуждению механизмов энерговыделения, действующих в АЯГ. Жанг и др. в работе [17] нашли период 8.1 года на частоте 15 ГГц, используя вейвлет анализ.

Источник 3C 454.3 (PKS B2251+158) является ярчайшим представителем АЯГ. По классификации его относят к блазарам. Красное смещение 3C 454.3 составляет  $z = 0.859$  [51]. 3C 454.3 обладает одним из наибольших значений плотности потока в диапазоне миллиметровых длин волн среди данной категории объектов и обладает сильной переменностью излучения во всех диапазонах: от радио до гамма. В распределении энергии по частоте у 3C 454.3 имеются типичные для квазаров с плоским спектром два максимума, один из которых расположен в инфракрасной и оптической областях, другой — в рентгеновском и гамма

диапазонах. В спокойном состоянии (между вспышками) у ЗС 454.3 отмечен избыток ультрафиолетового излучения, по-видимому связанного с аккреционным диском (напр. [60]). Мощное рентгеновское и гамма излучение источника обеспечивается обратным комптоновским рассеянием внешних фотонов от диска или тора (см., напр. [61]).

На протяжении последних семи лет ЗС 454.3 демонстрирует крайне высокую вспышечную активность как в радио, так и в других диапазонах спектра [9]. Три последние радио-вспышки, произошедшие в источнике за это время характеризуются последовательным увеличением амплитуды. Так, впервые за историю наблюдений источника, максимум плотности потока радиоизлучения на миллиметровых волнах достиг значения более 40 Ян (во время вспышки 2010–2012 гг.). А во время последних вспышек в гамма диапазоне блазар ЗС 454.3 являлся самым ярким гамма источником на небе [62].

Исследования переменности излучения источников ЗС 273 и ЗС 454.3 проводятся в обсерватории Мичиганского университета<sup>5</sup> на частотах 4.8, 8 и 14.5 ГГц. На частотах 22.2 ГГц и 36.8 ГГц: в Крымской астрофизической обсерватории<sup>6</sup> и в обсерватории Метсахови<sup>7</sup>. Радио карты МОJAVE (15 ГГц) источников ЗС 273 и ЗС 454.3 приведены на рис. 1.7.

---

<sup>5</sup>Сайт обсерватории <http://www.astro.lsa.umich.edu>

<sup>6</sup>Сайт обсерватории <http://crao.crimea.ua>

<sup>7</sup>Сайт обсерватории <http://metsahovi.aalto.fi>

## Глава 2

# Наблюдения и анализ кривых блеска источников

Глава посвящена исследованию отдельных кривых блеска источников 3С 273 и 3С 454.3 в различных диапазонах длин волн. Данные на частотах радиодиапазона получены в рамках международных программ долговременного мониторинга внегалактических источников. Одной из основных задач таких программ является обнаружение гармонических составляющих в кривых блеска. Исследование квази-периодических колебательных процессов, протекающих в активных ядрах галактик, крайне важно для понимания природы этих источников и установления действующих физических механизмов излучения АЯГ. В этой и в последующих главах под периодами подразумеваются квази-периодические гармонические составляющие, найденные при анализе кривых блеска источников в данной работе и в ряде других работ.

---

Материал 2 главы основан и цитируется согласно публикациям автора [1] - [4] и [9] - [11].

## 2.1 Наблюдения и источники данных

В работе использованы наблюдательные данные источников 3C 273 и 3C 454.3 в радиодиапазоне, полученные на частотах 4.8 ГГц, 8 ГГц и 14.5 ГГц — в обсерватории Мичиганского университета, на частотах 22.2 и 36.8 ГГц — в Крымской астрофизической обсерватории и в обсерватории Метсахови. Кроме этого, для источника 3C 273 использованы наблюдения на трех частотах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, заимствованные из «базы данных 3C 273»<sup>1</sup> [58, 59]. Поскольку измерения проводились на различных инструментах, были приняты средние значения частот: 90, 230 и 362 ГГц. При этом отбирались только надежные наблюдательные данные, имеющие неотрицательное значение «flag» (см. описание базы данных). Отсюда же взяты оптические и рентгеновские данные для 3C 273.

В оптическом диапазоне основная часть данных для 3C 454.3 заимствована из архива международной кооперативной программы «Всемирный блазарный телескоп» (англ. WEBT - The Whole Earth Blazar Telescope). Дополнительные оптические данные были получены в Американской ассоциации наблюдателей переменных звезд AAVSO<sup>2</sup> [63], а также в рамках проекта Fermi/SMARTS<sup>3</sup> [64].

Рентгеновские данные для 3C 454.3 заимствованы из архивов миссии Swift<sup>4</sup>. Наблюдения проведены на аппаратах BAT (Burst Alert Telescope) и XRT (X-ray Telescope). Наблюдательные данные по объекту 3C 273 в рентгеновских диапазонах 10 и 50 кэВ взяты из базы данных 3C 273 (см. выше). Большая часть этих данных получена с помощью космического телескопа RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer).

Для 3C 273 и 3C 454.3 мы также использовали наблюдательные данные в гамма-диапазоне, которые были получены на инструменте Large Area Telescope (LAT) космической обсерватории Fermi [65]. Были выбраны данные с суточным усреднением потока. Диапазон энергий составляет от 100 МэВ до 300 ГэВ. Авторы каталога LAT (первого года работы Fermi) предупреждают, что опублико-

---

<sup>1</sup><http://isds.unige.ch/3c273>

<sup>2</sup><http://www.aavso.org/>

<sup>3</sup><http://www.astro.yale.edu/smarts/glast>

<sup>4</sup><http://swift.gsfc.nasa.gov>



ванные данные носят «предварительный» характер и не должны быть использованы для построения моделей или получения абсолютных значений потоков. В данной работе анализируется лишь время появления мощных вспышек в гамма-диапазоне, поэтому точная калибровка использованных данных не требуется.

На рисунке 2.1 приведены кривые блеска ЗС 273 на частотах радиодиапазона 4.8—362 ГГц. Наиболее долговременные наблюдения имеются на 8 и 90 ГГц, при этом во втором случае данные содержат большие пропуски. Отчетливо прослеживается временное запаздывание ярких вспышек на низких частотах по сравнению с высокими (подробнее об этом см. главу 3). На рисунке 2.2 приведены кривые блеска ЗС 273 в оптическом (фильтр В), двух рентгеновских (10 и 50 кэВ) и гамма-диапазонах.

Кривые блеска ЗС 454.3 в радио, оптическом (фильтр R), рентгеновском и гамма-диапазонах приведены на рисунках 2.3 и 2.4.

Наблюдательные данные в радиодиапазоне, полученные в обсерваториях Метсахови, Мичиганского университета и Крымской Астрофизической принадлежат соавторам [1]–[4]. Радиоинтерферометрические данные для ЗС 454.3 получены К. Соколовским [5]. Остальные наблюдательные данные мониторинга принадлежат соответствующим организациям (см. ссылки выше).

Более подробную информацию об использованных наблюдательных данных можно найти в наших работах [1]–[5].

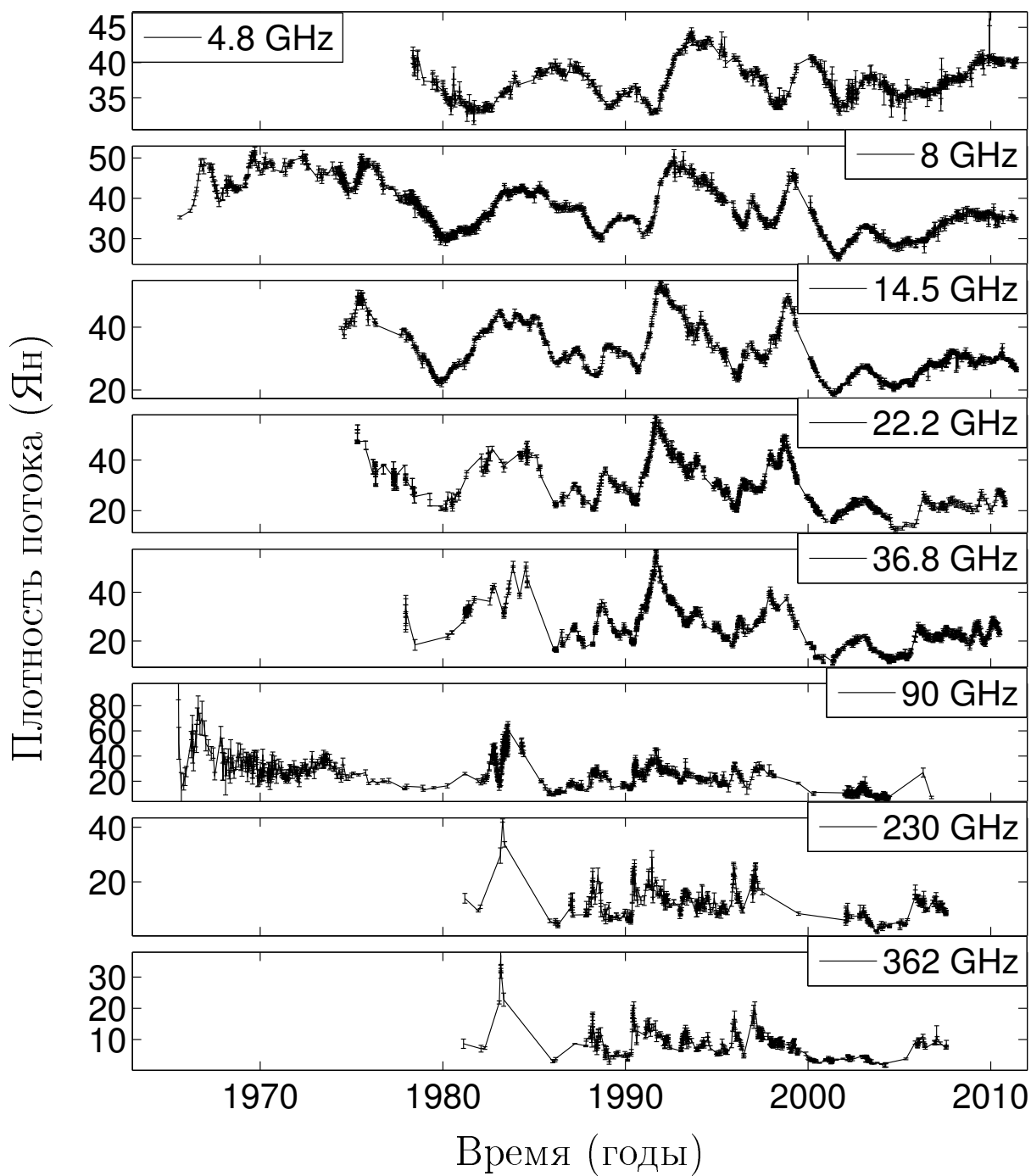


Рис. 2.1: Кривые блеска 3C 273 в радиодиапазоне

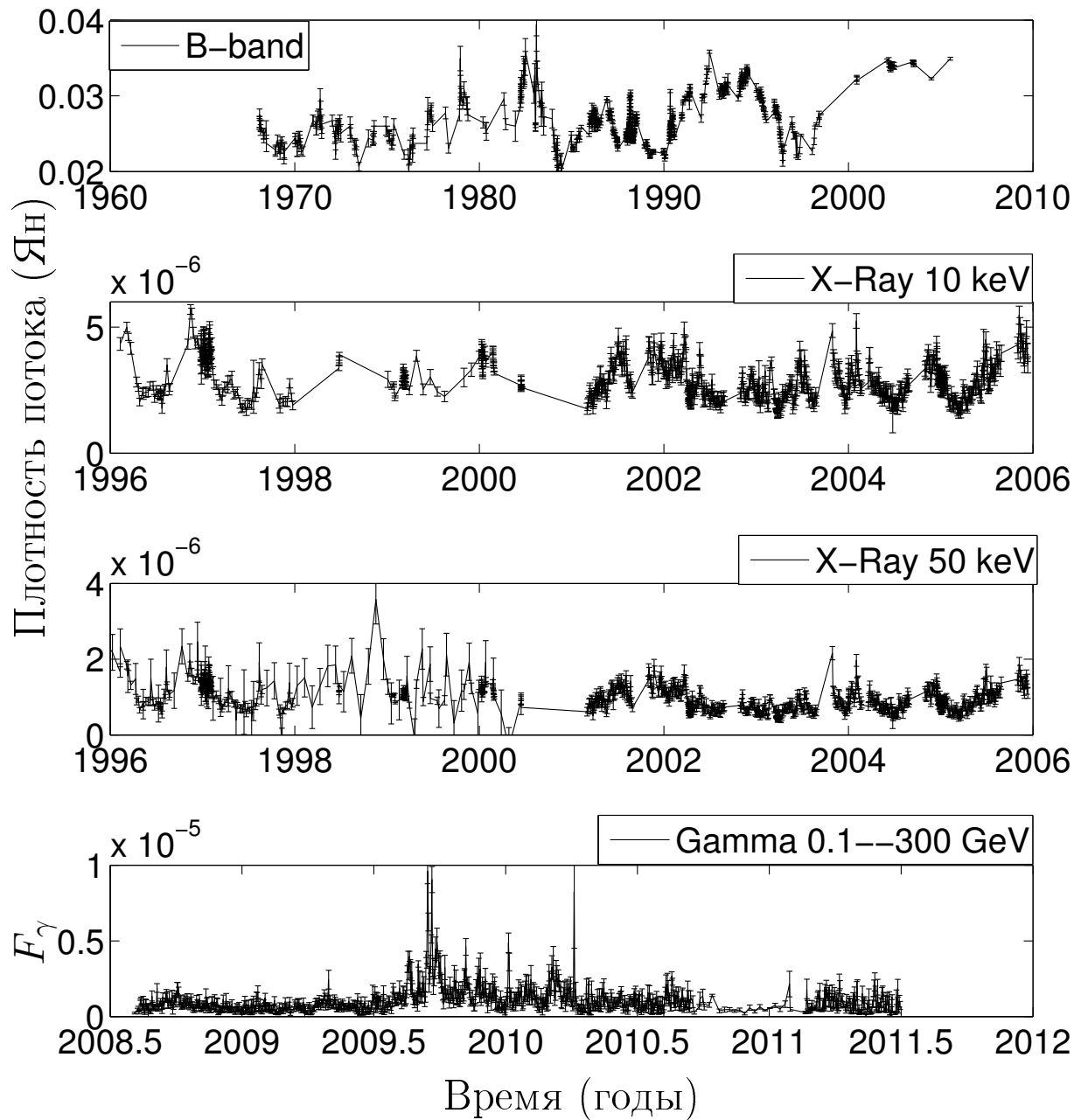


Рис. 2.2: Кривые блеска 3C 273 в оптическом, рентгеновском и  $\gamma$  диапазонах.

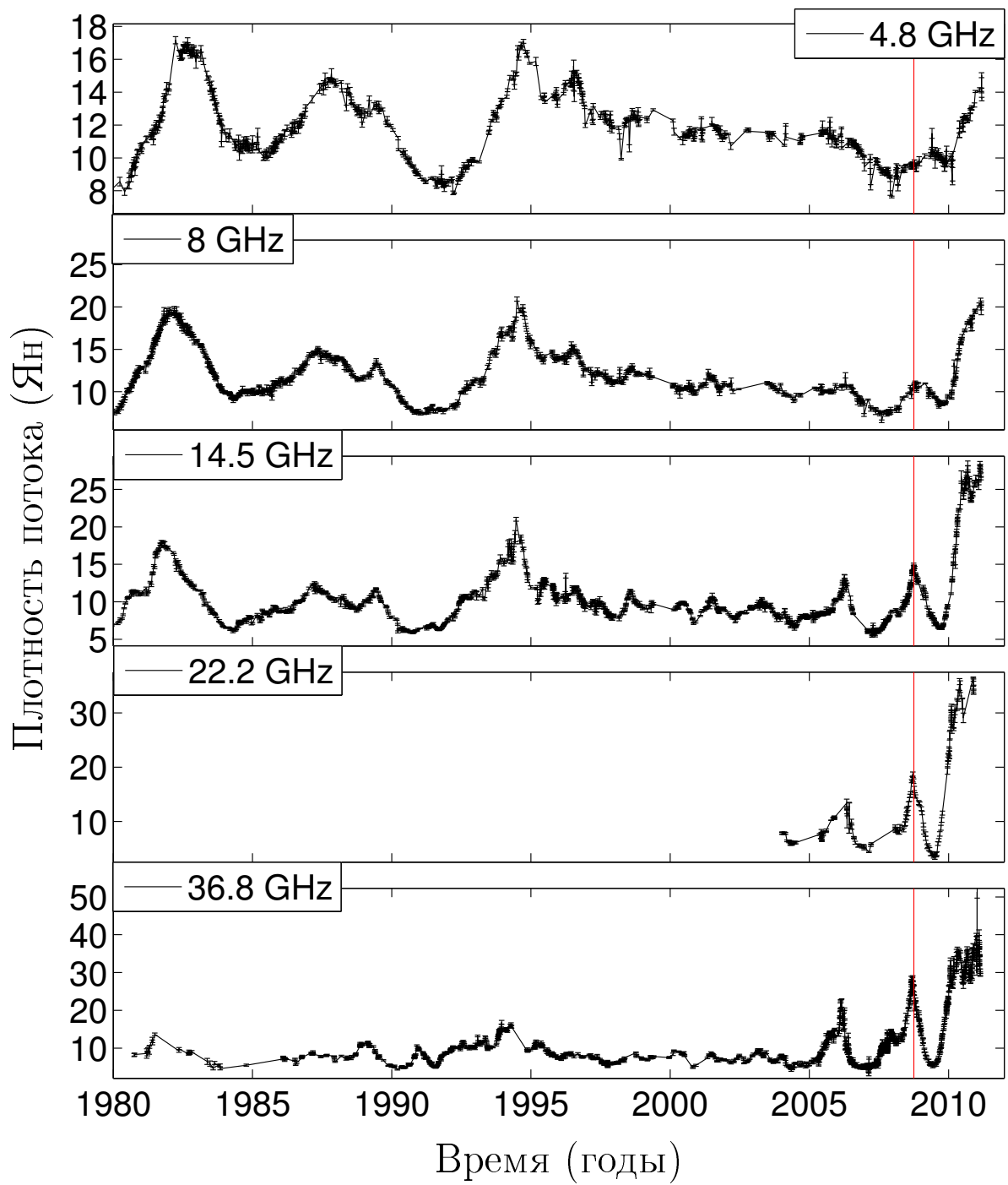


Рис. 2.3: Кривые блеска 3C 454.3 в радиодиапазоне. Вертикальная линия соответствует проведению РСДБ-сеанса.

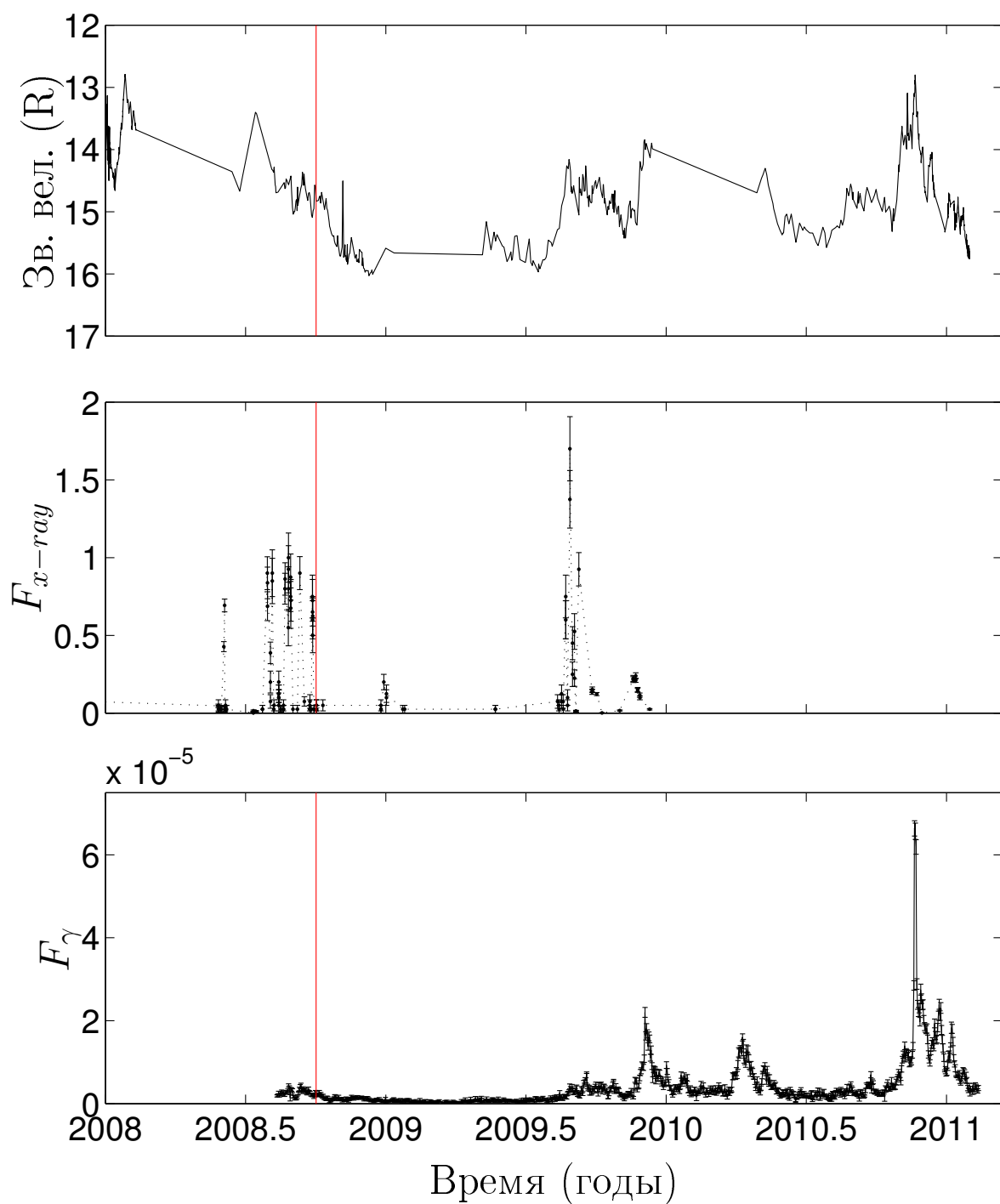


Рис. 2.4: Кривые блеска ЗС 454.3 в оптическом, рентгеновском и  $\gamma$  диапазонах.

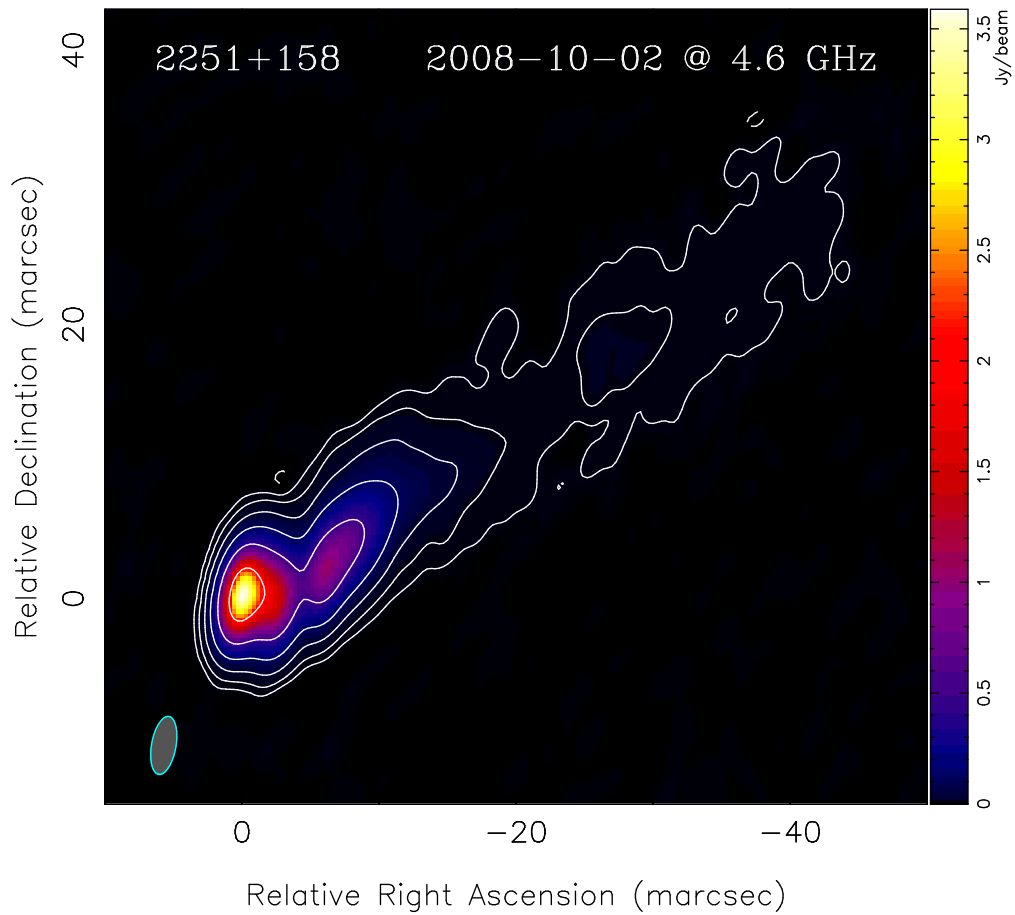


Рис. 2.5: РСДБ-карта интенсивности блазара 3C 454.3. Наблюдения 2.10.2008, частота 4.6 ГГц. Результат К. Соколовского [5].

### РСДБ-наблюдения 3C 454.3

Для 3C 454.3 мы не располагаем данными в радиодиапазоне на частотах выше 37 ГГц, однако, в нашем распоряжении имеются данные радиоинтерферометрических наблюдений, которые были проведены 2 октября 2008 года на телескопе VLBA (англ. Very Long Baseline Array — система из десяти 25-метровых антенн Национальной Радиоастрономической Обсерватории (NRAO) в рамках программы мониторинга гамма-ярких блазаров на 7 частотах радиодиапазона: от 4.6 до 43 ГГц [66].

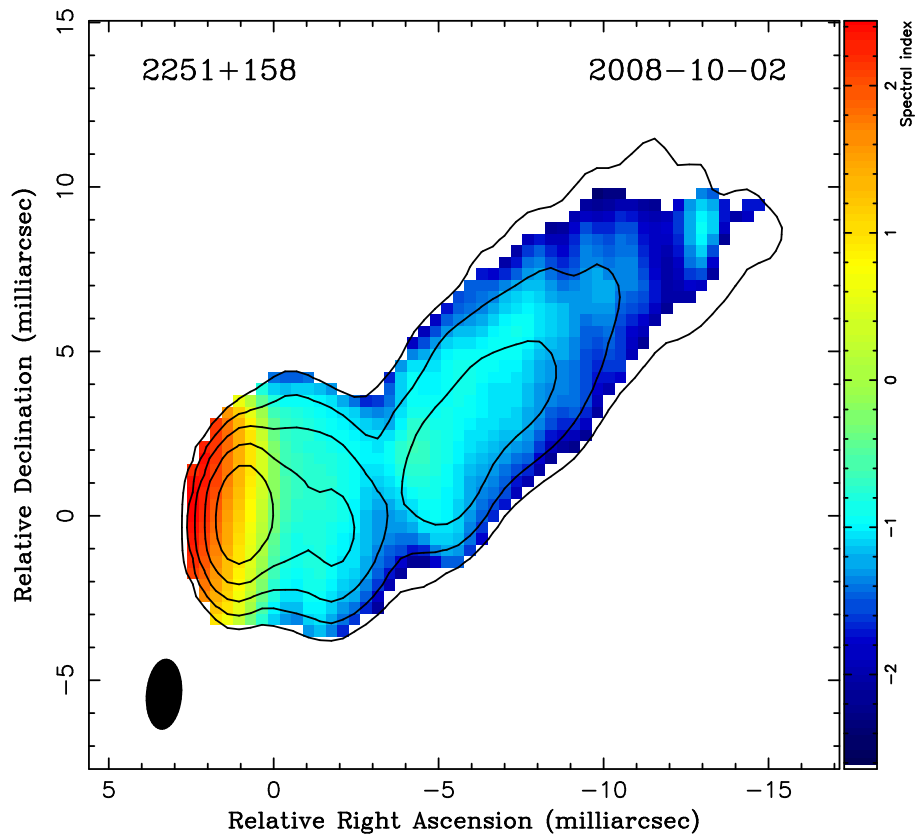


Рис. 2.6: Карта распределения спектрального индекса в 3C 454.3. Результат К. Соколовского [5].

Время РСДБ наблюдений примерно соответствует моменту появления максимума вспышки в источнике 3C 454.3 на 15 ГГц (см рис. 2.3), поэтому большой интерес представляет совместный анализ этих наблюдений с данными мониторинга. На более высоких частотах вспышка произошла ранее, а на более низких — позднее 2 октября 2008 года.

Вторичная обработка данных была проведена в стандартных программных пакетах AIPS и DIFMAP<sup>5</sup>. На рисунке 2.5 приведена карта распределения интенсивности на частоте 4.6 ГГц, где можно видеть типичную для блазаров морфологию: ядро и односторонний выброс. На рисунке 2.6 приведена карта спектрального индекса 3C 454.3. Здесь отчетливо видна оптически толстая область (ядро), и оптически тонкий выброс.

<sup>5</sup>Обработка проведена К. Соколовским и М. Лисаковым [5].

## 2.2 Методика исследования кривых блеска

В настоящее время для исследования переменности излучения космических источников разработано много методов, которые должны учитывать неравномерность анализируемых временных рядов. Среди русскоязычной литературы в этой области были выпущены такие основополагающие работы, как, например, книги Теребижа [67], Витязева [68, 80] и т.д.<sup>6</sup>

В данной работе применялись различные методы гармонического анализа, а также вейвлет-анализ кривых блеска источников.

В данной работе в целях контроля гармонический анализ был проведен с помощью различных методик соискателем (LS-спектры, CLEAN) параллельно с соавтором (CLEAN). Для обнаружения эволюции гармонических компонентов в кривых блеска был проведен вейвлетный анализ наблюдательных данных. Ниже кратко описаны указанные методики, более подробно они рассмотрены в цитируемых работах.

### 2.2.1 Гармонический анализ

#### Периодограмма Шустера

Для исследования неравномерных временных рядов используется фундаментальное соотношение (теорема Диминга), связывающее спектр мощности случайного процесса  $g(\omega)$  и периодограмму Шустера  $D(\omega)$  [68]:

$$D(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega')W(\omega - \omega')d\omega', \quad (2.1)$$

где  $W$  — спектральное окно, а  $D(\omega)$  — средний спектр мощности. Для неравномерного временного ряда вида

$$X(t) = \{x_p(t)\}_{p=1}^M, t = t_k, k = 0 \dots N - 1$$

---

<sup>6</sup>Иногда цитируются учебные пособия ввиду их актуальности и ценности для данного исследования.



эти величины определяются как:

$$W(\omega) = \frac{1}{N^2} \left| \sum_{k=0}^{N-1} e^{-i\omega t_k} \right|^2,$$
$$D(\omega) = \left\langle \frac{1}{N^2} \left| \sum_{k=0}^{N-1} x_p(t_k) e^{-i\omega t_k} \right|^2 \right\rangle.$$

## Метод CLEAN

Алгоритм CLEAN был предложен в 1974 г. для выделения истинных пиков на зашумленных интерферометрических картах [69]. Позднее была разработана одномерная модификация этого метода для получения «чистых» спектров при спектральном анализе временных рядов [70]. Данный метод основан на последовательном вычитании из «грязного» спектра (периодограммы) всех достоверных максимумов, удовлетворяющих критериям обнаружения сигнала в шуме. Эти исключенные пики в итоге и образуют чистый спектр. Процедура чистки спектра длится до тех пор, пока в грязном спектре не останется ни одного пика, величина которого превосходит некоторый пороговый уровень, определяемый вероятностью обнаружения сигнала в шуме. Обратное преобразование Фурье чистого спектра позволяет восстановить значения исходной функции в пропущенных точках [68].

## LS-спектры

LS-спектры получили свое название от английского Least Squares (метод наименьших квадратов). Данный метод широко применяется для исследования неравномерных временных рядов и основан на аппроксимации исходного ряда с помощью гармонической функции и последующей минимизацией невязок аппроксимации. В результате такого подхода можно составить функции, аналогичные периодограмме, которые можно использовать как оценку спектра мощности исходного временного сигнала [68]. Такие функции предложены в работах Барнинга [71], Ломба [72], Скаргла [73].

В основе их построения лежит идея аппроксимации временного ряда простой гармонической функцией [68]:

$$f(t) = a_1\varphi_1(t) + a_2\varphi_2(t) \equiv a_1 \cos(\omega t) + a_2 \sin(\omega t)$$

LS-спектр вычисляется по формуле:

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 a_i(x, \varphi_i), \quad (2.2)$$

где  $(x, \varphi_i)$  — скалярное произведение.

Суть метода вычисления LS-спектра, предложенного Ломбом [72], состоит в том, что временные отсчеты ряда смещаются на величину  $\tau(\omega)$ :

$$t'_k = t_k - \tau(\omega), \quad k = 0, 1, \dots, N - 1,$$

далее, из условия

$$(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{1}{2} \sum \sin(\omega t'_k) \cos(\omega t'_k) = 0$$

вычисляется величина  $\tau$ :

$$\tau = \frac{1}{2\omega} \operatorname{arctg} \frac{\sum \sin(\omega t_k)}{\sum \cos(\omega t_k)}.$$

Тогда сам нормированный спектр задается следующим выражением:

$$P(\omega) = \frac{1}{2\sigma} \left[ \frac{(x, \varphi'_1)}{\|\varphi_1\|^2} + \frac{(x, \varphi'_2)}{\|\varphi_2\|^2} \right], \quad (2.3)$$

где

$$\varphi'_1 = \cos(\omega t'_k); \quad \varphi'_2 = \sin(\omega t'_k).$$

Так как отсчеты спектра мощности распределены экспоненциально, уровень значимости  $p$  для пиков периодограммы можно оценить из соотношения [74]:

$$p(> z) \approx 1 - (1 - e^{-z})^{N/2}. \quad (2.4)$$

В работе [68] проведено подробнейшее сравнение LS-спектров и периодограммы Шустера и показано, что в большинстве случаев их результаты совпадают. Там же отмечено, что метод CLEAN неприменим для периодограммы Ломба (2.3), так как в этом случае отсутствует аналитическое выражение типа уравнения (2.1), то есть связь с теоретическим спектром мощности.

## 2.2.2 Вейвлетный анализ

Впервые метод вейвлет-анализа был использован в работе Гроссмана и Морле в 1984 г. [75] для исследования сейсмических сигналов. С тех пор данная методика стала развиваться самостоятельно, в качестве отдельного исследовательского направления, и в настоящее время является мощнейшим математическим инструментом анализа сигналов. Вейвлет-анализ широко применяется во многих научных областях (экономике, медицине, физике и многих других) и активно используется при обработке изображений, архивации данных, моделировании нейронных сетей и т.п.

С теоретическими аспектами и практическим применением вейвлет-анализа можно ознакомиться, например, в работах Добеши [76], Койфмана [77], Торренса и Компо [78]. В русскоязычной литературе это публикации Астафьевой [79], Витязева [80], Короновского и Храмова [81].

Вейвлетный анализ временных рядов имеет явные преимущества по сравнению с гармоническим анализом при исследовании сигналов с переменными характеристиками гармонических составляющих. Как показано ниже, он позволяет проследить эти изменения во времени. Большинство процессов в астрофизике обнаруживают переменность параметров (дисперсии, среднего) и эволюцию гармонических компонентов (проявление цикличности): переменность АЯГ, солнечная активность, неравномерность вращения Земли и т.п [80].

Вейвлетами (англ. wavelet — всплеск, небольшая волна) принято называть солитоноподобные математические функции, локализованные во времени и образующие некий базис. В качестве примеров вейвлетов можно привести МНАТ-вейвлет (от англ. Mexican Hat), который получается с помощью двукратного дифференцирования гауссианы [80]:

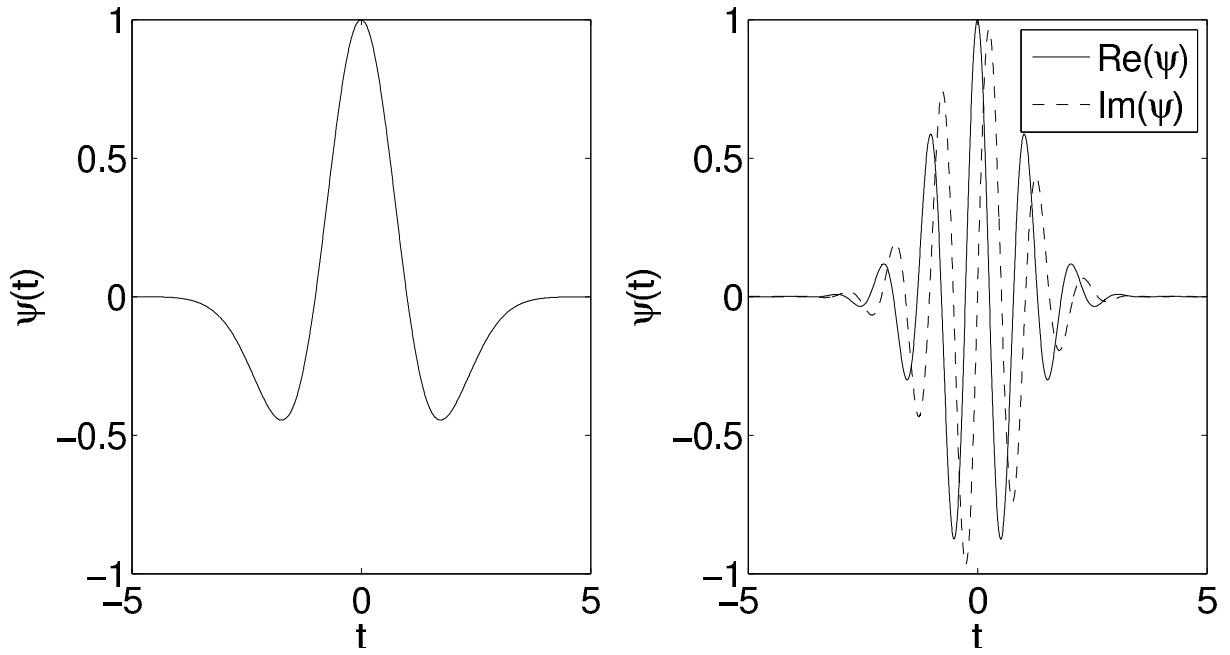


Рис. 2.7: Примеры вейвлетов МНАТ (слева) и Морле (справа; действительная (сплошная) и мнимая (пунктир) части для  $\omega_0 = 6$ ).

$$\psi(t) = \frac{d^2}{dt^2} e^{-t^2/2} = (1 - t^2) e^{-t^2/2}, \quad (2.5)$$

или вейвлет Морле — плоская волна, модулированная гауссианой [78]:

$$\psi(t) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0 t} e^{-t^2/2}. \quad (2.6)$$

На рисунке (2.7) приведены примеры этих вейвлетов. Данные функции локализованы в частотно-временном пространстве, то есть сами функции  $\psi(t)$  и их Фурье-преобразования  $\hat{\psi}(t)$  значительно отличны от нуля лишь в некотором интервале времен и частот соответственно.

Интегральное вейвлет-преобразование функции  $f(t)$  задается как [80]:

$$W(a, b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left( \frac{t - b}{a} \right) dt, \quad (2.7)$$

где  $a, b \in \mathfrak{R}$ ,  $a \neq 0$ , символ  $*$  — обозначает процедуру комплексного сопряжения.

Параметр  $a$  называется масштабом вейвлета и, как видно из уравнения (2.7), имеет смысл периода, растягивая и сжимая вейвлет; второй параметр  $b$

характеризует положение вейвлета во времени и называется сдвигом. Для вейвлета Морле с  $\omega_0 = 6$  Фурье-период  $P = 1.03a$ , то есть практически совпадает с масштабом, а для МНАТ-вейвлета он в четыре раза превышает масштаб [78].

Согласно работам [78, 80], непрерывные вейвлет-преобразования (2.7) больше подходят для анализа временных рядов и в данной работе рассматриваются только они. Вейвлет-преобразование представляет собой набор комплексных величин и содержит информацию об амплитудах и фазах исследуемого сигнала. Вейвлет-спектр мощности определяется как  $|W(a, b)|^2$ .

Для спектра мощности вейвлет-преобразования белого шума ожидаемое значение составляет  $|W(a, b)|^2 = \sigma^2$ . Таким образом, нормировка  $|W(a, b)|^2/\sigma^2$  дает мощность вейвлет-преобразования относительно мощности белого шума и позволяет сравнивать спектры мощности разных сигналов [78].

Конус влияния (англ. Cone of influence) вейвлет преобразования вводится для отображения областей, где становятся существенными эффекты, связанные с ограниченностью исследуемого временного ряда.

Какой же анализирующий вейвлет лучше всего подходит для анализа временных рядов? Согласно ряду работ (например [78, 80, 82]), где этот вопрос был обстоятельно исследован, наиболее подходящим является вейвлет Морле (см. выражение (2.6)). Он обеспечивает оптимальное разрешение как в частотном, так и во временном пространствах. Его комплексность позволяет сохранять информацию о фазе исследуемого сигнала. По форме он также соответствует гладкому изменению сигнала, что реализуется в большинстве физических процессов.

Исходя из всего вышеизложенного, в данной работе в качестве анализирующей функции был выбран вейвлет Морле. После вейвлет-преобразования можно восстановить исходный сигнал, который сравнивается с исходным для проверки правильности выбранных параметров вейвлета и контроля работы компьютерных программ.

Для проведения вейвлет-анализа неравномерных временных рядов, мы использовали линейную интерполяцию. Такой подход оправдан при поиске гармонических составляющих на временах, больших характерного интервала между

наблюдениями, и в этом случае не требуется модифицировать вейвлет [82]. То есть интерполирование сигнала на сетке с интервалом порядка недели не приводит к ошибкам обнаружения гармонических составляющих более года и может быть использовано, т.к. данные (по крайней мере в радиодиапазоне) получены с достаточно хорошей регулярностью. Кроме того, для контроля исходные временные ряды сравнивались с рядами, полученными с помощью обратного вейвлет-преобразования (см. ниже). Перед проведением вейвлет-преобразования из исследуемых кривых блеска источников исключался линейный тренд.

## Описанная методика в действии

В качестве дополнительной проверки достоверности результатов указанных методов (наряду с их дублированием типа «LS-спектры – Периодограмма Шустера+CLEAN») , можно рассмотреть их работу применительно к тестовому сигналу.

Рассмотрим временной ряд вида:

$$f_k = A_1 \sin \omega_1 t_k + A_2 \cos \omega_2 t_k + A_3 * \sigma_k, \quad (2.8)$$

где  $t_k$  – временные отсчеты,  $A_{1,2,3}$  – амплитуды,  $\omega_{1,2}$  – частоты, величина  $\sigma_k$  распределена по нормальному закону с единичной дисперсией. Временные отсчеты  $t_k$  распределены неравномерно таким образом, чтобы для ряда (2.8) выполнялось соотношение:

$$\frac{\bar{\delta t}}{\Delta T} \approx \left( \frac{\bar{\delta t}}{\Delta T} \right)_{LC},$$

где  $\bar{\delta t}$  – среднее расстояние между временными отсчетами,  $\Delta T$  – временная длина ряда,  $LC$  – величины, относящиеся к кривой блеска (за основу взята кривая блеска 3C 273 на частоте 8 ГГц). Далее рассмотрим три случая:

1). Зашумленный сигнал с двумя постоянными периодами:  $A_1 = 0.9$ ,  $A_2 = 1.1$ ,  $A_3 = 1.7$ ,  $\omega_1 = 2\pi \times 0.4$ ,  $\omega_2 = 2\pi \times 1.3$ . В этом случае все алгоритмы корректно идентифицируют обе составляющие переменности сигнала (рисунок 2.8). Для вейвлетного преобразования использована линейная интерполяция с шагом  $\bar{\delta t}$ .

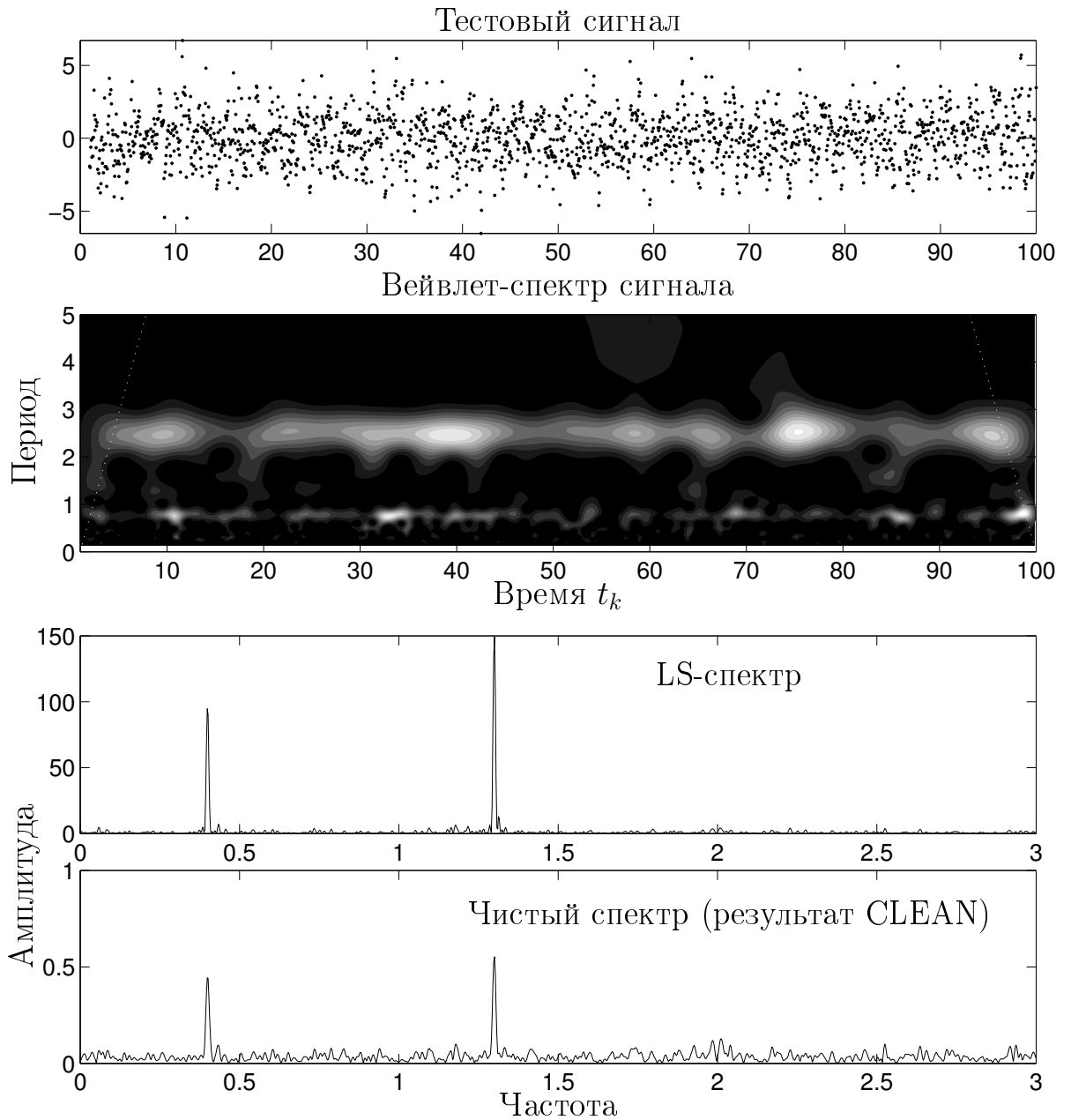


Рис. 2.8: *Случай (1): зашумленный сигнал с двумя гармониками.*

2). Зашумленный сигнал, в котором период меняется скачком (возрастает в два раза после отметки  $t_k = 40$ ):  $A_1 = 1$ ,  $A_2 = 0$ ,  $A_3 = 2$ ,

$$\omega_1 = \begin{cases} 2\pi \times 0.08, & \text{если } t_k < 40 \\ 2\pi \times 0.04, & \text{если } t_k \geq 40. \end{cases} \quad (2.9)$$

Рассмотренные периоды составляют около четверти длины всего исследуемого ряда. При этом оба метода гармонического анализа все равно выделяют два компонента переменности, хоть и менее уверенно. Скачкообразное изменения частоты хорошо отражается на вейвлетном спектре мощности (рис. 2.9).

3). Наконец, рассмотрим случай зашумленного сигнала с плавно меняющейся частотой:  $A_1 = 1$ ,  $A_2 = 0$ ,  $A_3 = 1.5$ ,  $\omega_1 = 0.2\pi \times (1.01)^t$ ,  $\omega_2 = 0$ . По видимому, этот случай наиболее является наиболее физичным, так как может описывать эволюцию некой динамической системы. Здесь «период» меняется примерно от 9.9 до 3.7, что можно проследить лишь на вейвлет-спектре. Очевидно, гармонический анализ в случае плавного изменения частоты сигнала не позволяет этого сделать: здесь наблюдается небольшая концентрация мощности вблизи средней частоты  $\sim 0.2$ , а также появляются ложные пики (рисунок 2.10).

Таким образом, гармонический анализ может дать не вполне адекватные результаты в случае колебательного процесса с меняющейся частотой. Такие циклические процессы могут происходить в релятивистских выбросах источников, где излучающий сгусток плазмы движется по спиральной траектории от центральной машины, тем самым увеличивая свою частоту обращения и т.п. (см. также Гл. 4). Достоверность результатов гармонического и вейвлетного анализа в таком случае следует проверять по взаимному согласию результатов, а также можно использовать моделирование сигналов. В качестве дополнительного контролирующего фактора проводится сравнение исходного временного ряда и обратного Фурье- и вейвлет- преобразований соответствующих спектров мощности.



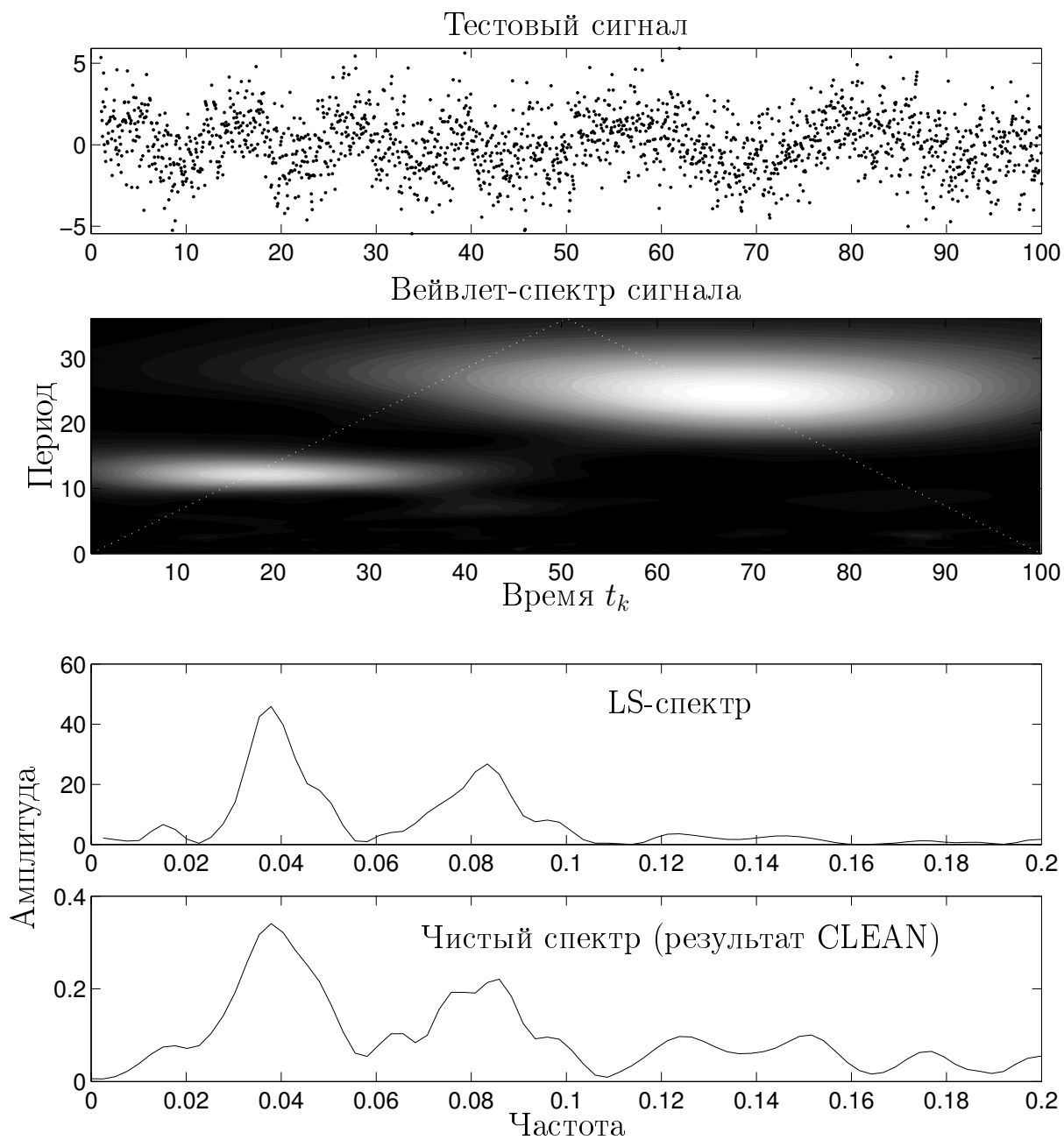


Рис. 2.9: Случай (2): зашумленный сигнал со скачкообразным изменением частоты.

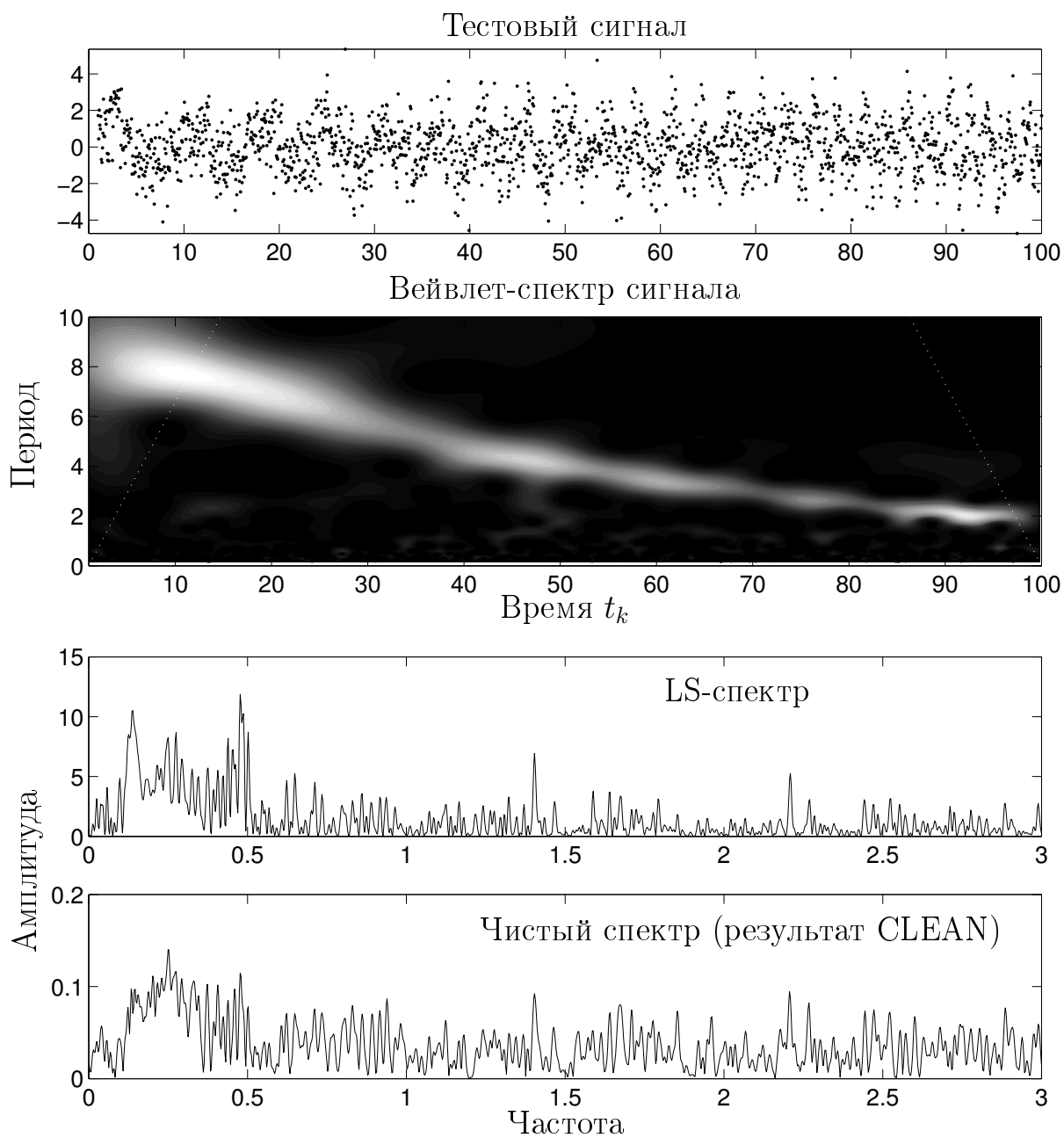


Рис. 2.10: *Случай (3): зашумленный сигнал с плавно меняющейся частотой.*

## 2.3 Результаты проведенного анализа

### 2.3.1 3C 273

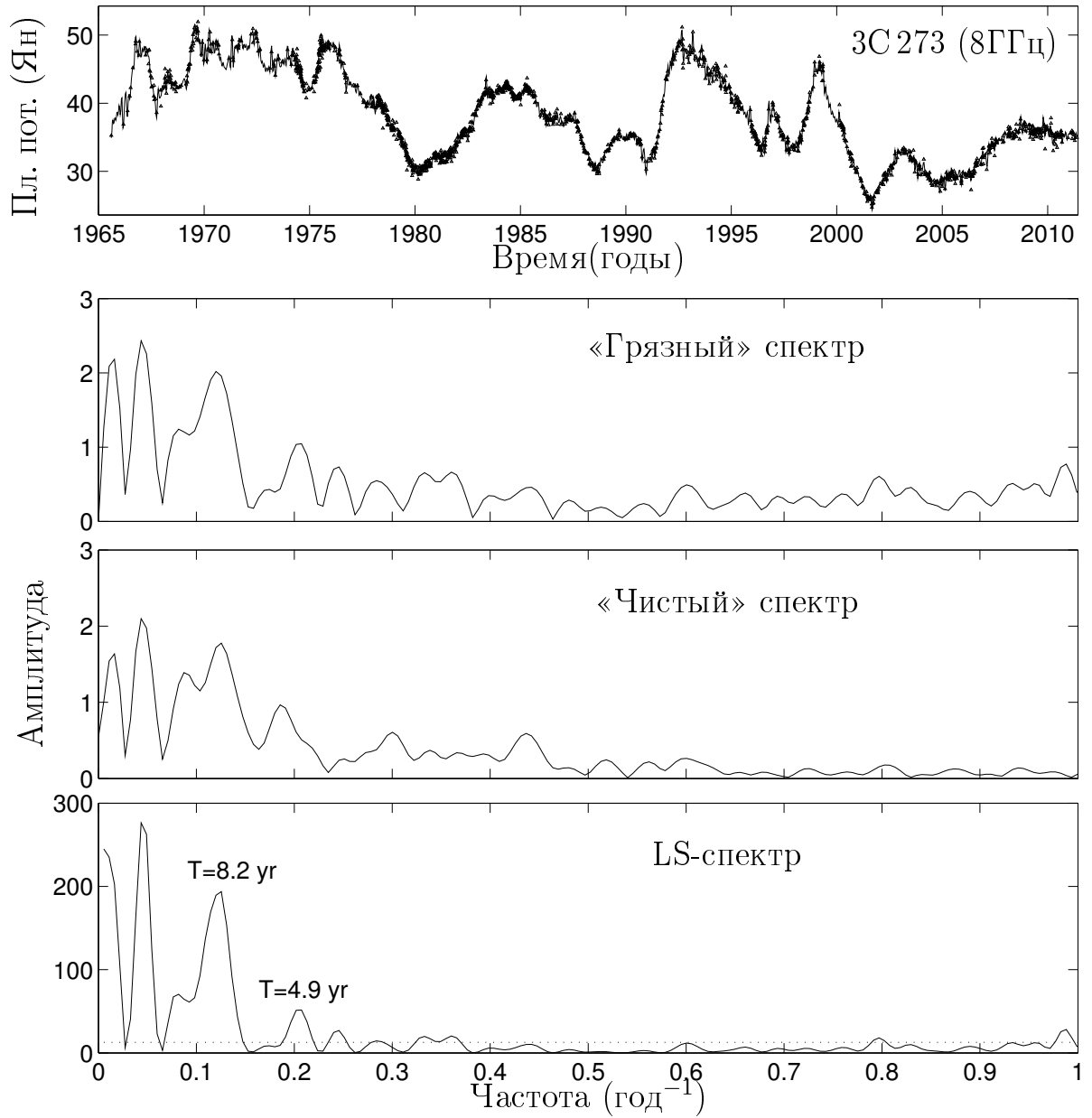


Рис. 2.11: CLEAN и LS спектры мощности кривой блеска 3C 273 на 8 ГГц.

Результаты анализа кривых блеска ЗС 273 представлены в наших работах [4, 10]. В целях повышения достоверности гармонический анализ был выполнен параллельно с соавтором разными методами: А. Вольвач также провел анализ кривых блеска при помощи метода CLEAN.

На рисунке (2.11) приведен результат «очистки» периодограммы кривой блеска ЗС 273 на частоте 8 ГГц методом CLEAN. На верхней панели приведен исходный сигнал (треугольники) и восстановленный с помощью обратного Фурье-преобразования сигнал (сплошная линия), на второй и третьей панелях приведены «грязный» и «чистый» спектры, а на четвертой панели приводится LS-спектр. Видно, что спектр мощности значительно изрезан и имеет большие пики на низких частотах. Эти пики существенно превышают уровень значимости 0.01 (этот уровень показан горизонтальной штриховой линией на панели с LS-спектром и рассчитывается по приближенной формуле 2.4). Видно, что оба метода согласуются между собой и выделяют гармонические составляющие с соответствующими периодами около 3, 5, 8 лет и более длительными.

На рисунке 2.12 приведены CLEAN и LS спектры мощности для кривых блеска ЗС 273 на частотах 4.8, 14.5, 36.8 и 90 ГГц. Для удобства представления они нормированы на собственное максимальное значение каждый. В целом, периодограммы на разных частотах незначительно отличаются друг от друга и все обнаруживают повышенную спектральную плотность мощности в области низких частот.

LS-спектр оптической кривой блеска ЗС 273 (В-фильтр) приведен на рисунке 2.13. Штриховая линия также соответствует уровню значимости 0.01. Здесь присутствуют гармонические компоненты с периодами около одиннадцати лет, четырех лет и более короткими.

На рисунке 2.14 приведен спектр мощности непрерывного вейвлет-преобразования интерполированной кривой блеска ЗС 273 на частоте 8 ГГц, представленный в виде контурной карты. Шкала спектра мощности приведена справа. Конус влияния обозначен белой штриховой линией. На нижней части рисунка 2.14 приведены исходная кривая блеска (точки) с интерполированными значениями плотности потока и исключенным линейным трендом и сигнал, восстановленный посредством обратного вейвлет-преобразования (сплошная).

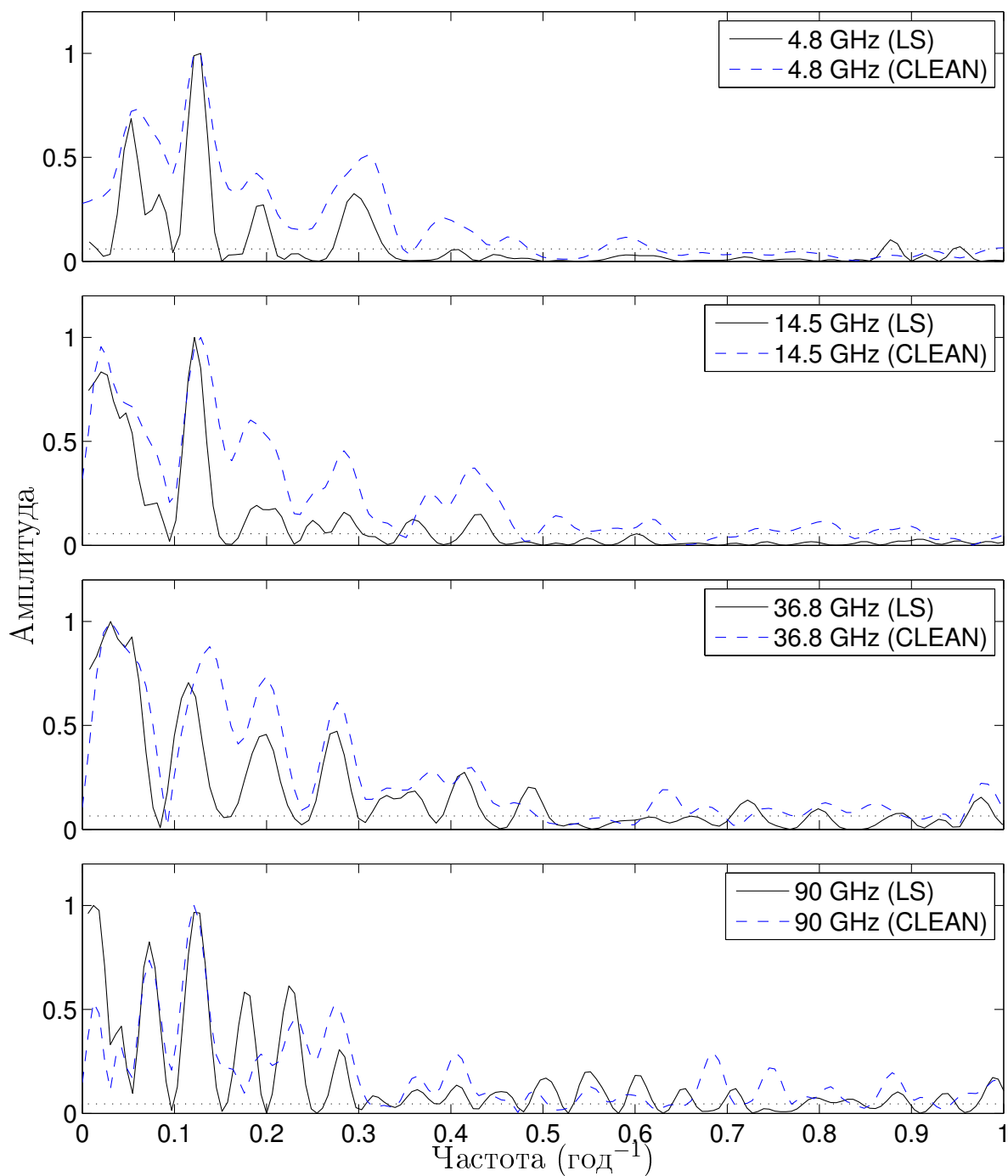


Рис. 2.12: *CLEAN* и *LS* спектры мощности кривых блеска *3C 273* на частотах 4.8, , 14.5, 36.8 и 90 ГГц

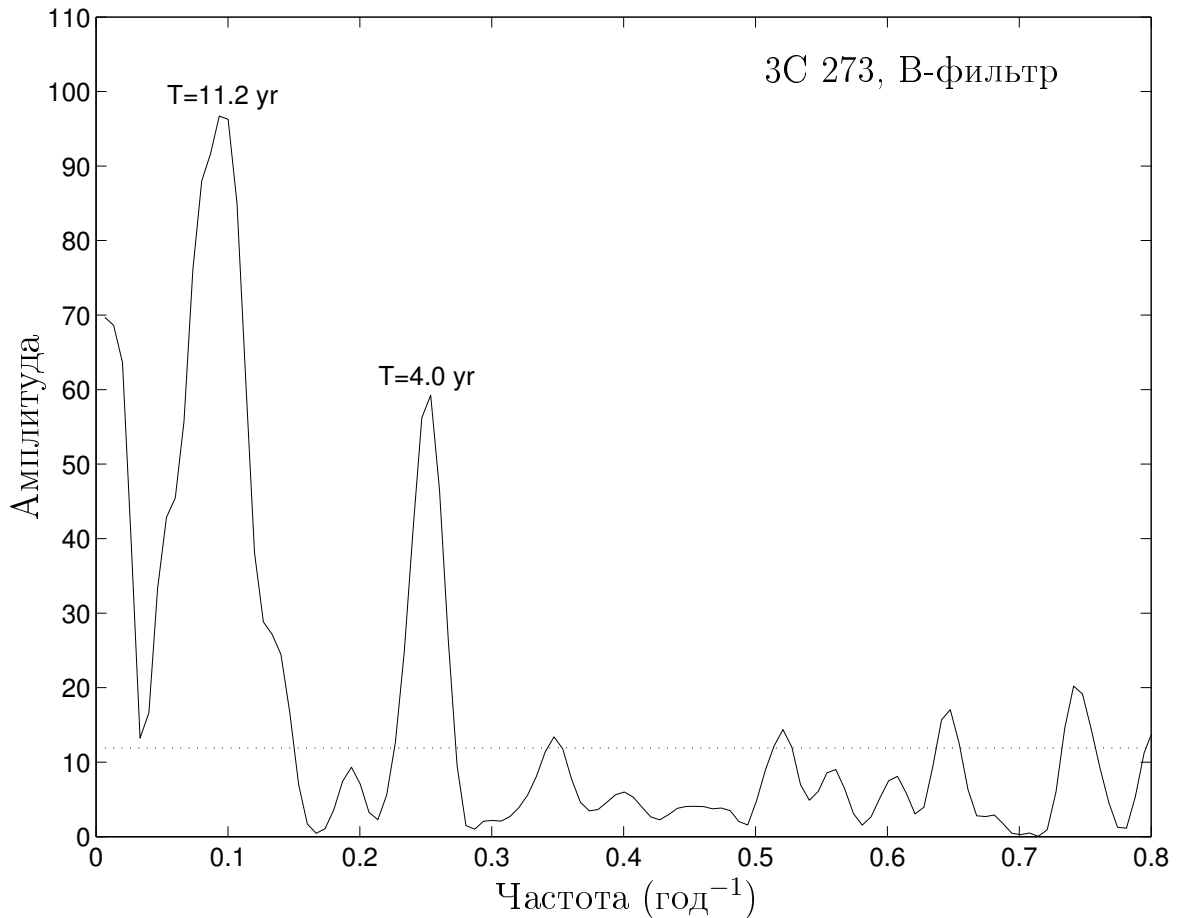


Рис. 2.13: *LS-спектр кривой блеска ЗС 273 в фильтре В.*

Как уже отмечалось, при анализе был использован вейвлет Морле со стандартным значением параметра (волнового числа)  $\omega_0 = 6$  (как показывают результаты тестовых проверок, изменение  $\omega_0$  приводит к менее качественному восстановлению сигнала). Проведена линейная интерполяция сигнала с шагом, равным среднему значению интервала между наблюдениями, а также был исключен линейный тренд кривой блеска (наклон около  $-0.3$ ).

Аналогичные спектры мощности кривых блеска ЗС 273 на других частотах приведены на рисунке 2.15.

На всех частотах радиодиапазона присутствует компонент с квази-периодом около 8 лет (рис. 2.15), который, следовательно, не является артефактом, а имеет реальную физическую природу.

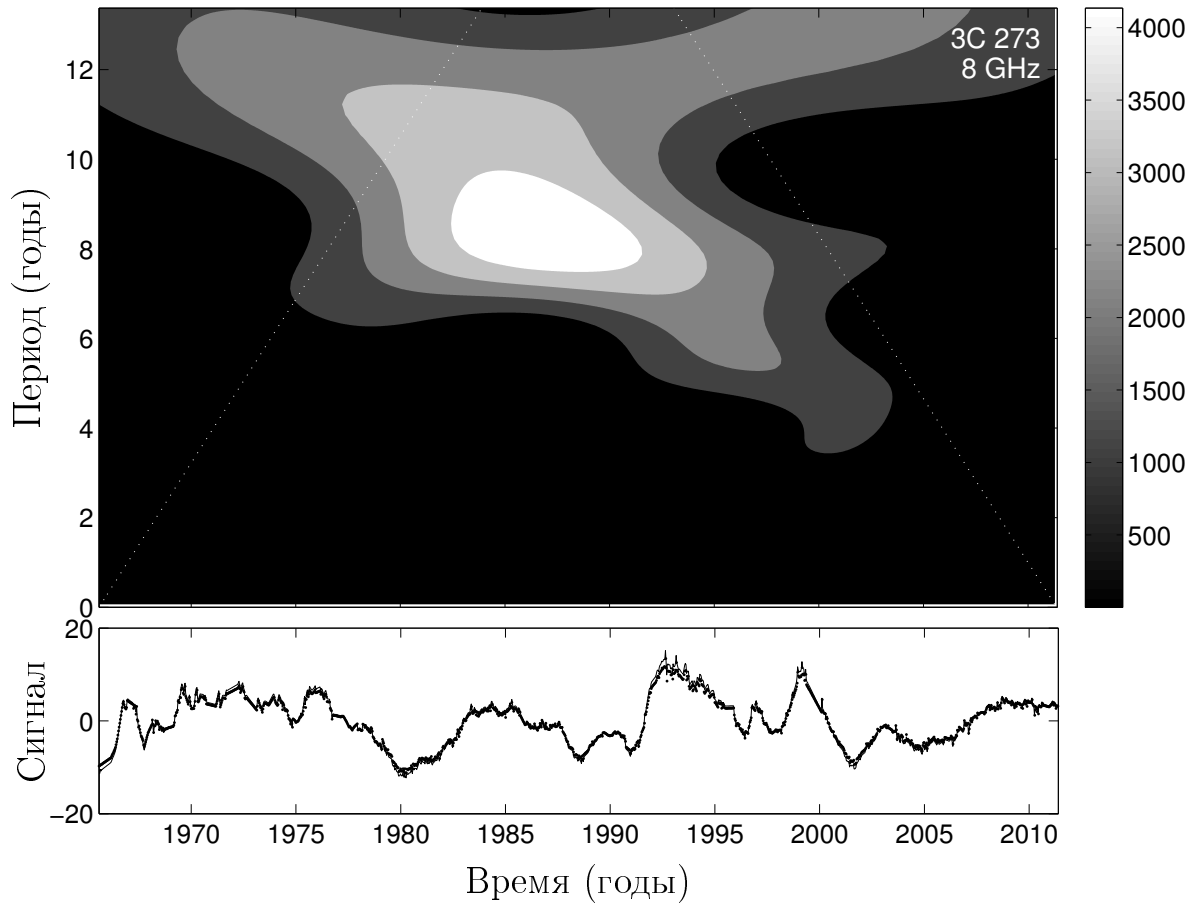


Рис. 2.14: *Спектр мощности непрерывного вейвлет-преобразования кривой блеска 3C 273 на 8 ГГц.*

При помощи вейвлетного анализа кривой блеска 3C 273 на частоте 15 ГГц Жанг и др. [17] обнаружили этот цикл (значение периода составило  $8.1 \pm 0.1$  года). Но, поскольку использовались наблюдения за 1965 – 2006 гг., авторы не обнаружили исчезновения указанного гармонического компонента. Благодаря новым наблюдательным данным, нам удалось установить, что восьмилетний цикл прекращается после 2000 года (рисунки. 2.14 и 2.15). Это видно также непосредственно из кривых блеска (рисунок 2.1): при восьмилетнем периоде в районе 2006-2007 гг. должна иметь место очередная вспышка, которая не наблюдалась.

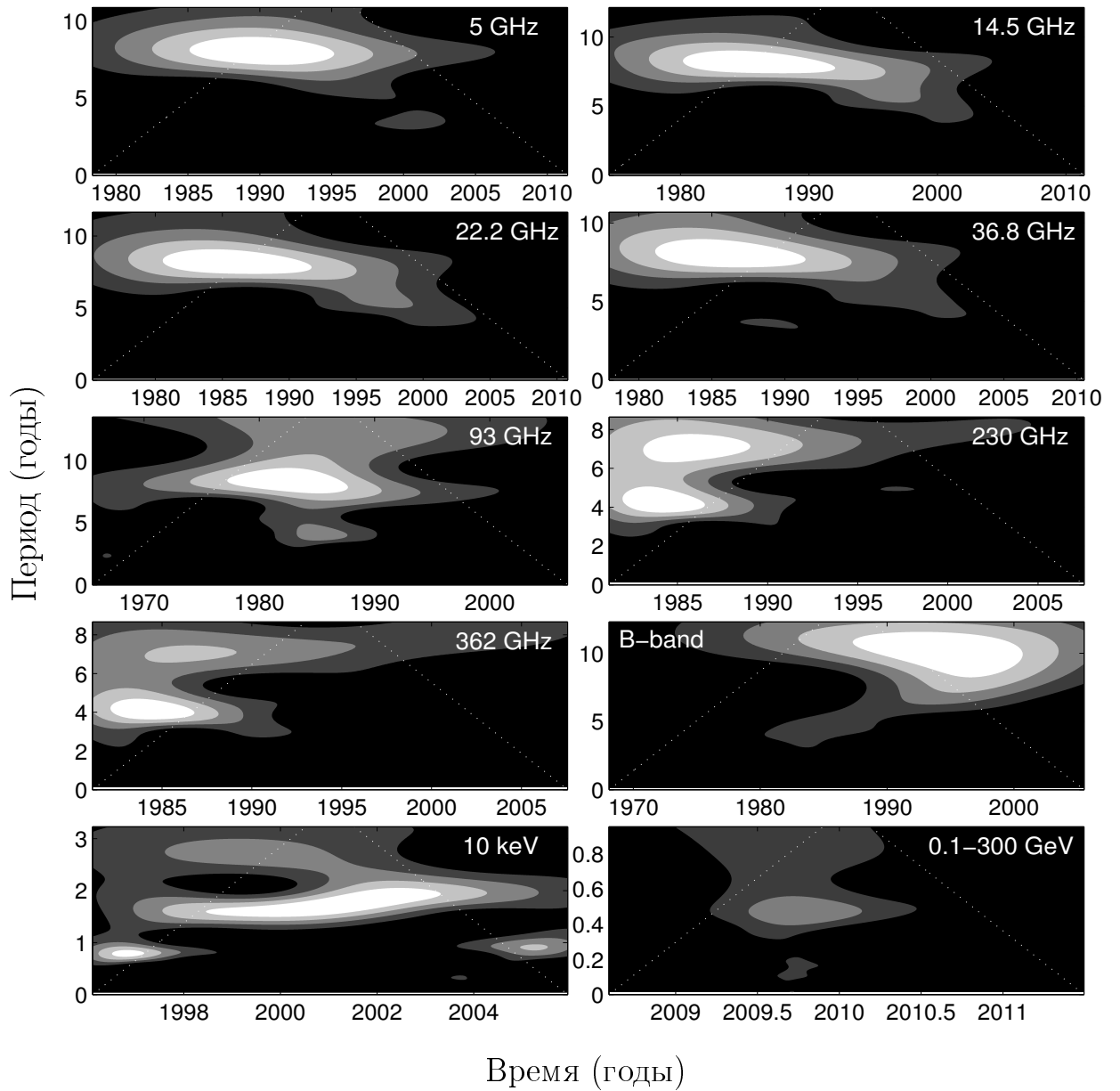


Рис. 2.15: Спектры мощности вейвлетного преобразования кривых блеска 3C 273 в различных диапазонах спектра.



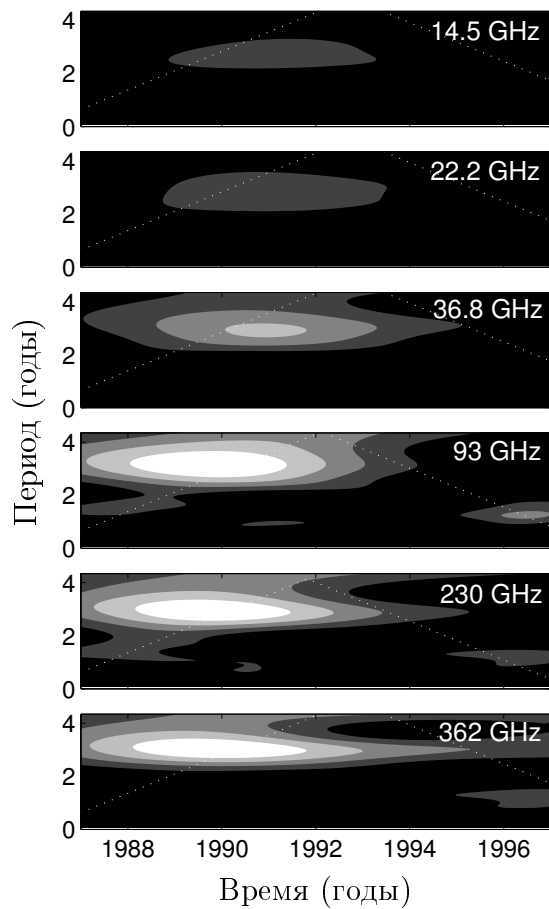


Рис. 2.16: Спектры мощности вейвлетного преобразования радио кривых блеска 3C 273 на интервале эпох 1987–1997.

Очевидно, что при линейной интерполяции на данных участках информация о короткопериодических вариациях теряется. Если исследовать отдельные участки кривой блеска, на которых наблюдения проводились квази-регулярно, то с помощью вейвлетного преобразования можно проследить эволюцию таких компонентов. Например, кривые блеска 3C 273 на интервале эпох с 1986.1 по 1999.4 гг. содержат более менее регулярные наблюдения. На этом интервале имеется трехлетний цикл, который отчетливо виден на высоких и гораздо слабее выражен на низких частотах радиодиапазона (рисунок 2.16). Такие «высокочастотные» компоненты имеют существенно меньшую мощность и поэтому

За время наблюдений источника в нем возникают и исчезают короткоживущие циклические компоненты переменности с квази-периодами в несколько лет. Рассмотрим этот вопрос более подробно. Из кривых блеска видно, что вариации плотности потока на низких частотах радиодиапазона существенно «сглажены» по сравнению с высокими частотами. Поэтому ожидать появления короткопериодических циклических компонентов следует именно в наблюдениях на высоких частотах, что также подтверждается из результатов гармонического анализа: на высоких частотах спектры мощности существенно более изрезаны и имеют более высокочастотные значимые пики. С другой стороны, кривые блеска на этих частотах имеют длительные пропуски между наблюдениями, так как проведение мониторинга на высоких частотах является более сложной задачей.

не видны на глобальных спектрах.

В оптической кривой блеска 3С 273 мы видим четырех- и десяти- летние циклы переменности (рисунок 2.15). Оба являются короткоживущими. Следует отметить результат В. Витязева [80]: он проводит вейвлетный анализ кривой блеска 3С 273 в оптическом диапазоне за время наблюдений более 100 лет (с 1887 по 1997 г.). В его работе показано, что в источнике присутствует 13-летний квази-периодический процесс с переменной частотой (см. обсуждение ниже). К сожалению, этих данных не имеется в нашем распоряжении.

Наблюдательные данные рентгеновского диапазона обладают значительной скважностью (с промежутками до нескольких лет). Чтобы избежать ошибок, связанных с интерполяцией данных на этих интервалах, мы рассматриваем более однородные участки наблюдений – после 1996 года. В кривой блеска на 10 кэВ отчетливо виден квази-периодический процесс с плавно падающей частотой (с периодом, растущим от полутора до двух лет за 1998–2004 гг. – см. нижнюю левую панель рисунка 2.15). Этот цикл, хоть и менее выраженный, присутствует также и в кривой блеска на 50 кэВ.

Что касается гамма диапазона, то здесь во-первых мало наблюдательных данных, а во-вторых переменность в этом диапазоне выглядит скорее как набор случайных мощных всплесков, нежели как колебательный процесс.

### 2.3.2 3С 454.3

Переменность блазара 3С 454.3 выглядит похожим образом. На рисунке 2.17 приведены результаты «чистки» спектра кривой блеска на частоте 8 ГГц методом CLEAN, а также LS-спектр. На верхней панели рисунка приведена исходная кривая блеска (треугольники) и сигнал, восстановленный с помощью обратного преобразования (сплошная линия). Результаты используемых методов согласуются между собой. В спектрах присутствуют компоненты с соответствующими квази-периодами около пятнадцати, семи, двух с половиной лет, и более высокочастотные составляющие.

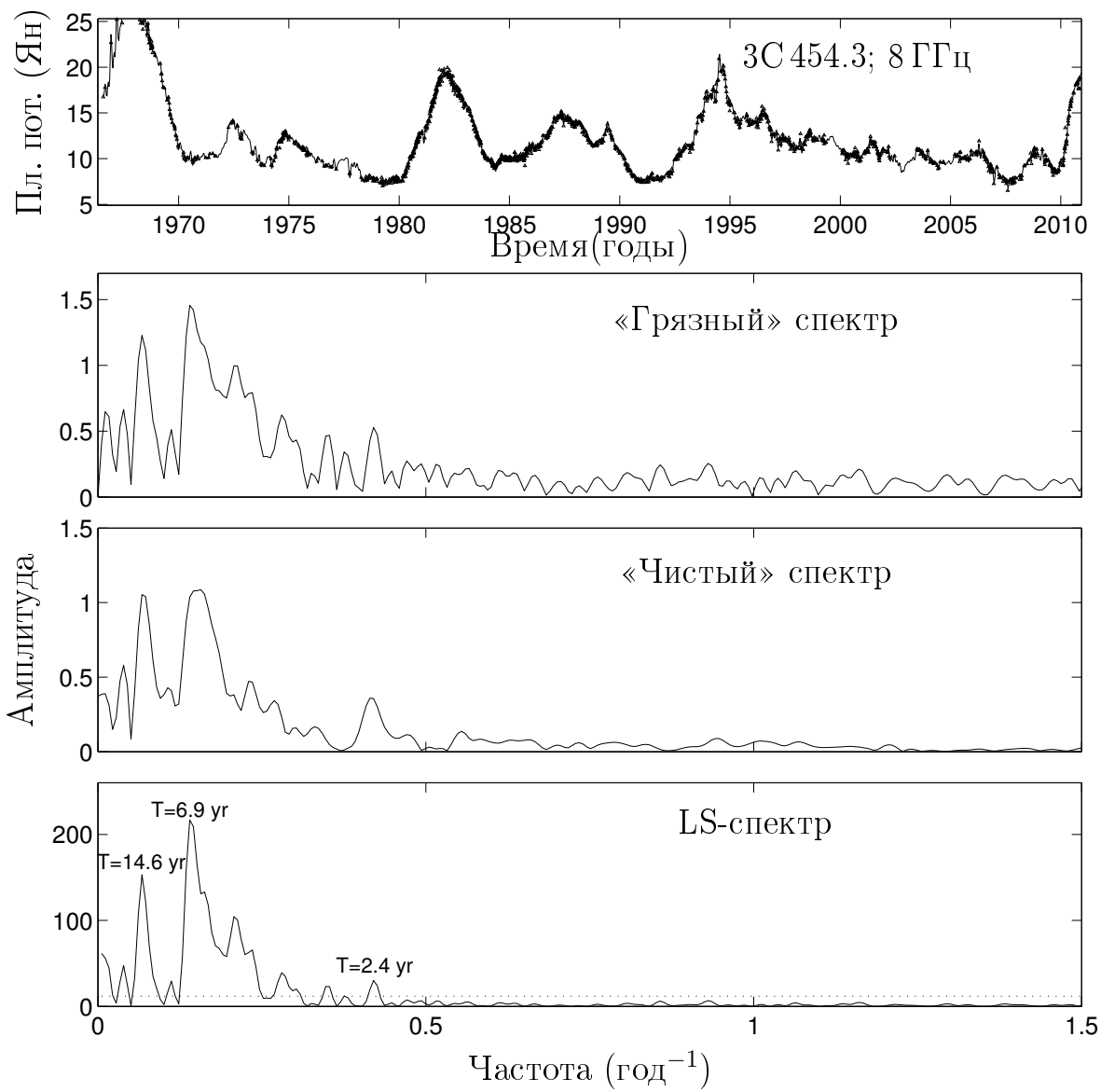


Рис. 2.17: *CLEAN* и *LS* спектры мощности кривой блеска 3C 454.3 на 8 ГГц.

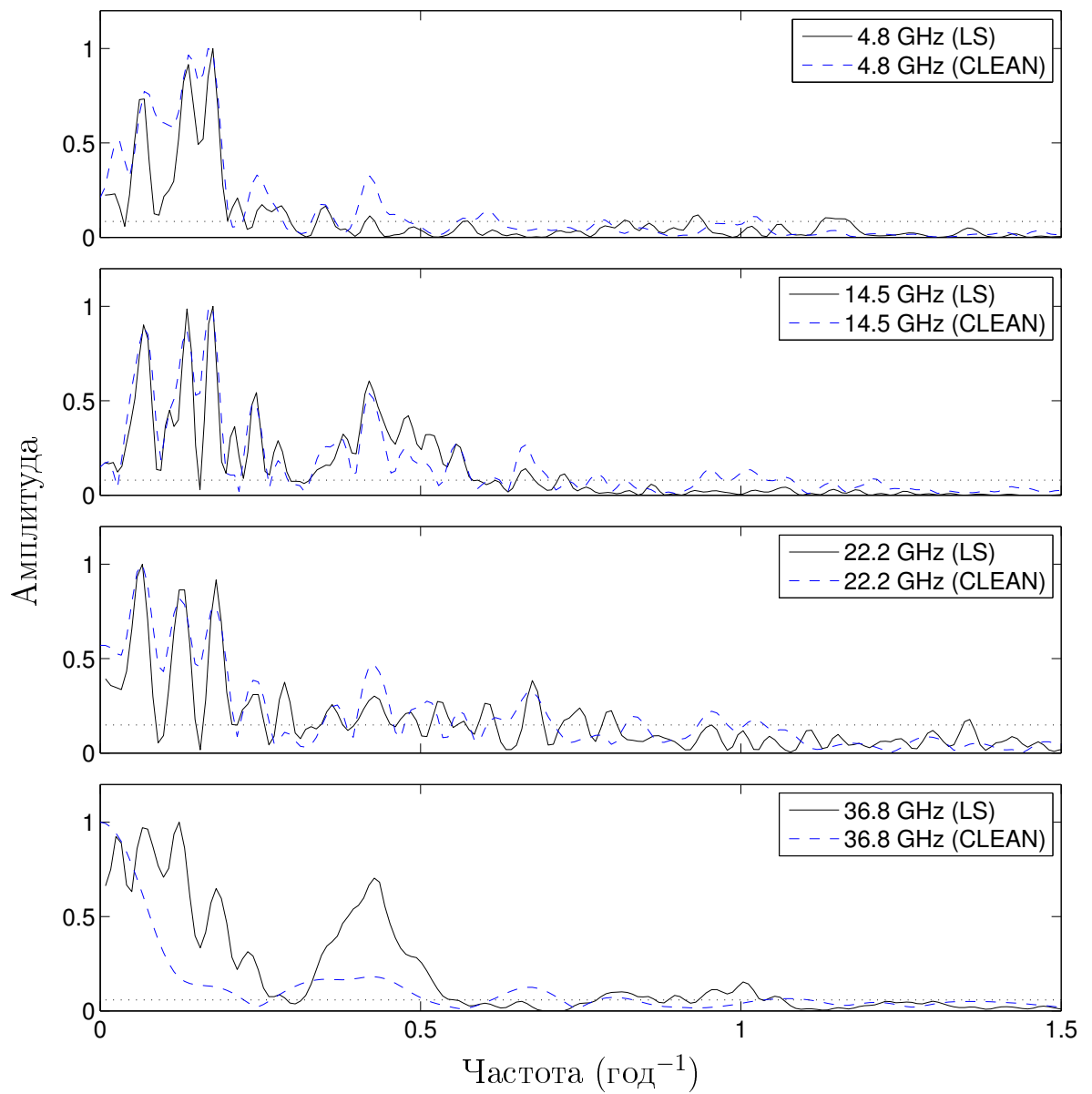


Рис. 2.18: *CLEAN* и *LS* спектры мощности кривых блеска *3C 454.3* на 5, 15, 22 и 37 ГГц.

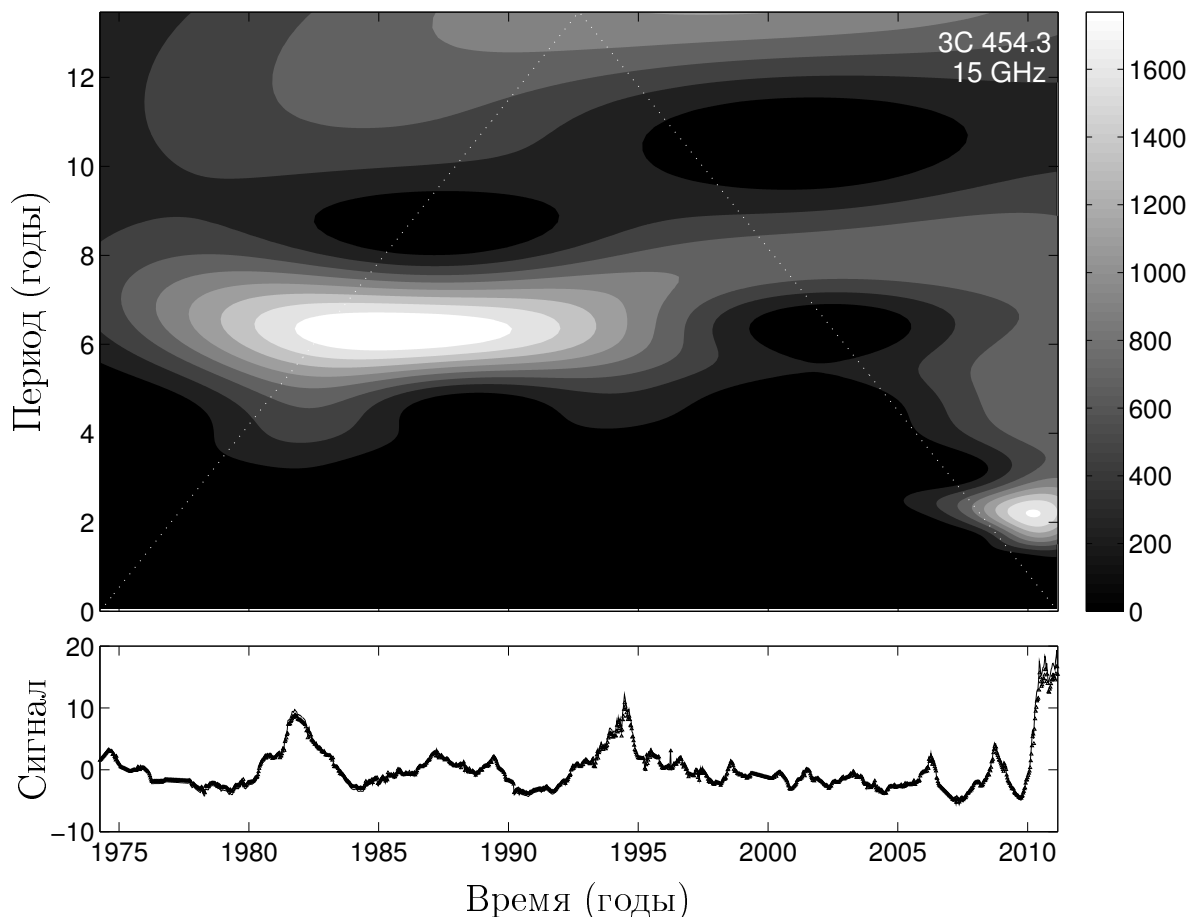


Рис. 2.19: Спектр мощности непрерывного вейвлет-преобразования кривой блеска 3C 454.3 на частоте 14.5 ГГц.

На рисунке 2.19 приведен спектр мощности вейвлет-преобразования кривой блеска 3C 454.3 на частоте 14.5 ГГц (так же как и в случае 3C 273, был исключен линейный тренд сигнала; кривая блеска приводится на нижней панели рисунка вместе с сигналом, восстановленным в результате обратного вейвлет-преобразования), белой пунктирной линией обозначен конус влияния. На этом рисунке просматриваются только самый мощный компонент Фурье-спектров с частотой 0.15 (то есть с квази-периодом около 7 лет). Остальные гармонические составляющие имеют гораздо более низкий уровень мощности.

Отмеченный цикл с квази-периодом 6–7 лет также присутствует и на других частотах радиодиапазона (см. рисунок 2.20). На этом рисунке приведены спектры мощности непрерывного вейвлет-преобразования кривых блеска

ЗС 454.3 на остальных частотах радиодиапазона, а также рентгеновской и оптической кривых блеска. К сожалению, в последних двух крайне мало наблюдательных данных (2004–2011 гг. в оптическом и 1996–2010 гг. в рентгеновском диапазонах), которые, к тому же, имеют огромные промежутки между наблюдениями. Поэтому как гармонический, так и вейвлет анализ оказываются здесь бессильны. Компонент, который виден в вейвлет-спектре рентгеновской кривой блеска имеет шумовой характер и связан с мощной вспышкой 2005 года, что видно по его распределению вдоль оси ординат (периодов) и непосредственно из самой кривой блеска.

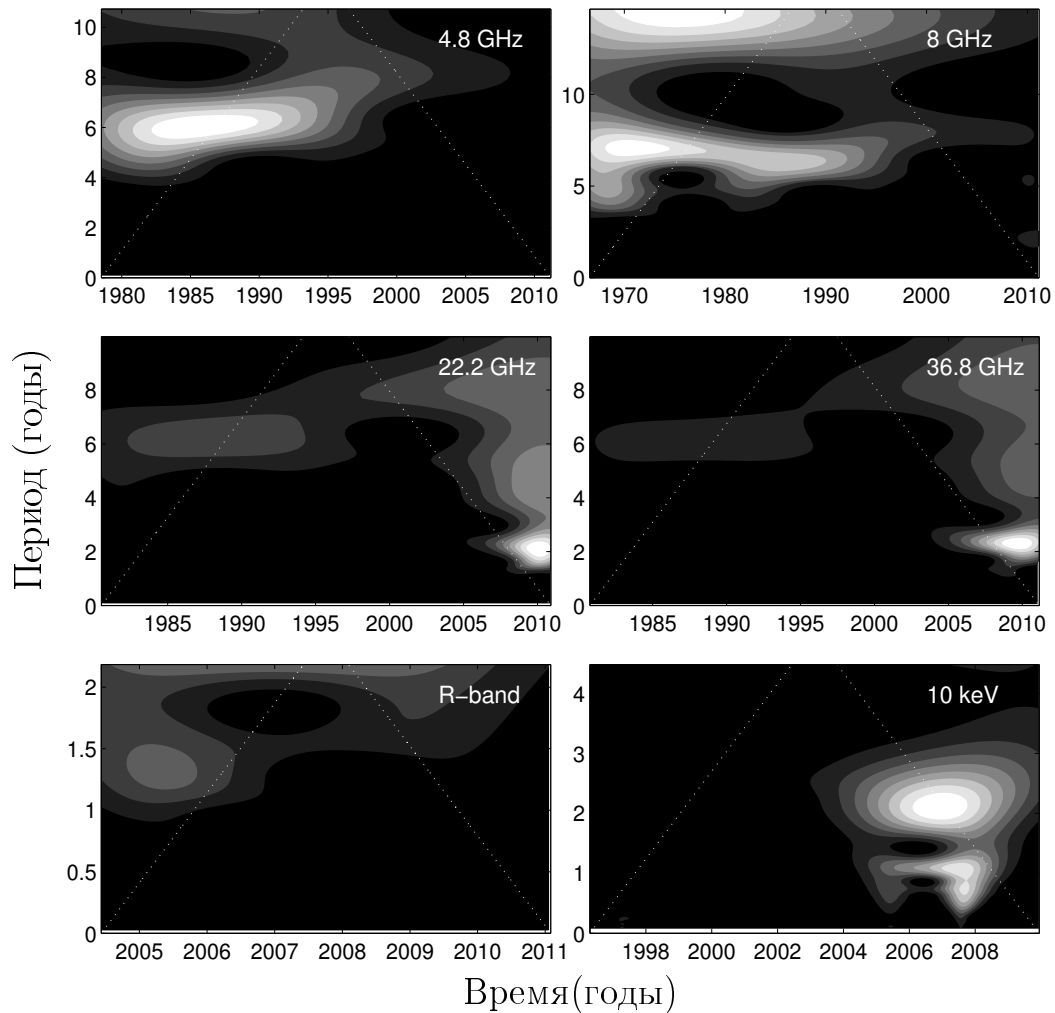


Рис. 2.20: Спектры мощности непрерывного вейвлет-преобразования кривых блеска ЗС 454.3 в других диапазонах.

## 2.4 Выводы по 2 главе

1. Объединены и исследованы наблюдательные данные различных программ долговременного мониторинга источников ЗС 273 и ЗС 454.3 в широком диапазоне спектра.
2. Выполнен гармонический и вейвлетный анализ кривых блеска источников в разных диапазонах длин волн. Для различных методов получены согласованные результаты. Обнаружено наличие нескольких гармонических составляющих изменений плотности потока источников – циклов, и определена их частотно-временная локализация.
3. Для ЗС 273 установлено, что восьмилетний цикл радиодиапазона, определенный в ряде работ как стабильный период, постепенно увеличивает свою частоту и затухает после 2000 года. В рентгеновской кривой блеска отмечен цикл с растущим периодом от полутора до двух лет на интервале времени 1998–2004 гг. В кривых блеска ЗС 454.3 в радиодиапазоне обнаружен компонент с квази-периодом около 6.5 лет.

## Глава 3

# Кросс-корреляционный анализ кривых блеска и эффект смещения ядра в источниках

Исследование относительных временных задержек между кривыми блеска на разных частотах позволяет пролить свет на природу физических механизмов излучения и поглощения, действующих в источнике. В настоящее время такие задержки в радио переменности квазаров являются общепризнанным фактом и объясняются, как правило, с помощью механизма синхротронного самопоглощения. Напротив, отсутствие временных задержек появления вспышки на разных частотах может свидетельствовать о внешнем механизме переменности, как то межзвездные мерцания. Связь между переменностью в радио и в других диапазонах интенсивно обсуждается в настоящее время.

Денг и другие в работе [83] проанализировали временные задержки вспышек для 48 АЯГ на частотах 22 и 37 ГГц (по данным обсерватории Метсахови). В частности, для 3С 273 на этих частотах они определили задержку 0.25 го-

---

Материал главы 3 основан и цитируется согласно публикациям автора [4, 5, 10].



да. Кроме того, в работе [83] авторам удалось определить задержки отдельных вспышек между различными частотами для некоторых источников с регулярными наблюдательными данными. Было отмечено, что различные вспышки в одном и том же источнике имели различные задержки. Так, для ЗС 454.3 авторы получили задержку для вспышек 1990–1991 гг. и 1994–1995 гг. порядка 0.1 года. А при вычислении дискретной корреляционной функции по всем наблюдательным данным — вообще отрицательное значение задержки (кривая блеска на низких частотах опережает саму себя на высоких).

Метод определения показателя  $k$  для смещения ядра, основанный на исследовании временных задержек кривых блеска на разных частотах, был рассмотрен в работах [84] и [85]. Данная работа продолжает исследования в этом направлении. Как уже отмечалось в главе 1, измерение эффекта смещения ядра (параметра  $k$ ) является важным для понимания природы источников. В данной главе исследуются временные задержки между многочастотными кривыми блеска в источниках ЗС 273 и ЗС 454.3 и эффект смещения ядра с частотой в этих объектах: описана методика исследования, приведены графики и таблицы результатов, определены значения параметра  $k$  для ядер этих объектов. Для ЗС 454.3 приведено детальное сравнение результатов кросс-корреляции кривых блеска с интерферометрическими данными. Дальнейшие приложения проведенного анализа и обсуждение результатов приведены в следующей главе.

### 3.1 Методика определения задержек

Исследуемые кривые блеска имеют неравномерную временную сетку, поэтому прямое использование классических методов нахождения кросс-корреляционных функций невозможно. В данной работе мы использовали два метода: 1) дискретная корреляционная функция и 2) применение интерполяции кривых блеска для использования классической кросс-корреляционной функции. Ниже коротко описаны оба этих метода.

### 3.1.1 Дискретная корреляционная функция

Для проведения кросс-корреляции неравномерных временных рядов было предложено использовать так называемую дискретную функцию корреляции  $DCF$  (англ. Discrete Correlation Function) [86]. Эта функция определяется через множество всевозможных функций  $UDCF_{ij}$  (Unbinned Discrete Correlation Functions):

$$UDCF_{ij} = \frac{(x_i - \bar{x})(y_j - \bar{y})}{\sqrt{(\sigma_x^2 - e_x^2)(\sigma_y^2 - e_y^2)}}, \quad (3.1)$$

где  $e_x, e_y$  - ошибки измерения величин  $x$  и  $y$  соответственно, а  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  — дисперсии этих сигналов. Каждому значению  $UDCF_{ij}$  соответствует некое значение  $\tau_{ij} = t_i - t_j$ . Временную ось разбивают на интервалы  $\Delta\tau$  (бины). Дискретная корреляционная функция  $DCF(\tau)$  определяется как среднее всех значений  $UDCF_{ij}$ , для которых  $\tau - \Delta\tau/2 \leq \Delta\tau_{ij} < \tau + \Delta\tau/2$ :

$$DCF(\tau) = \frac{1}{M} \sum_{i \neq j} UDCF_{ij}. \quad (3.2)$$

Преимущество этого метода состоит в том, что он позволяет легко оценивать ошибки найденных кросс-корреляционных функций:

$$\sigma_{DCF}^2(\tau) = \frac{1}{N-1} \sum (UDCF_{ij} - DCF(\tau))^2, \quad (3.3)$$

а также не требует никаких искусственных модификаций сигналов (типа интерполяции). Среди недостатков метода его значительная чувствительность к количеству данных ряда и к выбранному интервалу усреднения [87]. В данной работе при вычислении DCF этот интервал (бин) подбирается индивидуально для каждой кривой блеска и примерно соответствует среднему временному шагу наблюдений [4].

### 3.1.2 Корреляционная функция интерполированных временных рядов

Второй метод определения временных задержек между двумя кривыми блеска имеет в основе их интерполирование на общей равномерной временной последовательности. После проведения интерполяции используется обычная кросс-корреляционная функция.

Б. Петерсон в работе [87] исследовал некоторые тонкости интерполяционных методов и показал, что наилучшим из них оказывается кусочно-линейная интерполяция, а интерполяция с помощью более высоких порядков не дает преимуществ и, более того, может приводить к ошибочным результатам. В данной работе используется кусочно-линейная интерполяция с шагом порядка среднего значения временного интервала между наблюдениями в исходной кривой блеска.

Недостатком данного подхода является вклад в результирующую кросс-корреляционную функцию интерполированных точек (значений плотности потока), которые реально не были протектированы; а также отсутствие аналитического выражения для оценки ошибок полученных корреляционных функций.

### 3.1.3 Ошибки определения временных задержек

Оба вышеописанных метода дают согласованные результаты. Пример корреляционных функций приведен на рисунке 3.1 для кривых блеска на 8 и 14.5 ГГц. Ни один из них, однако, не дает информации о теоретической достоверности определенных временных задержек.

Существует два основных источника ошибок определения положений максимумов корреляционных функций: 1) ошибки измерений плотности потока, 2) ошибки, обусловленные попаданием в исследуемую кривую блеска ошибочных или неверных наблюдений [87]. Для оценки ошибок, связанных с измерениями, можно использовать метод Монте Карло, а учет посторонних значений можно эффективно провести с помощью модифицированного бутстрэппинга (англ.

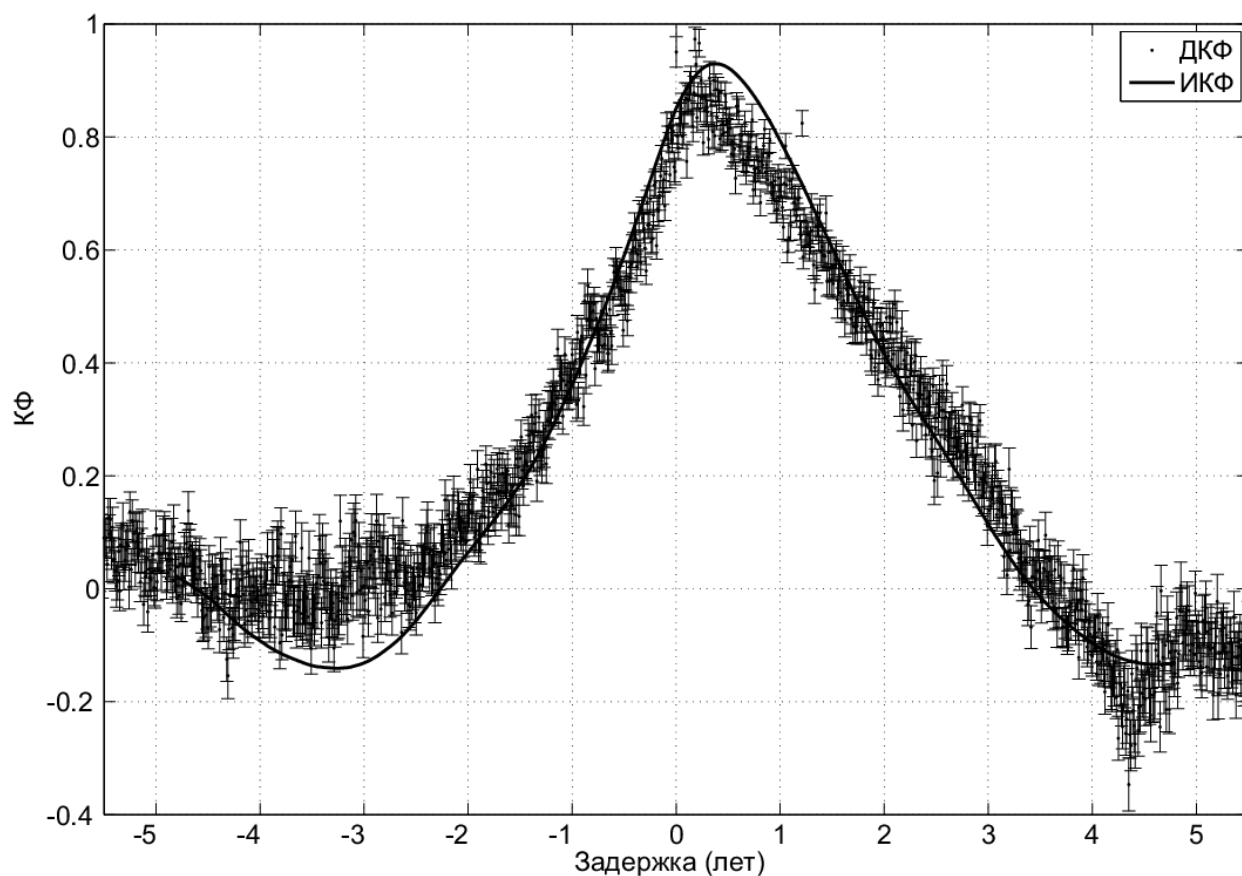


Рис. 3.1: Сравнение дискретной корреляционной функции (точки с барами ошибок) и кросс-корреляционной функции интерполированных кривых блеска (сплошная кривая). ЗС 273, 8 и 14.5 ГГц, размер бина 0.01 год. Из [4].

bootstrapping), который заключается в выборе из множества значений ряда произвольного подмножества того же количества точек. В результате объединения этих методов, получается модельно независимый алгоритм, часто называемый FR/RSS метод (от англ. Flux Randomization / Random Subset Selection) [87].

Суть этого метода описана в работе [87] и состоит в следующем. Во-первых, из исходного ряда длины  $N$  выбираются случайным образом  $N$  точек (точка берется независимо от того, была ли она уже выбрана).

В случае временных рядов важно, чтобы результирующий ряд был также отсортирован по времени (для этого требуется модификация алгоритма бутстрэппинга). Вероятность того, что при таком выборе некая точка не попадет в выбранную подгруппу равна  $1/e$ , поэтому результирующий ряд в среднем оказывается короче исходного на величину  $1/e \sim 37\%$ . Это дает возможность

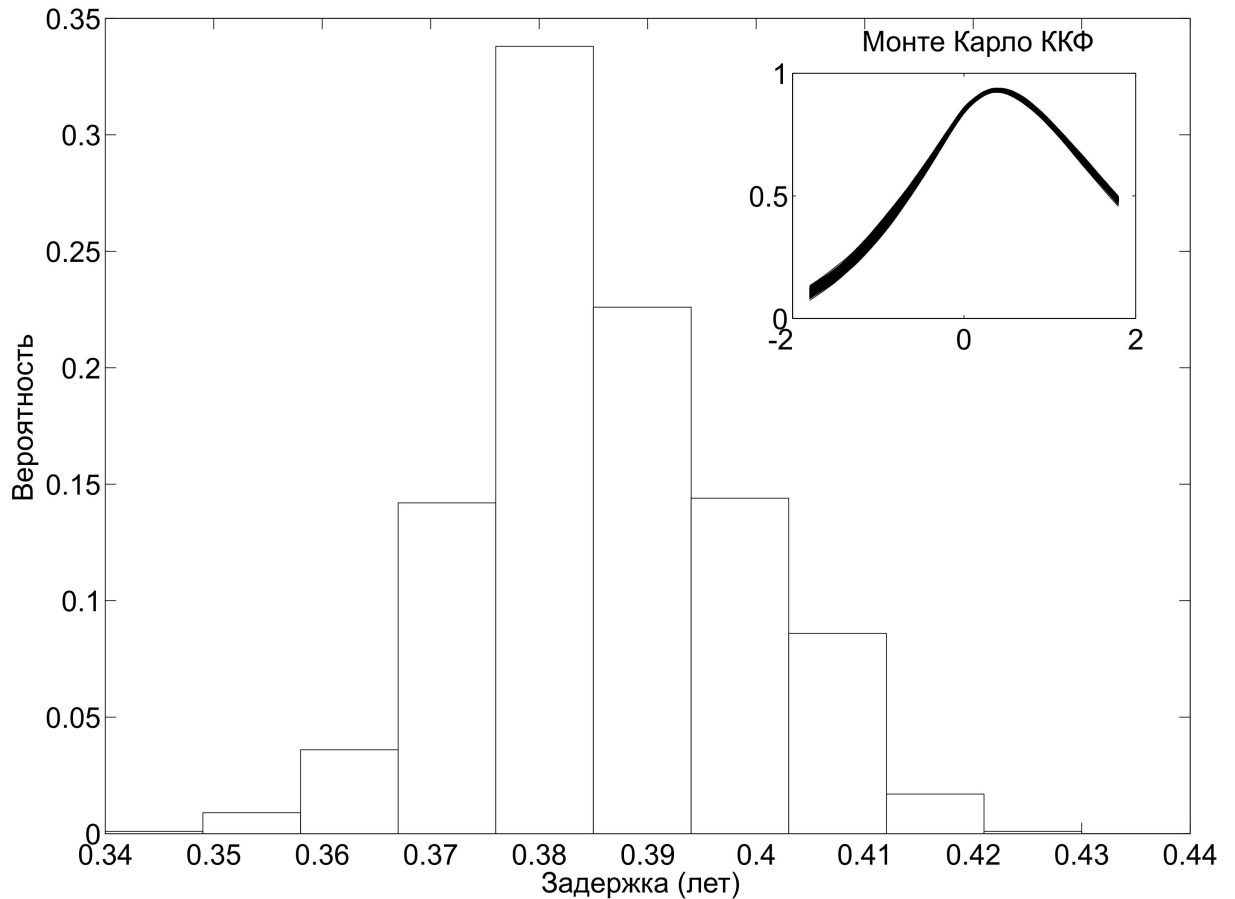


Рис. 3.2: Нормированное распределение пиков кросс-корреляционной функции. 3C 273, 8 и 14.5 ГГц, размер бина 0.01 год.

учесть ошибки определения задержек, связанные с попаданием в ряды наблюдений заведомо ложных значений плотности потока (в англоязычной литературе такие точки называют outliers).

После выбора подгруппы точек наблюдений указанным способом к каждому значению полученного ряда добавляется случайная величина, имеющая нормальное распределение со среднеквадратичным отклонением, равным ошибке измерения плотности потока этого значения. Это позволяет учесть ошибки определения задержек, связанные с неточными измерениями плотности потока источников. Затем полученный ряд интерполируется на равномерную временную сетку для вычисления кросс-корреляционной функции.

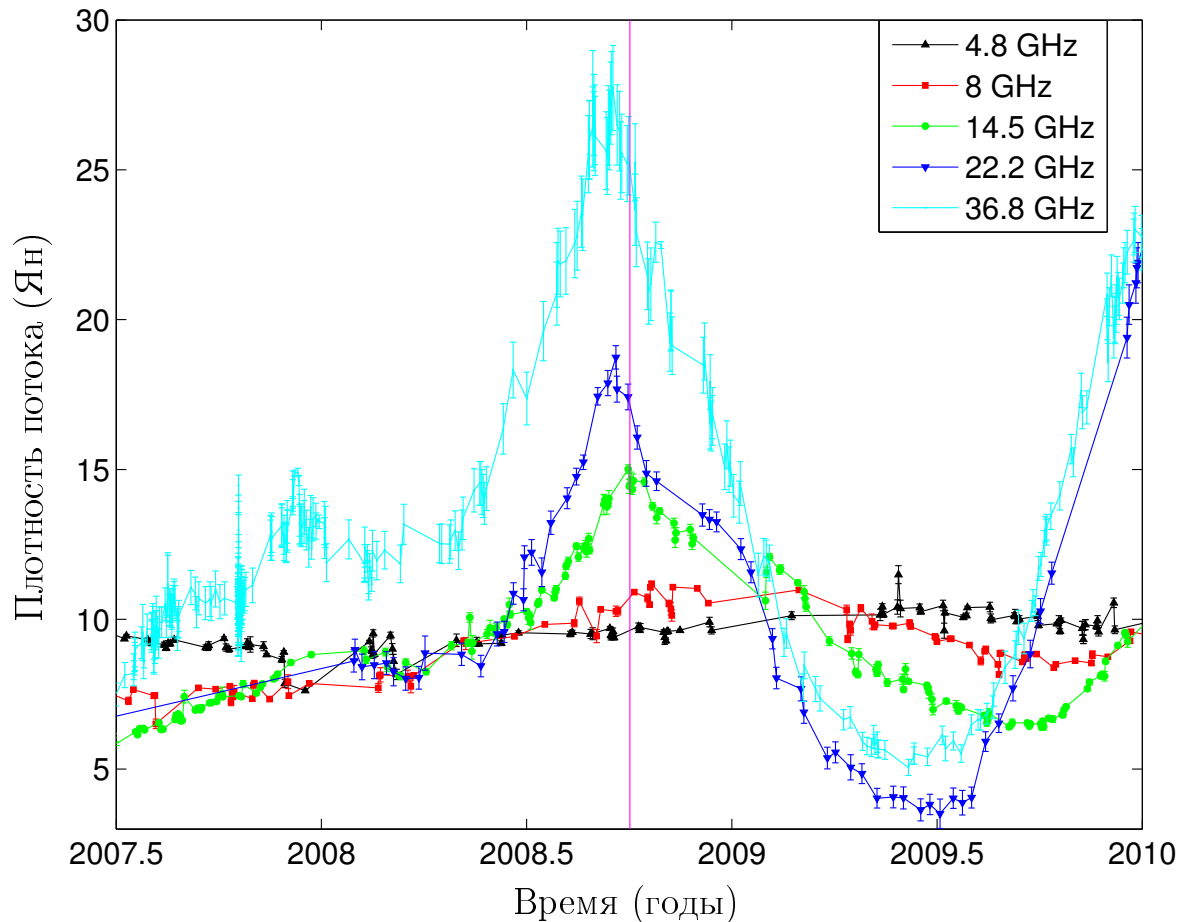


Рис. 3.3: Кривые блеска вспышки 2008–2009 гг на пяти частотах радиодиапазона. Вертикальная линия — РСДБ сеанс. Рисунок из работы [5].

Итак, в результате использования FR/RSS метода, удастся учесть основные источники ошибок определения временных задержек. Для каждой пары соседних временных рядов мы провели 1000 таких симуляций, что позволило получить для них распределения пиков кросс-корреляционных функций (англ. CCPD - Cross-Correlation Peak Distribution). Пример такого распределения для кривых блеска ЗС 273 на частотах 8 и 14.5 ГГц приведен на рисунке 3.2. Ошибки оценки временных задержек рассчитывались в предположении нормального CCPD-распределения. В правой верхней части рисунка приведены кросс-корреляционные функции, полученные в результате Монте Карло симуляций.

В случае ЗС 454.3 мы исследовали отдельно вспышку 2008–2009 гг. Данных на каждой частоте оказалось немного, и поэтому была разработана методика,

отличная от описанной выше для ЗС 273. Кривые блеска вспышки приведены на рисунке 3.3 Вертикальная линия соответствует эпохе РСДБ наблюдений. Интересным является то обстоятельство, что длительность вспышки на разных частотах сохраняется и составляет около двух лет. Из структуры вспышки видно, что она имеет плато во время подъема и спада излучения и, следовательно, не может быть описана одной гауссианой. Для дискретной корреляционной функции точек в исследуемых рядах оказывается мало. Поэтому мы использовали только интерполяционный метод.

Временные задержки вычислялись относительно вспышки на частоте 36.8 ГГц в интервале времени 2007.5–2009.5 (для 22 ГГц 2008.1–2009.5 ввиду отсутствия наблюдений на этой частоте). Кривые блеска вспышки на низких частотах крайне размыты и существенно отстают от 37 ГГц. Это затрудняет обнаружение задержки. Поэтому был разработан следующий метод. Вспышка на каждой частоте сдвигается на величину  $\tau_0$  (начальное смещение), которая определяется с помощью итераций как соответствующая максимальному значению среднего максимума корреляционных функций. Кроме того, в каждой симуляции Монте Карло ко второй кривой блеска мы добавляли случайное смещение по времени  $\tau_{rand}$ , распределенное по нормальному закону, с нулевым средним и дисперсией, соответствующей среднему расстоянию между точками наблюдений. Это позволяет учесть ошибки определения задержек, связанные с промежутками между наблюдениями. Таким образом, для определения временной задержки между парой кривых блеска разработан алгоритм, содержащий два вложенных цикла:

1. Задается начальное значение ( $\tau_0$ ) и вторая кривая блеска сдвигается на эту величину.
2. Проводятся Монте Карло симуляции. Кривые блеска модифицируются 1000 раз согласно описанной выше методике. Вместе с тем ко второй кривой 1000 раз прибавляется случайный сдвиг по времени  $\tau_{rand}$ , имеющий нормальное распределение (см. выше). Вычисляется 1000 значений кросс-корреляционных функций (ККФ) модифицированных кривых блеска и соответствующих им временных задержек.

3. Из полученного распределения выбираются и фиксируются средние значения ККФ и задержки  $\Delta T$ .
4. Изменяется значение ( $\tau_0$ ) и после нового сдвига симуляции, описанные в п.2, повторяются.
5. В результате для каждой частоты получается зависимость ККФ( $\tau_0$ ) и  $\Delta T(\tau_0)$ . Выбирается задержка, соответствующая максимуму ККФ( $\tau_0$ ).

Зависимость максимума ККФ от начального сдвига  $\tau_0$  приведена на рисунке 3.4 для кривых блеска на частотах 36.8 и 8 ГГц. Видно, что максимум среднего значения ККФ достигается при смещении  $\tau_0 \approx 0.4$  года. При этом, очевидно, диапазон рассматриваемых начальных сдвигов  $\tau_0$  легко можно оценить непосредственно из визуального анализа кривых блеска 3.3.

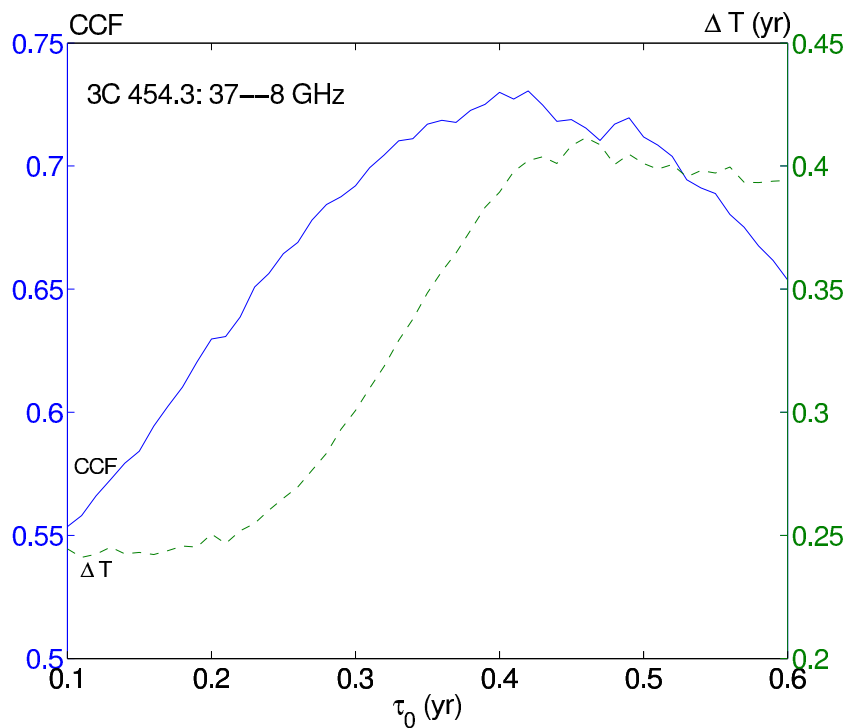


Рис. 3.4: Зависимость максимального значения ККФ (сплошная линия, левая шкала) и результирующей временной задержки (пунктир, правая шкала) от начального смещения  $\tau_0$ .



## 3.2 Результаты для ЗС 273 и ЗС 454.3

### ЗС 273

Результаты определения временных задержек кривых блеска ЗС 273 для восьми частот радиодиапазона приведены в таблице 3.1: в первом столбце таблицы приведена частота в ГГц, во втором — задержки относительно частоты 362 ГГц.

Таблица 3.1: *Задержки вариаций плотности потока ЗС 273 на радиочастотах относительно 362 ГГц. Результат получен автором.*

| Частота $\nu$ (ГГц) | Временная задержка $\Delta T$ (лет) |
|---------------------|-------------------------------------|
| 230                 | $0.03 \pm 0.02$                     |
| 90                  | $0.16 \pm 0.04$                     |
| 36.8                | $0.38 \pm 0.02$                     |
| 22.2                | $0.54 \pm 0.01$                     |
| 14.5                | $0.69 \pm 0.01$                     |
| 8                   | $1.08 \pm 0.01$                     |
| 4.8                 | $1.75 \pm 0.02$                     |

К сожалению, в случае ЗС 273, уверенно определить задержку между радио и оптическим диапазонами не удастся. Возможные причины этого рассмотрены ниже.

Задержки определяются по полным кривым блеска, а не по отдельным вспышкам. Очевидно, при таком подходе в результат кросс-корреляции могут вносить вклад «посторонние» внешние механизмы переменности (например, межзвездные мерцания, гравитационное линзирование и т.п.), а также переменность оптически тонких областей, чье излучение не должно испытывать временной задержки.

На рисунке 3.5 приведена сглаженная контурная карта частотно-временного распределения плотности потока ЗС 273 в диапазоне частот 4.8–37 ГГц.

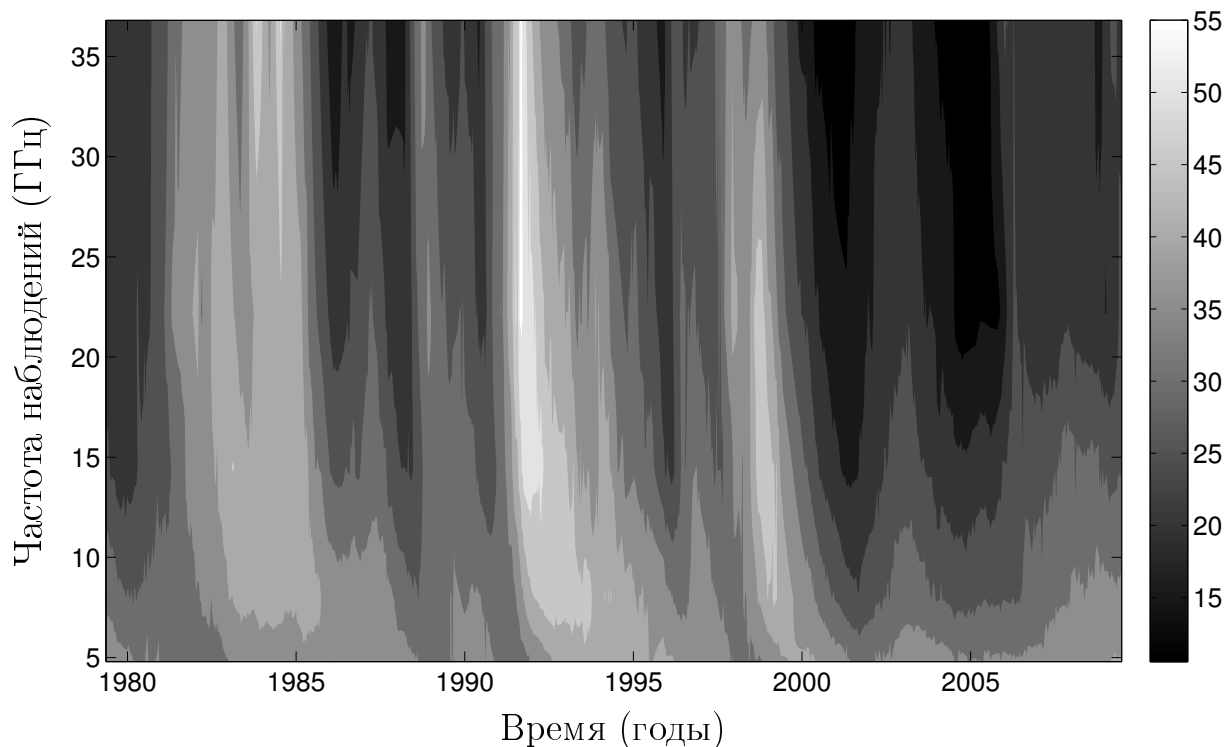


Рис. 3.5: Частотно-временное представление кривых блеска 3C 273 в интервале частот 5–37 ГГц. Шкала приведена в Ян. Рисунок из работы [4]

Здесь хорошо видны вспышки, испытывающие существенную временную задержку на низких частотах по сравнению с 36.8 ГГц. Эти вспышки имеют большую плотность потока на более высоких частотах. Среди них особенно выделяются вспышки 1983 — 1985 гг. и 1992 — 1995 гг. Очевидно, излучение в этом случае приходит из оптически толстых областей релятивистского выброса (ядра). На рисунке 3.5 также можно видеть вспышки, чья амплитуда с частотой убывает. Они не испытывают временных задержек. К ним относится, например, вспышка 2003 года. Такие вспышки могут рождаться в оптически тонких областях источника или могут появиться в кривой блеска в результате действия внешних механизмов (межзвездные мерцания, линзирование). Их наличие может занижать значение задержки, полученное по полным кривым блеска. Действительно, отдельное исследование кривых блеска 3C 273 за 1992 — 1995 гг. (мощная вспышка) показало, что задержки в этом случае на низких частотах на (10–20)% выше, чем определенные по полным кривым блеска. И, напротив, на частотах 22–37 ГГц задержка практически отсутствует.

Характеристики излучения могут эволюционировать: например, если имеет место прецессия выброса или спиралевидное движение компонентов внутри последнего, то будут меняться Лоренц- и Доплер- факторы, что приведет к изменению интенсивности. Наличие волн плотности вызовет изменение концентрации частиц и напряженности магнитного поля, что, в свою очередь, также повлечет появление вариаций блеска.

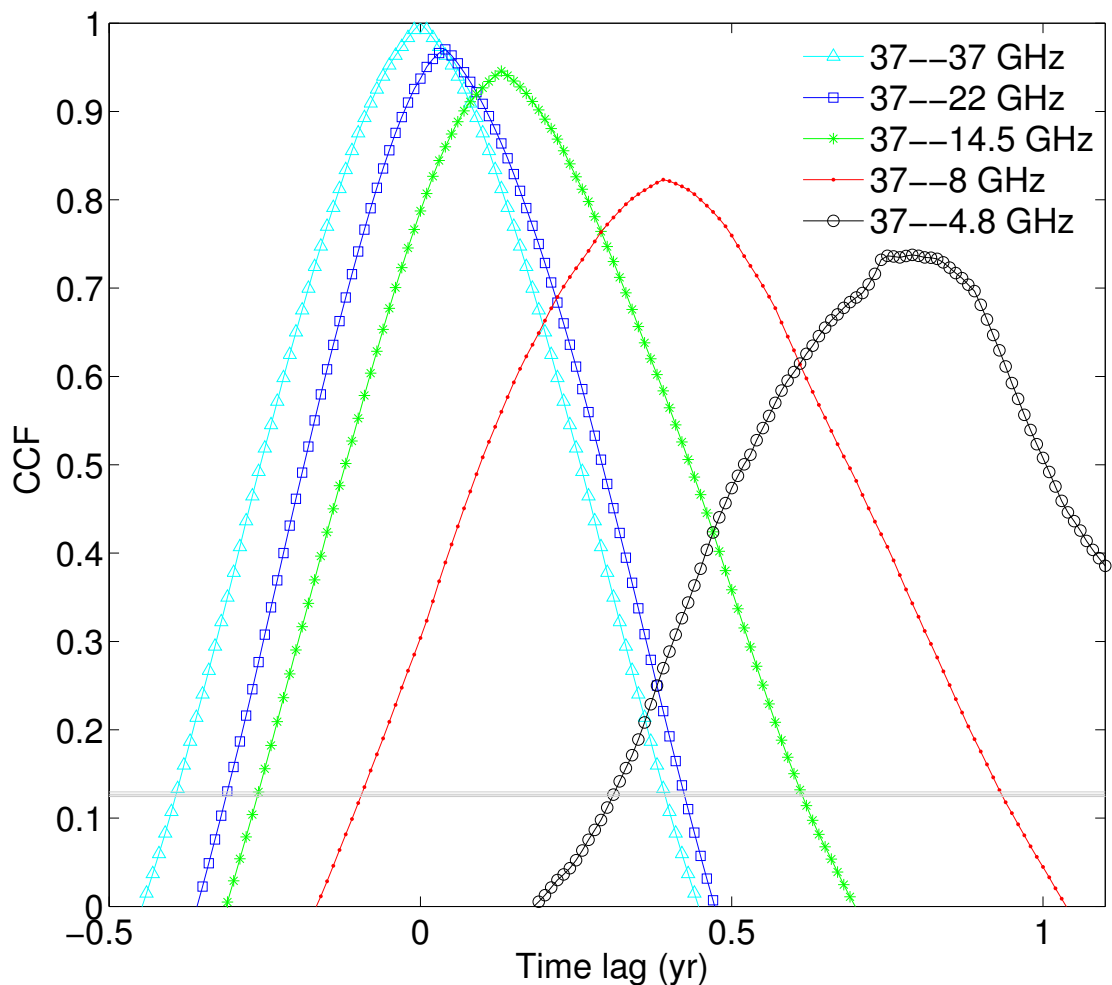


Рис. 3.6: Кросс-корреляционные функции кривых блеска 3C 454.3 на пяти частотах радиодиапазона. Рисунок из работы [5].

### 3С 454.3

Как уже отмечалось, для источника 3С 454.3 мы не располагаем наблюдательными данными на частотах 90, 230 и 362 ГГц. Однако, для него имеются интерферометрические наблюдения, проведенные в октябре 2008 года (см. главу 2). Поэтому особый интерес представляют временные задержки именно вспышки 2008 года в этом источнике.

На рисунке 3.6 приведены кросс-корреляционные функции кривых блеска вспышки 2008 года на пяти частотах радиодиапазона. Результирующие временные задержки приведены в таблице 3.2.

В работе [50] определена зависимость задержки появления вспышки 2006 г. в источнике 3С 454.3 от частоты наблюдений в радиодиапазоне (4—40 ГГц) относительно оптики. Для вспышки 2008 года такую корреляцию проследить не удастся ввиду недостатка оптических данных.

## 3.3 Смещение ядра в источниках

### 3.3.1 3С 273

Ранее в работе [1] была определена частотная зависимость задержек вспышек в блазаре 3С 454.3, которая была аппроксимирована логарифмическим законом вида  $\Delta T \propto (\log \nu)^{-1}$ . В случае 3С 273 полученные значения задержек также хорошо описываются логарифмическим законом.

В этой работе рассматривается степенная модель, которая имеет более определенный физический смысл [19, 41]. Если временные задержки кривых блеска на разных частотах обусловлены изменением оптической толщи вдоль выброса, и мы наблюдаем реальное релятивистское движение вещества в выбросе с постоянной скоростью, то смещение ядра  $\Delta r(\nu)$  как поверхности с  $\tau = 1$  пропорционально временной задержке  $\Delta T(\nu)$  [85].

График зависимости задержек от частоты приведен на рисунке 3.7. Сплошная линия представляет наилучшую аппроксимацию с помощью закона  $\Delta T \propto \nu^{-1/k}$ . В результате фитирования определен параметр  $k = 1.3 \pm 0.1$ .

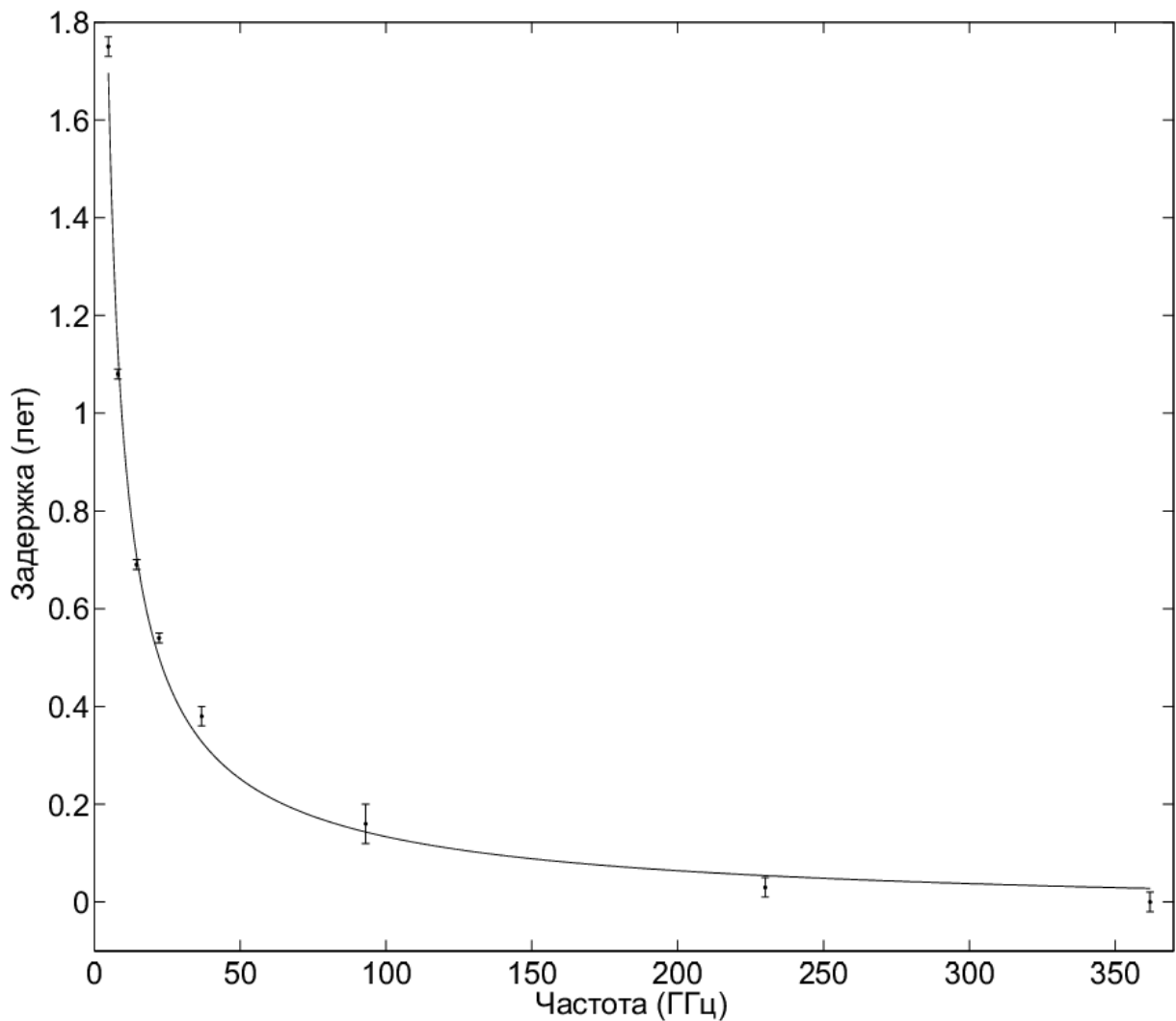


Рис. 3.7: Частотная зависимость задержек кривых блеска ЗС 273 относительно частоты 362 ГГц. Рисунок из работы [4].

### 3.3.2 ЗС 454.3

Для ЗС 454.3 смещение ядра с частотой можно измерить непосредственно, используя данные интерферометрических наблюдений. Таким образом, для измерения эффекта в работе используются четыре метода.

Первый метод основан на использовании оптически тонкого выброса как репера, к которому можно привязать положение ядра на каждой из частот. Компоненты джета аппроксимировались гауссианами. В данном случае был использован оптически тонкий компонент С7, который находится на оптимальном удалении от ядра, является достаточно ярким и обособленным, и присутствует

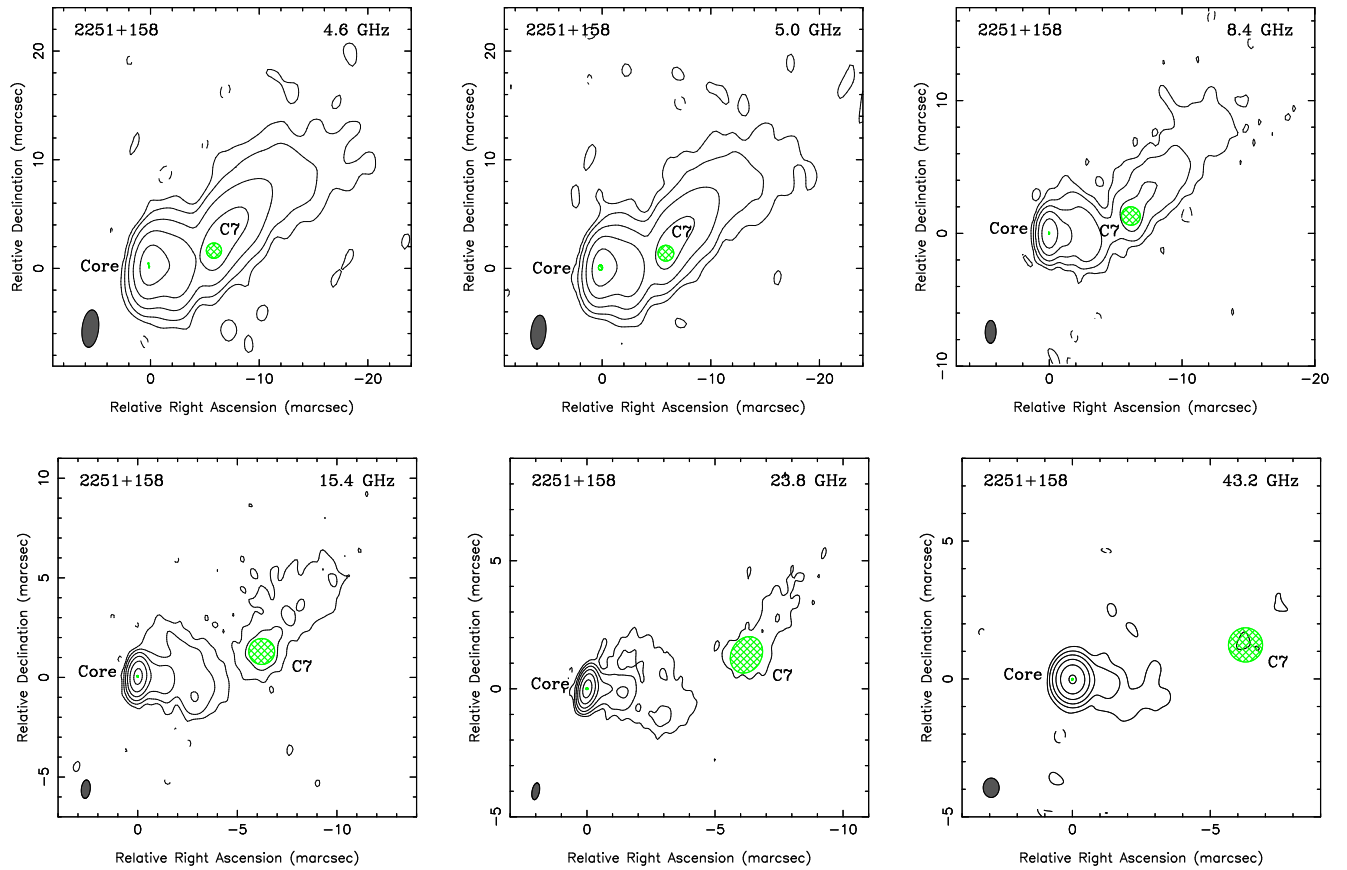


Рис. 3.8: РСДБ изображения ЗС 454.3 на различных частотах. Результат К. Соколовского и М. Лисакова [5].

на всех частотах. На рисунке 3.8 приведены карты источника с обозначенным компонентом С7. Карты в диапазонах 8.1 ГГц и 8.4 ГГц практически идентичны, поэтому на рисунке приводится только одна из них. А на рисунке 3.9 можно видеть спектры ядра и реперного компонента. Видно, что компонент С7, в отличие от ядра, является оптически тонким и, следовательно, предположение о его «неподвижности» с частотой обосновано.

Ошибки определения относительного положения ядра определялись по формуле Фомалонта [91]:

$$\Delta r = \frac{\sigma \Theta}{2S_{peak}}, \quad (3.4)$$

где  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение после вычитания модели из карты,  $S_{peak}$  — максимальный поток компонента,  $\Theta$  — размер компонента на половине интенсивности (амплитуды).

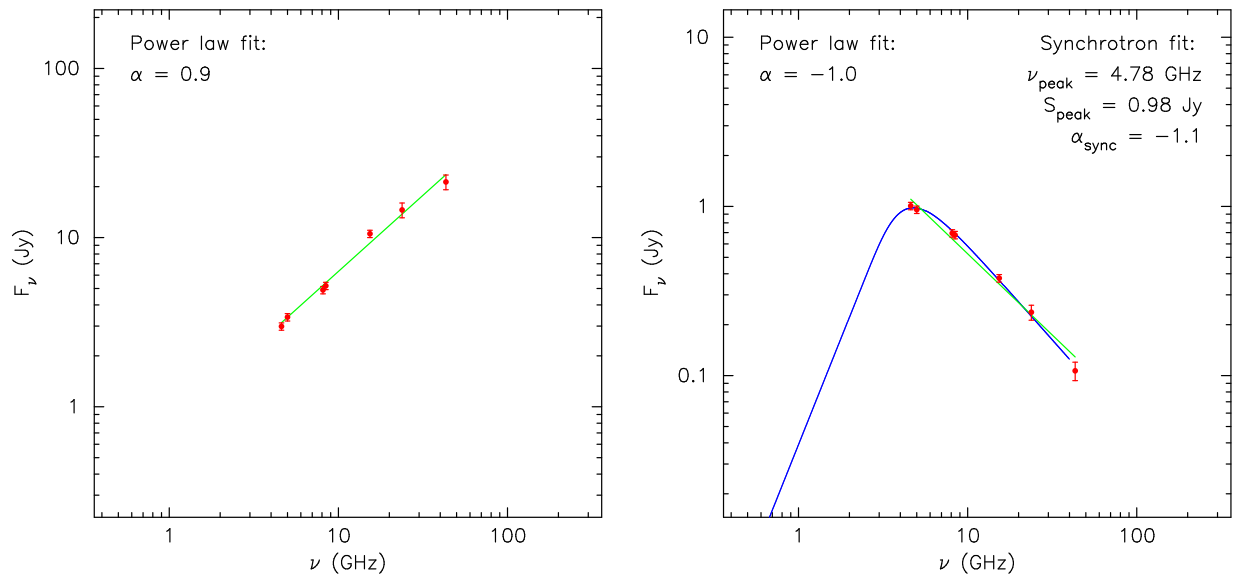


Рис. 3.9: VLBA-спектры ядра (слева) и компонента C7 (справа). Прямые линии соответствуют фитированию степенным законом и с помощью модели однородного синхротронного облака. Результат К. Соколовского [5].

Измеренная величина смещения ядра относительно компонента C7 ( $b - r_c$ ) приведена на рисунке 3.10 (треугольники). Штрих-пунктирная линия соответствует наилучшей аппроксимации моделью  $r = a\nu^{-1/k} + b$ , проведенной методом наименьших квадратов.

Второй метод определения смещения ядра основан на проведении двумерной кросс-корреляции карт на разных частотах. На каждой РСДБ карте координаты привязаны к фазовому центру — самой яркой детали на карте. Найти положение ядра (как яркой детали из модели) относительно фазового центра не составляет труда. А смещение между фазовыми центрами двух карт находится методом двумерной кросс-корреляции. Таким образом, смещение между ядрами на различных частотах складывается из смещения фазовых центров и расстояний от ядра до фазового центра на каждой частоте. Для успешной работы алгоритма кросс-корреляции оптически толстые области на обеих картах вырезаются, и кросс-корреляция вычисляется только по оптически тонким областям струи, далеким от РСДБ ядра.

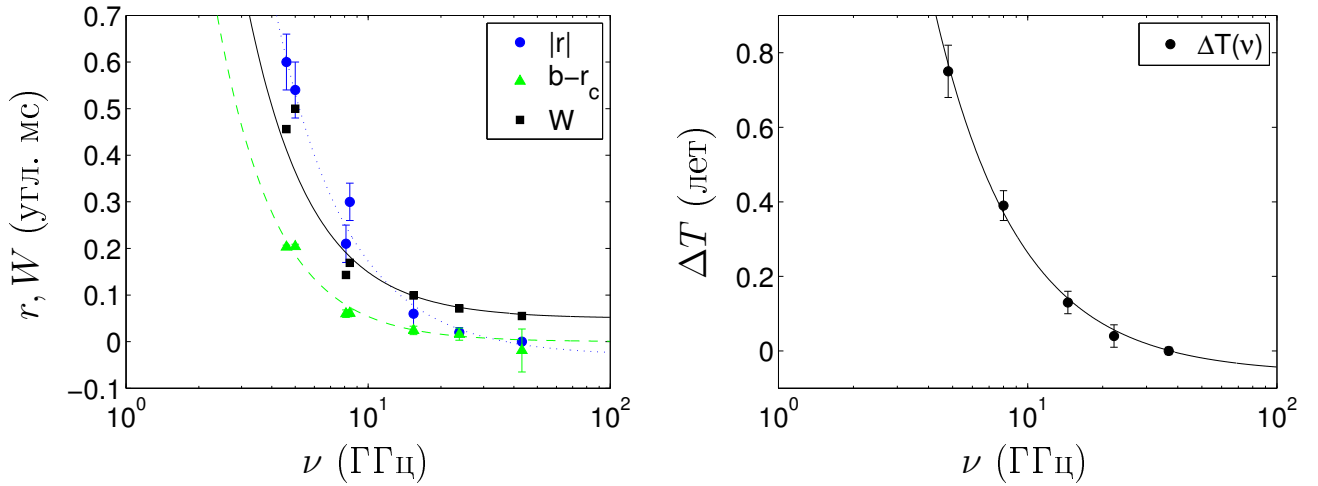


Рис. 3.10: Измеренные величины смещения ядра ( $r$ ), сдвига ядра относительно компонента С7 ( $b - r_c$ ) и размера ядра ( $W$ ), а также временные задержки ( $\Delta T$ ) вспышки 2008 года в зависимости от частоты наблюдений 3С 454.3. Результаты получены в соавторстве [5].

Данный способ позволил найти смещение ядра на всех частотах от 4.6 до 43 ГГц. При этом ошибки, в основном, определяются ошибками кросс-корреляции. Полученные данным методом величины смещения ядра в зависимости от частоты наблюдений представлены на рисунке 3.10 (кружки). Точечно-пунктирная кривая соответствует наилучшей аппроксимации моделью  $r = a\nu^{-1/k} + b$ , проведенной методом наименьших квадратов.

Третий метод основан на измерении частотной зависимости размера ядра  $W(\nu)$ . Ядро при этом моделируется гауссианой и ее полуширина принимается за размер ядра. В случае конического выброса, очевидно, размер ядра пропорционален его смещению и показатель  $k$  должен совпадать [19]. Если же выброс имеет не коническую структуру, то эта зависимость изменяется. Результаты данного метода с соответствующими результатами фитирования также приведена на рисунке 3.10 (квадраты).

Наконец, определение зависимости временных задержек от частоты позволяет получить оценку параметра  $k$  независимым методом. Чтобы иметь возможность сравнить результаты, мы исследовали отдельно вспышку 2008 года.



Таблица 3.2: Результаты анализа для ЗС 454.3.

| $\nu$ (ГГц) | $ \vec{r} $ (мс) | $r_c$ (мс)        | $W$ (мс)        | $\Delta T$ (лет) |
|-------------|------------------|-------------------|-----------------|------------------|
| (1)         | (2)              | (3)               | (4)             | (5)              |
| 43.2        | 0.0              | $5.979 \pm 0.046$ | 0.055           | ...              |
| 36.8        | ...              | ...               | ...             | 0.0              |
| 23.8        | $0.02 \pm 0.01$  | $5.944 \pm 0.013$ | 0.071           | ...              |
| 22.2        | ...              | ...               | ...             | $0.04 \pm 0.03$  |
| 15.4        | $0.06 \pm 0.04$  | $5.936 \pm 0.009$ | 0.099           | ...              |
| 14.5        | ...              | ...               | ...             | $0.13 \pm 0.03$  |
| 8.4         | $0.30 \pm 0.04$  | $5.899 \pm 0.007$ | 0.169           | ...              |
| 8.1         | $0.21 \pm 0.04$  | $5.900 \pm 0.008$ | 0.143           | ...              |
| 8.0         | ...              | ...               | ...             | $0.39 \pm 0.04$  |
| 5.0         | $0.54 \pm 0.06$  | $5.756 \pm 0.005$ | 0.500           | ...              |
| 4.8         | ...              | ...               | ...             | $0.75 \pm 0.07$  |
| 4.6         | $0.60 \pm 0.06$  | $5.757 \pm 0.004$ | 0.456           | ...              |
| $a =$       | $6.0 \pm 2.6$    | $-3.3 \pm 3.0$    | $4.6 \pm 2.5$   | $6.2 \pm 1.4$    |
| $b =$       | $-0.03 \pm 0.03$ | $5.96 \pm 0.04$   | $0.05 \pm 0.01$ | $-0.06 \pm 0.02$ |
| $k =$       | $0.68 \pm 0.13$  | $0.56 \pm 0.22$   | $0.60 \pm 0.09$ | $0.78 \pm 0.08$  |

**Описание столбцов:** (1) – частота, (2) – смещение ядра, полученное с помощью двумерной кросс-корреляции карт, (3) – расстояние ядра от компонента С7, (4) – размер ядра на половинном уровне мощности, (5) – временная задержка по кривым блеска. В последних трех строках таблицы приведены параметры наилучшей аппроксимации данных с помощью модели  $a\nu^{-1/k} + b$  соответственно каждому столбцу. Результаты получены в соавторстве [5].

В этом случае основные кинематические параметры выброса (скорость, угол наклона и угол раскрытия) для данной эпохи принимаются постоянными. Методика при этом аналогична той, что использована для 3С 273 (см. выше), однако, в данном случае исследуемые ряды оказываются существенно короче, что приводит к увеличению ошибок определения временных задержек. Ошибки вычислялись по той же схеме: Монте Карло симуляции совместно с модифицированным бутстрэппингом.

На рисунке 3.10 приведена также зависимость временных задержек от частоты относительно 36.8 ГГц для вспышки 2008 года. Сплошная линия соответствует наилучшей аппроксимации этой зависимости с помощью степенной модели  $\Delta T = a\nu^{-1/k} + b$ . Фитирование во всех случаях проводилось с помощью нелинейного метода наименьших квадратов Левенберга-Марквардта (англ. Levenberg-Marquardt).

Все вышеперечисленные результаты объединены в таблице 3.2. Параметр  $k$  найденный по задержкам, хорошо согласуется с расчетом по РСДБ данным. Это свидетельствует в пользу того, что механизм, обуславливающий наблюдаемое смещение ядра и временные задержки вспышки на разных частотах, один и тот же – синхротронное самопоглощение. Следовательно, можно использовать кривые блеска источников для определения величины эффекта смещения ядра. Этот вывод является очень важным для дальнейшего исследования природы релятивистских выбросов АЯГ.

## 3.4 Выводы по 3 главе

1. Проведен кросс-корреляционный анализ наблюдательных данных источников 3C 273 и 3C 454.3 в радиодиапазоне различными методами. Получены величины относительных временных задержек между кривыми блеска на разных частотах. Разработан алгоритм для определения частотной зависимости задержек вспышки с учетом ошибок наблюдательных данных, ошибок интерполяции, различной длительности и конечной продолжительности вспышки.
2. Исследование частотной зависимости задержек позволило определить величину эффекта смещения ядра в квазаре 3C 273: найден параметр  $k$ . Для блазара 3C 454.3 параметр  $k$  установлен несколькими независимыми методами: по РСДБ-данным и по временным задержкам вспышки 2008 года. В результате впервые строго доказано, что анализ временных задержек кривых блеска является независимым эффективным инструментом для определения величины эффекта смещения ядра.

## Глава 4

# Приложения проведенного анализа и обсуждение

Проводится обсуждение полученных результатов второй и третьей глав. Рассмотрен процесс возникновения зоны НII в центральной области блазара 3C 454.3. Выполнены оценки параметров выбросов 3C 273 и 3C 454.3.

### 4.1 Переменность АЯГ

Как показывает анализ кривых блеска, в переменности блазаров возникают короткоживущие квази-периодические циклические компоненты. Эти компоненты, как правило, эволюционируют, то есть постепенно изменяют свою частоту и спектральную мощность. Реальный физический механизм, ответственный за появление таких компонентов, остается предметом дискуссий. Наряду с ними имеются и долгоживущие компоненты переменности. Квази-период 13 лет в оптической кривой блеска 3C 273 определен в ряде работ, в том числе, с помощью вейвлет-анализа в работе [80]. Там показано, что этот цикл продолжается на протяжении более ста лет и плавно меняет свой период. Причем характер этого изменения напоминает синусоиду (рисунок 4.1).

---

Материал главы 4 основан и цитируется согласно публикациям автора [1] - [12].

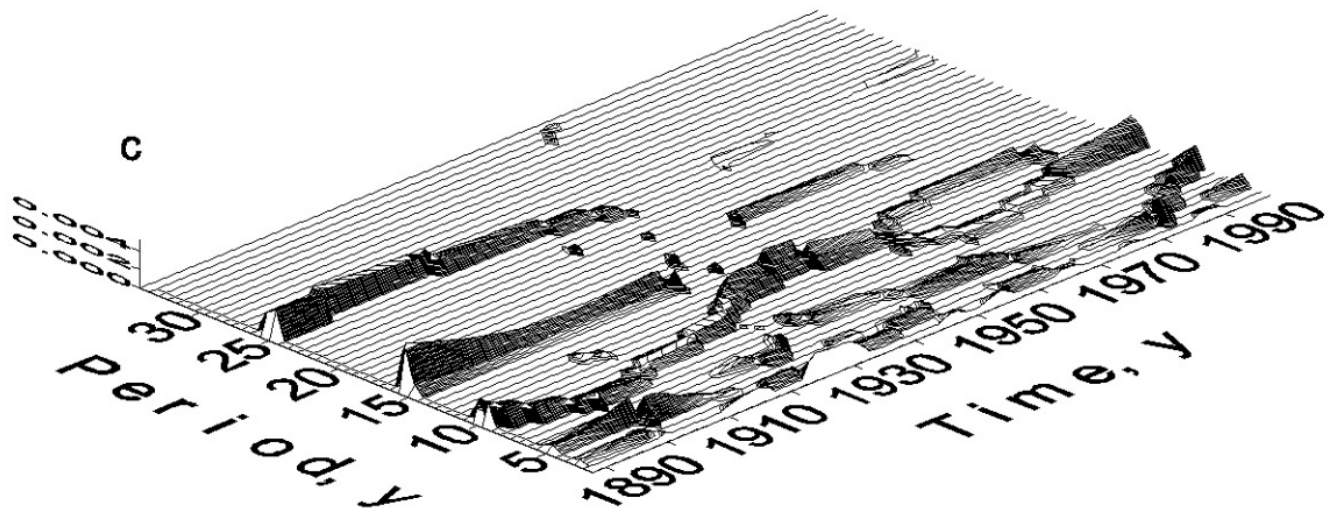


Рис. 4.1: Вейвлет-скелетон оптической кривой блеска 3C 273 за 100 лет [80].

Такого рода модуляция может быть связана с динамикой аккреционного диска, который излучает в основном в оптическом и более коротковолновых диапазонах. А восьмилетний цикл в радиодиапазоне, в свою очередь, может быть связан с релятивистским выбросом, где генерируется синхротронное излучение.

В рентгеновском диапазоне интересным является цикл с растущим периодом. Возможно, он связан с излучением газового сгустка, удаляющегося от центральной машины по спиральной траектории вдоль релятивистского выброса, а может, этот компонент связан с аккреционным диском. Наконец, возможно, что этот цикл не принадлежит переменности источника, а связан с орбитальным движением рентгеновского телескопа. Чтобы проверить это, можно исследовать кривые блеска других объектов.

Как видно из результатов гармонического анализа (Гл. 2), некоторые низкочастотные компоненты значительно превышают уровень значимости, рассчитанный для распределения белого шума. Однако, как известно, в природе существуют другие виды шумовых сигналов: так называемые окрашенные шумы.

В качестве иллюстрации на рисунке 4.2 приводятся кривая блеска 3C 273 на частоте 8 ГГц и два вида шумовых сигналов со спектральной плотностью  $\propto 1/f$  (розовый или фликкерный шум) и  $\propto 1/f^2$  (красный или броуновский шум).

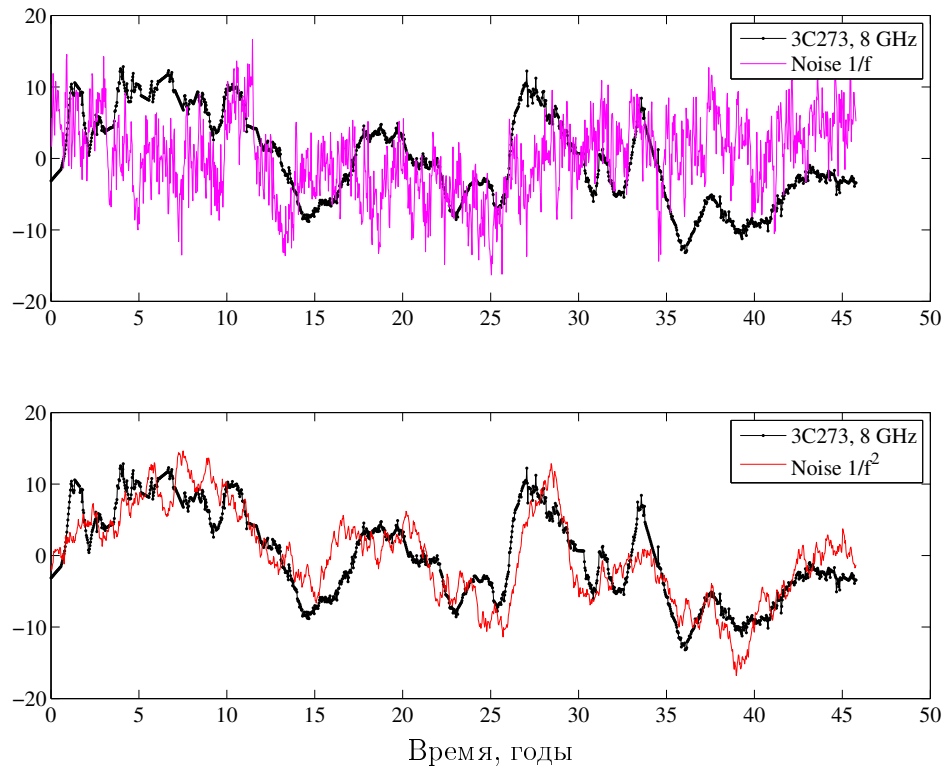


Рис. 4.2: Сравнение кривой блеска 3C273 (8 ГГц) и шумовых сигналов.

Итак, из рисунка 4.2 видно, что переменность 3C 273 в радиодиапазоне очень напоминает собой броуновский шум. В пользу шумового характера сигнала может свидетельствовать также то обстоятельство, что красный шум довольно часто встречается в природных явлениях (как то: броуновское движение частиц, температурные вариации в атмосфере Земли, течения в океанах и многие геофизические явления) и может быть получен путем интегрирования белого шума.

Шумовой сигнал, представленный на нижней панели рисунка 4.2 был выбран из нескольких тысяч сгенерированных шумовых сигналов как наиболее «похожий» на кривую блеска 3C 273 для иллюстрации. На рисунке 4.3 приводится сравнение LS-спектров этого шума и кривой блеска 3C 273. Видно, что в спектре шума также присутствуют низкочастотные гармоники сравнимой мощности, а наклоны обоих спектров очень похожи (см. логарифмическое представление спектров в правой верхней части рисунка).

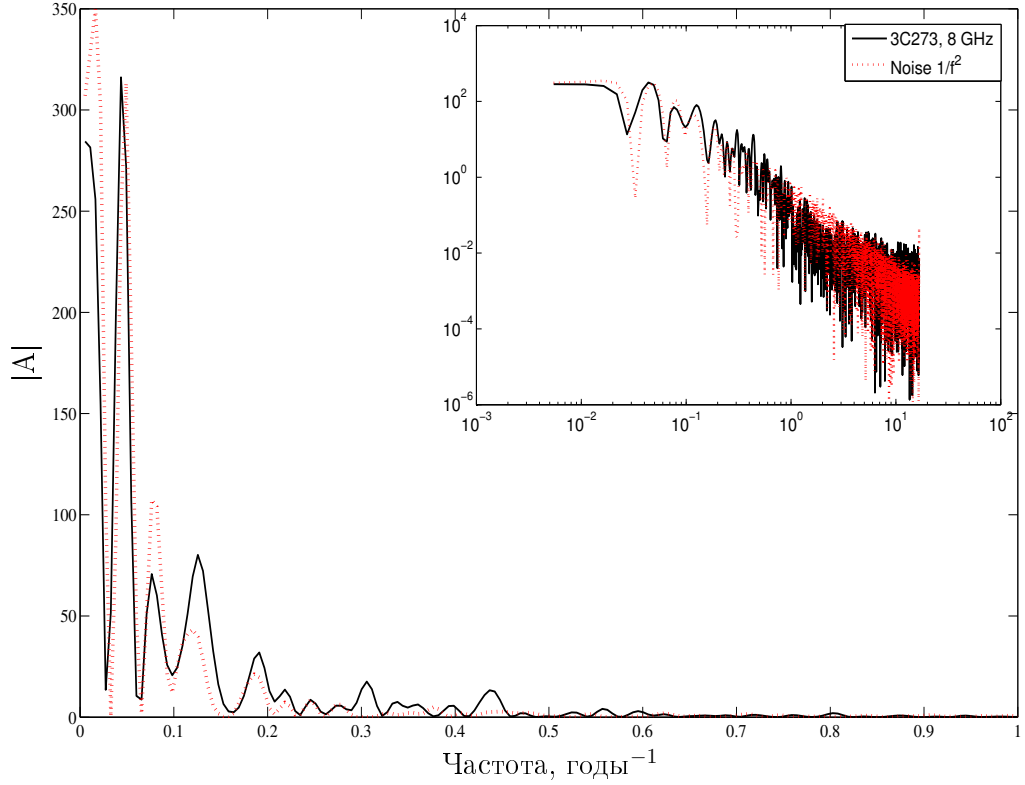


Рис. 4.3: Сравнение  $LS$ -спектра кривой блеска  $3C273$  и шумового сигнала.

Красный шум можно описать с помощью авторегрессионной модели первого порядка  $AR(1)$  (или марковского процесса):

$$x_n = \alpha x_{n-1} + \epsilon_n, \quad (4.1)$$

где  $x_0 = 0$ ,  $\alpha$  – значение функции автокорреляции при сдвиге на один шаг ( $\text{lag}=1$ ),  $\epsilon$  – гауссов белый шум. Нормированная спектральная мощность такого процесса может быть представлена в виде:

$$P_k = \frac{1 - \alpha^2}{1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos(2\pi f)}, \quad (4.2)$$

где  $f$  – частота Фурье-преобразования (см. напр. [78]).

Предположим, что кривая блеска представляет собой процесс вида (4.1) со средней спектральной мощностью (4.2). При нормальном распределении сигнала отсчеты спектра мощности имеют распределение  $\chi_2^2$  (Хи-квадрат с двумя степенями свободы), следовательно, чтобы получить 95%-й доверительный уровень, необходимо (4.2) домножить на соответствующий квантиль распределения

$\chi_2^2$  [78]. На рисунке 4.4 приведен спектр мощности кривой блеска 3C 273 на частоте 8 ГГц, спектр мощности шумового сигнала (рис. 4.2), а также средний спектр процесса (4.1) и 95%-й доверительный интервал.

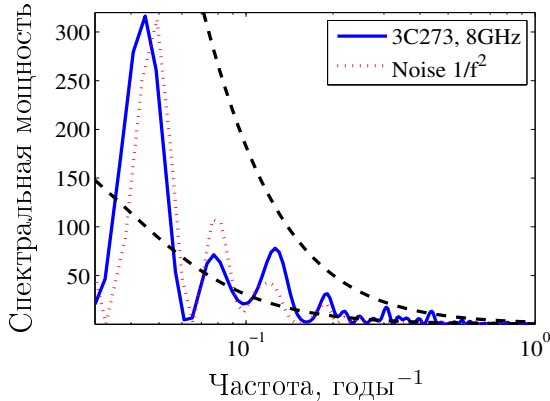


Рис. 4.4: Фурье спектры мощности кривой блеска 3C 273 и шумового сигнала. Нижняя пунктирная линия – средний спектр  $AR(1)$ , верхняя – 95%-й доверительный уровень.

пазонах (гамма, рентген, оптика), то есть скорее всего возникают в разных пространственных областях. Также следует обратить внимание на серию последних вспышек в 3C 454.3: они имеют практически одинаковую структуру (плато и пик) и продолжительность, что крайне нехарактерно для шумового сигнала. Так или иначе, для окончательного ответа требуется дополнительный статистический анализ и, возможно, моделирование переменности АЯГ.

Одной из возможных причин цикличности переменности АЯГ может являться сложное движение двойной системы сверхмассивных черных дыр [20, 48], бóльшая из которых обладает массивным аккреционным диском. Ударные волны, вызванные прохождением компаньона сквозь аккреционный диск, достигают истоков релятивистского выброса, порождая мощные вспышки во всех диапазонах электромагнитного спектра. В подобных системах должны обнаруживаться три основных циклических составляющих переменности, связанных

Видно, что почти все низкочастотные компоненты лежат внутри 95%-го доверительного интервала. Таким образом, кривая блеска статистически неотличима от шумового сигнала или процесса (4.1). Однако, вывод о чисто шумовой природе переменности АЯГ может оказаться преждевременным. В пользу действия реальных физических механизмов, приводящих к реализации наблюдаемых вариаций потока, указывают как минимум два обстоятельства: во-первых, вспышки, наблюдаемые в режиме мониторинга, зачастую соответствуют рождению новых компонентов выбросов, а во-вторых, многие из них проявляются параллельно в других диа-



с периодом вращения центрального тела и внутренних областей диска, периодом обращения и периодом прецессии. В рамках определенных предположений (устойчивость орбиты требует положить ее размер  $R > 10^{16}$  см, а наблюдения дают ограничение сверху на массу центральной черной дыры  $M_{\bullet} < 10^{10} M_{\odot}$ ) можно рассчитать массы компонентов, размеры орбиты, температуру и плотность среды в области движения компаньона, время жизни системы до слияния и другие. Можно найти геометрические параметры аккреционного диска: его толщину, размеры и т.д. Отсутствие ярко выраженной периодичности (как в двойных системах звездных масс) в этих объектах может быть объяснено дополнительными эффектами, связанными с изменением геометрических характеристик (перекрытие, изменение угла наклона выброса) и неоднородностью распределения вещества в системе. Данный сценарий рассмотрен нами для блазаров 3C 120, OJ 287, VL Lac и 1308+326 в работе [6]. На основании этих параметров можно провести дальнейшие рассуждения и оценки других характеристик центральных областей АЯГ. В разделе 4.2 проводится рассмотрение возникновения зоны ионизованного водорода (НИИ-области) вокруг блазара 3C 454.3.

Следует отметить, что могут существовать и другие механизмы, ответственные за квази-периодичность излучения блазаров. Это может быть спиральное движение возмущений в релятивистских выбросах (напр. [97]). Осцилляции также могут быть связаны с появлением неустойчивостей в аккреционных дисках АЯГ. Однако, при этом, если переменность не подвергается доплеровскому «ускорению», временные масштабы оказываются чрезвычайно велики. Так, согласно работе [98], характерное время переменности в результате возникновения неустойчивостей в диске для квазара с массой СМЧД  $M = 10^8 M_{\odot}$  составляет  $\tau_{\text{неуст}} \approx 10^6$  лет и растет с увеличением массы. Часто переменность также связывают с ударными волнами в релятивистских выбросах АЯГ, с межзвездными мерцаниями, с гравитационным линзированием и т.д. [99].

## 4.2 Оценка размеров зоны НII вокруг ЗС 454.3

В рамках модели ДСЧД были определены температура и плотность среды в центральной области ЗС 454.3 [96], которые оказались очень близки к полученным нами оценкам для нескольких блазаров [8]. На основе этих данных можно выполнить оценки размера зоны Стрёмгрена  $R_S$  вокруг центральной области блазара ЗС 454.3 (см. [2]).

Уравнение ионизационного баланса можно записать в виде [100]:

$$4\pi r^2 n(r) \frac{dr}{dt} = S_* - 4\pi\alpha(T) \int n^2(r)r^2 dr, \quad (4.3)$$

где  $\alpha(T)$  — коэффициент рекомбинации на все уровни атома водорода выше первого<sup>1</sup>, зависящий от температуры,  $n$  — концентрация ионов в плазме (предполагается, что она равна концентрации электронов),  $S_*$  — количество ионизирующих квантов в единицу времени. В уравнении (4.3) учитываются два механизма: фотоионизация и рекомбинация в газовой среде. Область предполагается сферической, и интегрирование ведется вдоль радиуса зоны НII.

Чтобы рассчитать размер НII-области, рассмотрим стационарный случай, когда ионизация останавливается (на границе). При этом левая часть уравнения (4.3) зануляется:

$$S_* = 4\pi\alpha(T) \int n^2(r)r^2 dr. \quad (4.4)$$

Число ионизирующих квантов  $S_*$  можно выразить через плотность потока излучения:

$$S_* = 4\pi R_*^2 \int_{3.3 \cdot 10^{15}}^{\infty} \pi F_\nu \frac{d\nu}{h\nu}, \quad (4.5)$$

где  $R_*$  — размер излучающей области,  $F_\nu$  — плотность потока излучения источника,  $h$  — постоянная Планка.

В свою очередь, чтобы оценить плотность потока излучения источника на частотах выше порога ионизации водорода  $3.3 \cdot 10^{15}$  Гц, можно принять степенной вид спектра источника на данном интервале:  $F_\nu \propto \nu^{-1}$  (см. рис. 4.5),

---

<sup>1</sup>При рекомбинациях на первый уровень испускаемые кванты остаются в области НII, вызывая ионизацию других атомов, поэтому член, связанный с этими переходами, исключается.

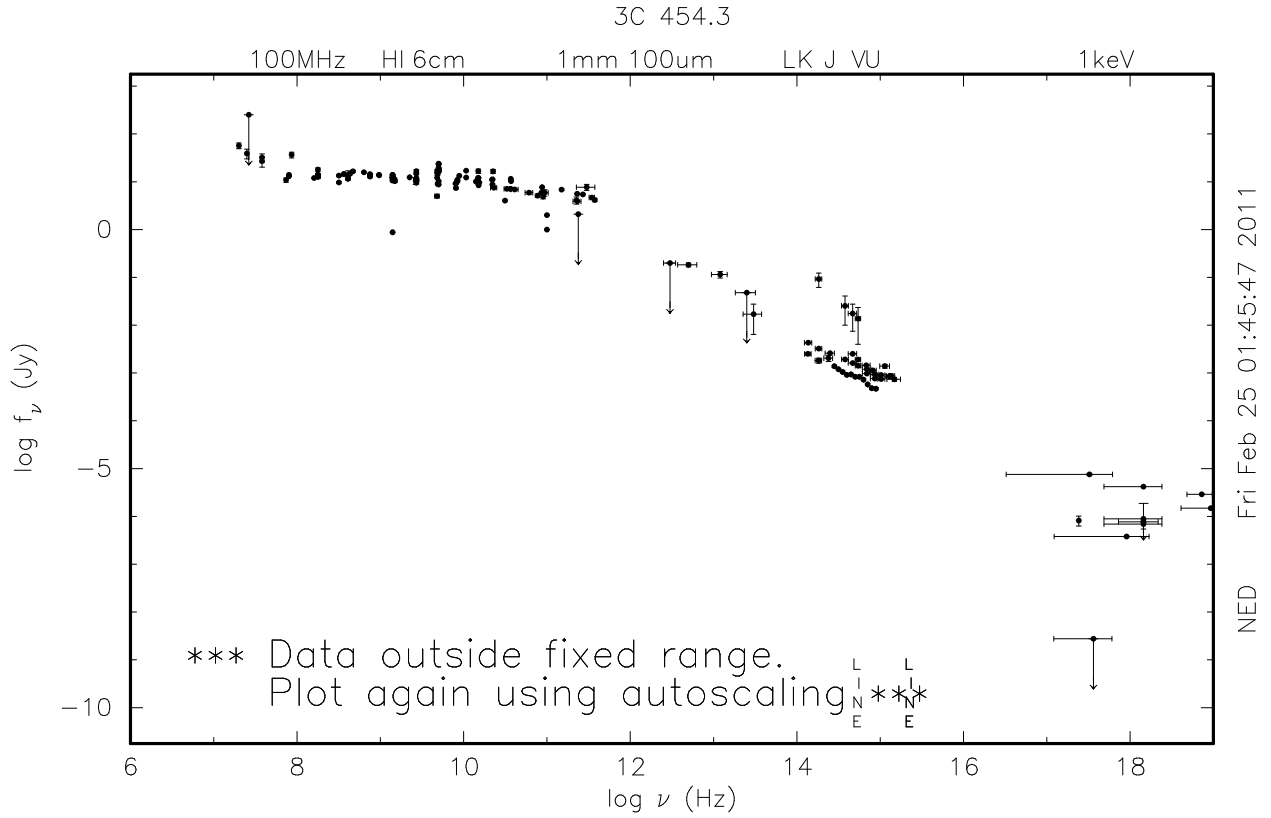


Рис. 4.5: Спектр 3C454.3 по данным NED [51].

тогда:

$$F_\nu = F_0 \frac{\nu_0}{\nu} \left( \frac{D_{\text{ист}}}{R_*} \right)^2 \quad (4.6)$$

где  $\nu_0 = 3.3 \cdot 10^{15}$  Гц,  $F_0$  — регистрируемый поток у поверхности Земли на частоте  $\nu_0$  ( $F_0 \approx 1$  мЯн),  $D_{\text{ист}} \approx 3 \cdot 10^{27}$  см — расстояние до источника [96].

Для дальнейших оценок примем размер излучающей области  $R_* \approx 10^{15}$  см, что соответствует гравитационному радиусу центральной черной дыры в 3C 454.3 ( $M \approx 5 \cdot 10^9 M_\odot$  [50]). Тогда:

$$S_* \approx \frac{4\pi^2 D_{\text{ист}}^2}{h} F_0 \approx 5.4 \cdot 10^{56} \text{ c}^{-1} \quad (4.7)$$

Температурная зависимость коэффициента  $\alpha(T)$  представлена в работе [101]. Для  $T = 10^9$  К находим  $\alpha \approx 10^{-19}$  см<sup>3</sup>/с. А среднее значение на интервале температур  $10^4 - 10^9$  К составляет примерно  $\alpha(T) \approx 10^{-17}$  см<sup>3</sup>/с.

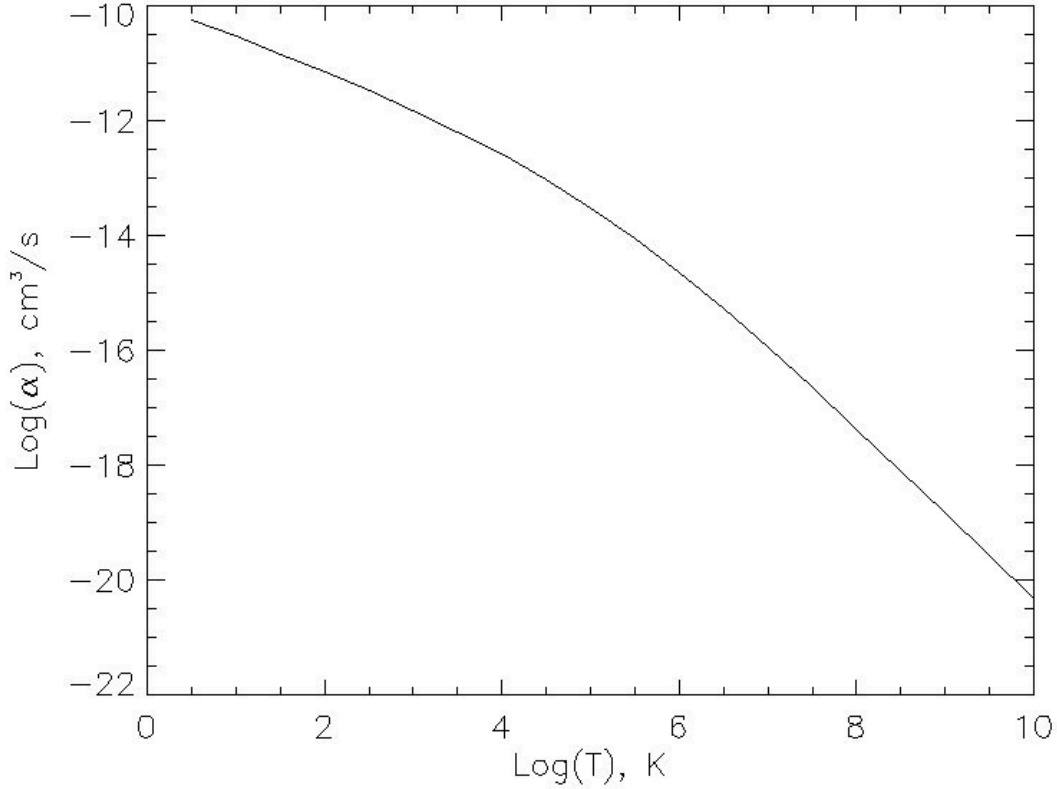


Рис. 4.6: Зависимость  $\alpha(T)$  (по данным работы [101])

Пренебрегая размерами излучающей области по сравнению с размерами зоны НП и решая уравнение (4.4), для постоянной плотности имеем:

$$R_S = \left( \frac{3S_*}{4\pi n_0^2 \alpha(T)} \right)^{1/3}. \quad (4.8)$$

Для значения  $n = n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$  получаем  $R_S \approx 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}$ , то есть около одного парсека.

Для более аккуратной оценки температурную зависимость коэффициента рекомбинации  $\alpha(T)$  на интервале температур  $10^5 - 10^9 \text{ К}$  можно аппроксимировать законом  $\alpha(T) \propto T^{-3/2}$  [101] (см. рис. 4.6).

Кроме того, можно задать закон изменения плотности газа с расстоянием от источника. Так, в работе [102] авторы моделировали области возникновения эмиссионных линий в АЯГ и показали, что наилучшие модели удовлетворяют распределению плотности  $n(r) \propto r^{-1}$ . Принимая  $n(r) = n_0 \frac{R_*}{r}$  при  $r > R_*$  и

решая уравнение (4.4), находим:

$$R_S \approx \frac{S_*}{4\pi\alpha(T)n_0^2R_*^2}. \quad (4.9)$$

График зависимости  $R_S(T)$  приводится на рисунке 4.7 для различных принятых значений начальной плотности  $n_0$ . Здесь  $T$  — средняя температура ионизованной области. Из рисунка видно, что размер зоны НII для температуры  $T = 10^5$  К и начальной плотности  $n_0 = 10^9$  см<sup>-3</sup> составляет  $R_S \approx 100$  пк. При средних температурах порядка  $T \approx 10^7$  К и таких же плотностях размер области НII возрастает до 100 кпк.

Таким образом, даже при небольших температурах  $T = (10^5 - 10^6)$  К, газ в центральных областях АЯГ оказывается полностью ионизован излучением. А при более крутом спаде плотности с расстоянием от источника ионизации или меньшем принятом значении  $n_0$  размеры ионизованной области резко возрастают (см. рис. 4.7). Следовательно, квазары типа 3С 454.3 являются мощными источниками ионизации межзвездной и межгалактической среды [2].

Оптическая толща  $\tau$  по томсоновскому рассеянию вдоль радиуса ионизованной области:

$$\tau = \int_{R_*}^{R_S} n(r)\sigma_T dr = n_0 R_* \sigma_T \ln \left( \frac{R_S}{R_*} \right), \quad (4.10)$$

где  $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup> — томсоновское сечение рассеяния.

Для начальной плотности  $n_0 = 10^8$  см<sup>-3</sup> оптическая толща  $\tau = 1$  достигается при  $R \approx 10^7 R_* \approx 3$  кпк. Скорее всего, на таких масштабах плотность газа резко падает и тогда среда остается оптически тонкой вплоть до краев родительской галактики (десятки килопарсек).

Из проведенных оценок можно заключить, что основным фактором, определяющим ионизационную способность АЯГ является окружающая среда, а именно: распределение вещества вокруг источника излучения. Химический состав плазмы является менее существенным. Ионизация излучением центральной машины доминирует над остальными процессами.

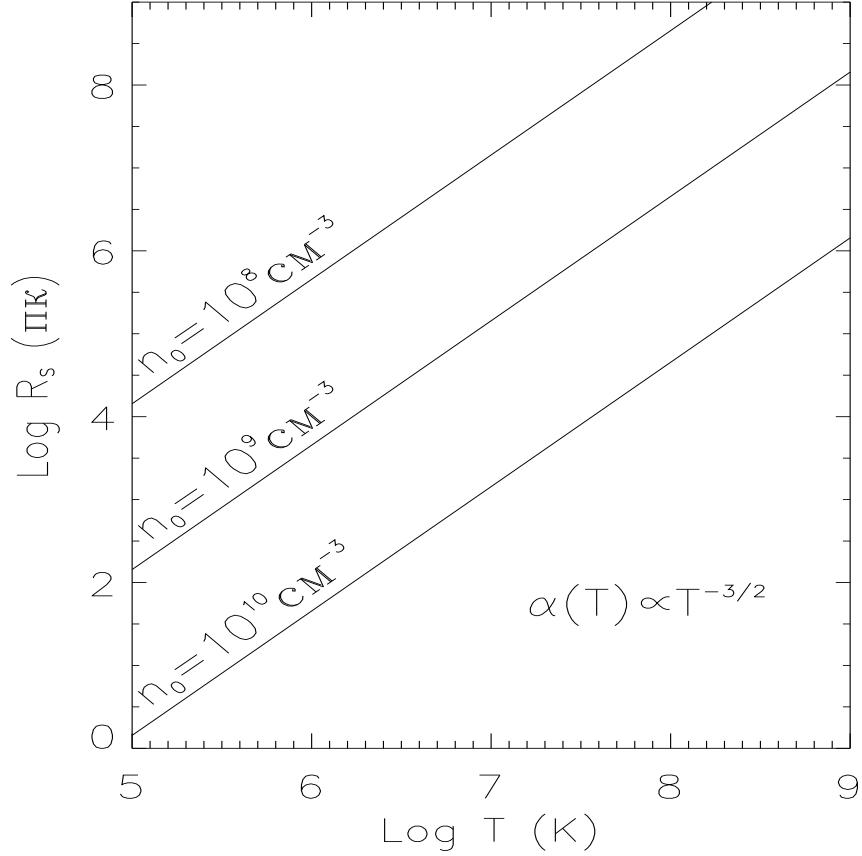


Рис. 4.7: Зависимость  $R_S(T)$  для разных значений начальной плотности.

### 4.3 Задержки вспышек на разных частотах

Итак, вследствие внутренних механизмов поглощения, вспышки блазаров, наблюдаемые на разных частотах радиодиапазона, испытывают временные задержки. На высоких частотах пик вспышки происходит раньше, чем на низких.

Используя результаты кросс-корреляционного анализа кривых блеска 3С 273 и 3С 454.3 на пяти частотах радиодиапазона (Гл. 3), можно определить ряд параметров релятивистских выбросов источников.

Следуя [19, 41], положим напряженность магнитного поля и плотность частиц вдоль выброса  $B = B_1(r_1/r)^m$  и  $N = N_1(r_1/r)^n$ , где  $B_1$  и  $N_1$  – соответственно напряженность магнитного поля и концентрация электронов на расстоянии  $r_1 = 1$  пк от основания выброса. Тогда величины  $k$  (тот самый параметр, характеризующий эффект смещения ядра и определенный в Гл 3),  $m$ ,  $n$  и показатель

спектра  $\alpha$  (оптически тонкой области) связаны соотношением [41]:

$$k = ((3 - 2\alpha)m + 2n - 2)/(5 - 2\alpha). \quad (4.11)$$

При равномерном распределении плотностей энергии магнитного поля и частиц очевидным является выбор  $m = 1$ ,  $n = 2$  и  $k = 1$  [19]. Условие равномерного распределения можно записать в виде:

$$N_1(r/r_1)^{-n} \gamma_{\min} m_e c^2 = K B_1^2 (r/r_1)^{-2m} / 8\pi, \quad (4.12)$$

где  $n = 2m$ ,  $m_e$  – масса электрона,  $\gamma_{\min}$  минимальный Лоренц-фактор излучающих электронов,  $K \approx 1/\ln(\gamma_{\max}/\gamma_{\min}) \approx 0.1$  в случае оптически тонкого спектрального индекса  $\alpha = -0.5$  (максимальный Лоренц-фактор можно положить примерно  $\gamma_{\max} = 10^{4.34} \gamma_{\min}$  [46]).

Теперь введем величину  $\Omega$ , которая постоянна и характеризует меру относительного смещения ядра для пары частот  $\nu_1$  и  $\nu_2$  [41]:

$$\Omega = 4.85 \cdot 10^{-9} \frac{\Delta r_{mas} D_L}{(1+z)^2} \left( \frac{\nu_1^{1/k} \nu_2^{1/k}}{\nu_2^{1/k} - \nu_1^{1/k}} \right), \quad (4.13)$$

где  $D_L$  – фотометрическое расстояние до источника.

Проекционное расстояние  $\Delta r_{mas}$  можно измерить непосредственно (выполнено для ЗС 454.3 – см. табл. 3.2), или же выразить через временную задержку как  $\Delta r_{mas} = \mu_{app} \Delta T$ , где  $\mu_{app}$  – видимая скорость компонентов выброса в проекции на небесную плоскость в миллисекундах дуги в год.

Теперь можно выразить зависимость положения ядра от частоты [41]:

$$r_{core}(\nu) = \frac{\Omega}{\sin \theta} \nu^{-1/k}. \quad (4.14)$$

В предположении равномерного распределения энергии частиц и поля можно рассчитать напряженность магнитного поля в выбросе на расстоянии 1 пк от источников джета. Для этого решим уравнение (43) из работы Хиротани [46] совместно с условием 4.12:

$$B_1 \approx 0.014 \left( \frac{\Omega^{3k} (1+z)^2 \ln \gamma_{\max}/\gamma_{\min}}{\delta^2 \phi \sin^{3k-1} \theta} \right)^{1/4}, \quad (4.15)$$

где  $\theta$  — угол между выбросом и направлением на наблюдателя,  $\phi$  — угол половинного раскрытия выброса,  $\delta \equiv [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$  — Допплер-фактор,  $\ln(\gamma_{\max}/\gamma_{\min}) \approx 10$  [46]. Тогда напряженность магнитного поля в ядре:

$$B_{core}(\nu) \approx B_1 r_{core}^{-1}(\nu). \quad (4.16)$$

### 3С 273

Для 3С 273 мы использовали следующие величины из литературы:  $D_L = 735$  Мпк [51]; среднее значение  $\mu_{app} = 0.94$  мс/год из работы [88]; а также величины  $\theta = 6.1^\circ$ ,  $\phi = 1.4^\circ$  и  $\delta = 9.0$  из работы [89]. Полученные нами значения  $\Omega$  для имеющихся пар частот хорошо согласуются между собой и дают среднее значение  $\langle \Omega \rangle = 16.5$  пк·ГГц<sup>1/к</sup>.

В результате можно получить оценку магнитного поля в ядре 3С 273 на расстоянии 1 пк от основания выброса:  $B_1 = 0.5 \pm 0.1$  Гс, что согласуется с данными работы [90], полученными другим методом.

В работе [41] была предсказана величина смещения ядра в источнике 3С 273 для частот 2 и 22 ГГц: она составляет  $\Delta r = 0.78$  миллисекунд дуги. Для принятого значения  $\mu_{app} = 0.94$  мс/год мы получили величину относительного смещения ядра на частотах 4.8 и 22.2 ГГц  $\Delta r \approx 1.14$  мс. Для окончательной проверки этих результатов следует провести многочастотные РСДБ наблюдения 3С 273 и измерить данный эффект непосредственно.

Отсутствие значимой корреляции между кривыми блеска 3С 273 в радиодиапазоне и в других диапазонах длин волн может означать, что основная доля переменности плотности потока излучения в других диапазонах не связана с синхротронным излучением выброса. Кроме того, наблюдательные данные в оптическом и рентгеновском диапазонах крайне неоднородны и имеют промежутки длительностью более года.



### ЗС 454.3

Благодаря наличию интерферометрических данных по объекту ЗС 454.3 поле для расчетной деятельности гораздо шире. Дальнейшие расчеты проведены для данного источника.

Для ЗС 454.3 приняты следующие кинематические и геометрические характеристики:  $\theta = 1.3^\circ$ ,  $\phi = 0.8^\circ$ ,  $\delta = 24.6$ ,  $\Gamma_j = 15.6$  [89]; фотометрическое расстояние до источника  $D_L = 5489$  Мпк (для принятых космологических параметров); а также измеренное значение показателя  $k = 0.7$  (см. Гл. 3).

Если скорость выброса постоянна, то он имеет коническую форму, а плотность частиц падает как  $N \propto r^{-2}$  ( $n = 2$ ). В этом случае из (4.11) следует, что для любого  $\alpha$   $m = 1$  и  $k = 1$ . Если же угол раскрыва выброса или его скорость меняются с расстоянием от апекса, то будет реализовываться другая комбинация параметров  $(m, n, k)$ , которая также может удовлетворять условию равномерного распределения  $n = 2m$ .

Используя уравнение (4.11) и значение оптически тонкого спектрального индекса  $\alpha = -0.5$ , в случае равномерного распределения находим  $m \simeq 0.8$ ,  $n = 2m = 1.6$ . Заметим, что этот результат слабо зависит от принятого значения  $\alpha$ .

После усреднения по всем парам частот, имеем  $\Omega = 43 \pm 10$  пк ГГц<sup>1/k</sup>. Напряженность магнитного поля (ур. 4.15) составляет  $B_1 = 0.4 \pm 0.2$  Гс. Оценки ошибок измерения магнитного поля и других параметров выполнены на основе принятых ошибок измеренных величин  $k$  и  $\Omega$ . Однако, очевидно, что ошибки принятых кинематических и геометрических параметров выброса также могут вносить вклад в результирующую ошибку.

Полученное значение  $B_1$  близко к результатам по ЗС 273, а также к оценкам из работы Пушкарева [93] (для измерений смещения ядра на частотах 8–15 ГГц при  $k = 1$ ). Из уравнений (4.14 и 4.16) находим размеры ядра ЗС 454.3 на 43 ГГц:  $r_{43} \sim 9$  пк и на 15 ГГц:  $r_{15} \sim 38$  пк; а также напряженность магнитного поля в ядре на этих частотах:  $B_{43} = 0.07 \pm 0.04$  Гс и  $B_{15} = 0.02 \pm 0.01$  Гс.

## Кинетическая светимость выброса

Используя уравнение (46) из работы [46], можно посчитать кинетическую светимость (полную мощность) выброса. В предположении постоянного Лоренц-фактора  $\Gamma_j$  и минимального Лоренц-фактора частиц  $\gamma_{min} = 100$  [46], находим для электрон-позитронного выброса:  $P_j \sim 10^{44}$  эрг/с. Для электрон-протонного выброса мощность выше в  $m_{p+}/m_{e-} = 1836.2$  раз.

## Градиент внешнего давления

Если внешнее давление на выброс падает с расстоянием по степенному закону  $p \propto r^{-a}$ , то струя будет ускоряться по закону  $\Gamma_j = \Gamma_{j*}(r/r_*)^{a/4}$  (где  $r$  — расстояние вдоль оси выброса, а  $*$  относится к величинам, при которых джет становится сверхзвуковым) [94].

Для  $r \gg r_*$  поперечное сечение выброса  $d \propto r^{a/4}$  (наблюдаемый размер ядра  $W \approx d$ ). В этом случае зависимость размера ядра от частоты  $W(\nu) \propto \nu^{-a/(4k)}$  отличается от зависимости продольного сдвига ядра ( $r \propto \nu^{-1/k}$ ) если  $a \neq 4$ . Можно связать измеренное значение  $k$  с показателем градиента давления  $a$  (см. [41, Рис1]). Из диаграммы получаем  $a \simeq 2.2$ , а также показатели градиентов магнитного поля и плотности частиц:  $m_p \approx 0.4$  и  $n_p \approx 2.2$ . Тогда показатели зависимостей  $W(\nu)$  и  $r(\nu)$  будут отличаться в  $a/4 \simeq 0.55$  раз. А это противоречит нашим измерениям (см. табл. 3.2). Следовательно, изменение внешнего давления не определяет геометрию выброса в ЗС 454.3 в области ядра на частотах 43 — 4.6 ГГц, что соответствует масштабам 10–100 пк.

## Скорость выброса

Если пик вспышки на данной частоте  $\nu$  происходит в момент, когда возмущение, распространяющееся вдоль выброса, проходит область ядра на этой частоте ( $r_\nu$ ), имеется возможность рассчитать видимую скорость струи из измеренных смещений ядра  $\Delta r$  и задержек вспышек  $\Delta T$ :

$$\mu_{app} = \Delta r / \Delta T \quad (4.17)$$

В среднем по выбранным парам частот находим:  $\mu_{\text{app}} \simeq 0.7$  мс/год. Это значение в несколько раз выше измеренного по РСДБ наблюдениям в работах [57] и [92]. Возможно, вспышка 2008 года в ЗС 454.3 связана с экстремальным движением компонента выброса. В пользу этого говорит большой разброс скоростей разных компонентов струи в данном источнике.

С другой стороны, различие измеренной скорости может отражать разные масштабы, на которых она измерена. Действительно, уравнение (4.17) описывает скорость струи на внутренних масштабах (порядка 1 пк), а измерения РСДБ относятся к гораздо более далеким областям джета, где наблюдаются отдельные компоненты. В этом случае скорость выброса падает с расстоянием, то есть имеет место замедление релятивистского выброса.

Наконец, предположение о появлении максимума вспышки также может играть роль: согласно [95], на адиабатической стадии развития вспышки (максимум постепенно падает с просветлением движущегося компонента), ее пик происходит несколько раньше, чем компонент достигает ядра (положения  $\tau_\nu \approx 1$  для стационарного выброса). Это может приводить к переоценке скорости, так как временная задержка  $\Delta T$  оказывается меньше, чем реальное время, необходимое компоненту для прохождения расстояния  $\Delta r$  между положениями ядра на разных частотах.

## **Картина развития вспышек**

Из уравнения 4.14 для полученного значения показателя  $k = 0.7$ , получаем структурную схему распределения областей радиоизлучения в выбросе ЗС 454.3: в миллиметровом диапазоне вспышка появляется на характерном расстоянии от истоков выброса 10 пк, затем, через несколько месяцев, на расстоянии порядка 100 пк наблюдается максимум излучения в сантиметровом диапазоне (рис. 4.8).

Исследование трех последовательных вспышек в ЗС 454.3 за 2005—2012 гг. позволило нам спрогнозировать продолжительность вспышки 2010 года в радиодиапазоне — до конца 2011 года [9]. Этот прогноз оказался верным [3].

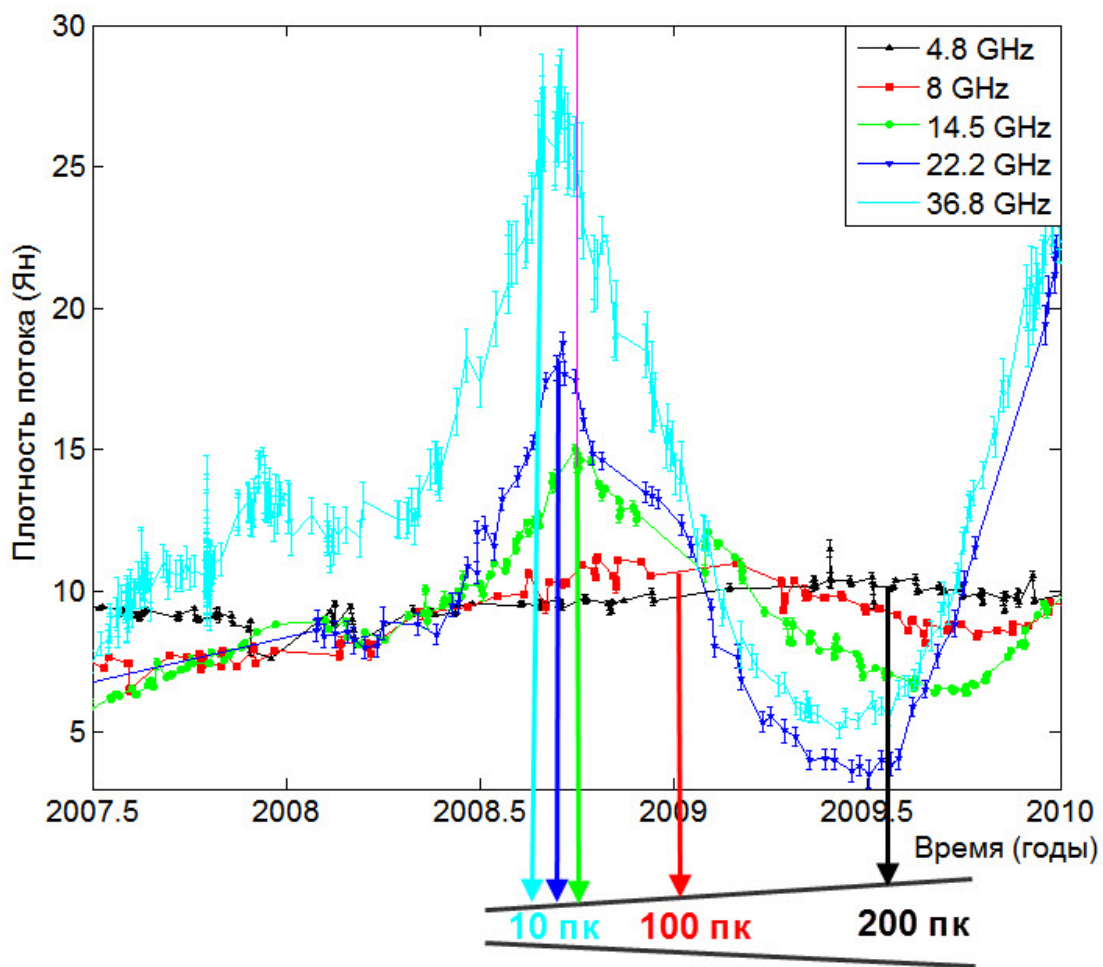


Рис. 4.8: Схема локализации излучающих областей в джете 3C454.3.

## 4.4 Выводы по 4 главе

1. На протяжении 2004—2012 гг. отмечено последовательное увеличение амплитуды и длительности вспышек в блазаре ЗС 454.3. Предложена схема локализации излучающих областей в джете ЗС 454.3 для различных диапазонов длин волн во время развития вспышек. Сделан прогноз на продолжительность вспышки 2010–2011 года в радиодиапазоне.
2. Получены оценки размеров зоны НІ в центральной области блазара ЗС 454.3 с учетом изменения плотности и температуры среды вокруг источника ионизации. Сделан вывод о том, что АЯГ типа ЗС 454.3 могут выступать в роли мощных источников ионизации межзвездной и межгалактической среды.
3. Проведены расчеты напряженности магнитного поля и размеров ядер ЗС 273 и ЗС 454.3. Для ЗС 454.3 найдена скорость выброса в области ядра и его полная кинетическая светимость, а также установлена локализация областей излучения в см-мм диапазонах. Сделан вывод о том, что в области ядра на этих частотах градиент внешнего давления не играет определяющей роли в геометрии выброса ЗС 454.3.

# Заключение

## Положения, выносимые на защиту:

1. Результаты гармонического и вейвлетного анализа кривых блеска источника 3С 273. Объединены и исследованы современные многочастотные наблюдательные данные нескольких программ долговременного мониторинга. Проведена обработка данных различными методами и получены согласованные результаты. Показано, что циклические компоненты переменности в радиодиапазоне возникают, развиваются и исчезают в ходе эволюции источника: так восьмилетний цикл 3С 273, определенный в ряде работ как стабильный период, постепенно увеличивает свою частоту и затухает после 2000 года. В рентгеновской кривой блеска 3С 273 обнаружен цикл с переменным периодом, растущим от одного до двух лет на протяжении 1996–2006 гг.
2. Результаты кросс-корреляционного анализа кривых блеска блазаров 3С 273 и 3С 454.3. Получены величины относительных временных задержек между кривыми блеска на разных частотах, и впервые определен параметр  $k$ , характеризующий величину смещения ядра с частотой. Для 3С 454.3 параметр  $k$  найден несколькими независимыми методами, с использованием РСДБ-данных. Результаты свидетельствуют в пользу стандартной модели Блэндфорда и Кенигла и подтверждают, что кросс-корреляционный анализ данных мониторинга АЯГ на одиночных антеннах представляют собой эффективный независимый инструмент для измерения эффекта смещения ядра и исследования физических условий в релятивистских струях блазаров.

3. Приложения проведенного анализа. В рамках модели Блэндфорда-Кенигла проведены расчеты напряженности магнитного поля и линейных размеров ядер 3C 273 и 3C 454.3. Для последнего установлена зависимость распределения плотности электронов и напряженности магнитного поля от расстояния вдоль струи, определена скорость выброса в области ядра и его полная кинетическая светимость. Показано, что градиент внешнего давления не играет определяющей роли в геометрии выброса на масштабах 10–100 пк. А также предложена схема локализации излучающих областей в выбросе для различных диапазонов длин волн во время развития вспышки.

*Я глубоко признателен друзьям, родным и коллегам,  
поддержавшим меня во время работы;*

*благодарю Б. В. Комберга, М. В. Попова и П. Б. Иванова  
за обсуждение и ценные замечания;*

*благодарю своего научного руководителя М. Г. Ларионова,  
без кого эта работа не могла появиться.*

# итература

- [1] Volvach A. E., Kutkin A. M., Volvach L. N. et al. — Anomalous flare activity of the blazar 3C 454.3 during 2005-2011 // *Astrophysics*, **54**, Issue 3, pp.363–370 (2011)
- [2] А. Е. Вольвач, Л. Н. Вольвач, А. М. Кутькин и др. — Многочастотные исследования нестационарного излучения блазара 3C 454.3 // *Астрономический журнал*, **88**, 662, (2011)
- [3] Вольвач А.Е., Кутькин А.М., Ларионов М.Г. и др. — Продолжительное вспышечное явление в блазаре 3C 454.3 // *Астрономический журнал*, **90**, 1, 53 (2013)
- [4] А. Е. Вольвач, А. М. Кутькин, Л. Н. Вольвач и др. — Результаты длительного мониторинга 3C 273 в широком диапазоне длин волн // *Астрономический журнал*, **90**, 1, 40 (2013)
- [5] A. Kutkin, K. Sokolovsky, M. Lisakov et al. — The core shift effect in the blazar 3C 454.3 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 437, 3396 (2014)
- [6] Вольвач А. Е., Вольвач Л. Н., Кутькин А. М., и др. — Субпарсековая структура двойных сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик // *Астрономический журнал*, том **87**, номер 1, с. 33–42 (2010)
- [7] Вольвач А. Е., Пушкарев А. Б., Вольвач Л. Н., Кутькин А. М., Ларионов М. Г. — Структуры, переменность и вспышечная активность четырех объ-



- ектов типа BL Lac // Кинематика и физика небесных тел, Приложение N.6, С. 85—92 (2009)
- [8] Вольвач А. Е., Вольвач Л. Н., Кутькин А. М., Ларионов М. Г. — Характеристики среды вблизи сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик // Кинематика и физика небесных тел, Приложение N.6, С. 93—97 (2009)
- [9] Вольвач А. Е., Ларионов М. Г., Вольвач Л. Н., Кутькин А. М. и др. — Исследование активности блазара 3C454.3 в широком диапазоне длин волн // В сборнике: Труды 10 Гамовской конференции-школы, стр. 128—132, Одесса, «Астропринт», 2010 г.
- [10] Volvach, A. E.; Kutkin, A. M.; Volvach, L. N.; Larionov, M. G. — Quasar 3C 273 Variability from the Radio to Gamma-Ray Wavebands for the Period 1963-2011 // Odessa Astronomical Publications, vol. 24, p. 82 (2011)
- [11] Вольвач А.Е., Ларионов М.Г., Вольвач Л.Н., Кутькин А.М. и др. — Вспышечная активность блазара 3C454.3 в период 2004-2010 гг. от гамма до радио диапазонов длин волн // Космическая наука и технология, **17**, №2, (2011)
- [12] Кутькин А. М. — Зона III вокруг блазаров // Препринт, Изд. РИИС ФИАН, **4**, 2011 г.
- [13] Архипова В. П., Кутькин А. М., Чернин А. Д. — Сверхмассивные черные дыры во взаимодействующих галактиках // Астрономический журнал, том **87**, номер 2, с. 146—153 (2010)
- [14] M. C. Begelman, R. D. Blandford and M. J. Rees. — *Theory of Extragalactic Radio Sources*. Rev. Modern Phys., **56**, 255 (1984).
- [15] Fossati G., Maraschi L., et al. — A Unifying View of the Spectral Energy Distributions of Blazars // MNRAS, **299**, 433 (1998)
- [16] J. H. Fan, Y. Liu, Y. H. Yuan et al. A&A, **462**, 547 (2007).

- [17] H. J. Zhang, G. Zhao, X. Zhang, J. M. Bai. — The periodicity of 3C 273 radio light curve at 15 GHz found by the wavelet method // *Sci. Chin.*, **53**, 252 (2010).
- [18] R.D. Blandford and A. Königl — Relativistic Jets as Compact Radio Sources // *ApJ*, **232**, 34 (1979).
- [19] A. Königl — Relativistic Jets as X-Ray and Gamma-Ray Sources // *ApJ*, **243**, 700 (1981).
- [20] Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J. — Massive black hole binaries in active galactic nuclei // *Nature*, **287**, 307 (1980)
- [21] 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 (1984).
- [22] Komatsu E. et. al. — Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation // *The Astrophysical Journal Suppl.*, **180**, 330 (2009)
- [23] Ambartsumian, V. — *The Nuclei of Galaxies and Their Activity* // *The Structure and Evolution of Galaxies*. Library of Congress Catalog Card No. 65-26979. Published by Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons, Ltd., London, England, 1965, p.1 (1965)
- [24] Seyfert, C.K. — Nuclear Emission in Spiral Nebulae. // *PAS*, **53**, 231, (1941)
- [25] Schmidt, M. — 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift // *Nature*, **197**, 1040 (1963)
- [26] Urry C. M., Padovani P. — Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // *PASP*, **107**, 803 (1995)
- [27] Netzer H., Shields J. C. — Conference Summary: The Central Engine of Active Galactic Nuclei // *ASP Conference Series*, Vol. TBD, ed. L. C. Ho and J.-M. Wang, San Francisco, 2007; e-print: arXiv:0705.2192v1

- [28] A. M. Черепашук — Поиски черных дыр // УФН **173** №4 (2003)
- [29] Blandford, R. D.; Payne, D. G. — Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets // MNRAS, **199**, 883 (1982).
- [30] Jones, T. W.; O'dell, S. L.; Stein, W. A. — Physics of Compact Nonthermal Sources. I. Theory of Radiation Processes // ApJ, **188**, 353-368 (1974).
- [31] Blandford, R. D., McKee, C. F., & Rees, M. J. — Super-luminal expansion in extragalactic radio sources // Nature, **267**, 211 (1977).
- [32] Fanaroff, B.L., Riley, J.M. — The Morphology of Extragalactic Radio Sources of High and Low Luminosity // MNRAS, **167**, 31 (1974)
- [33] DiMatteo T., Croff R.A.C., Springel V., Hernquist L. — Black hole growth and activity in a LambdaCDM Universe // Astrophys. J. **593** 56 (2003)
- [34] Weedman D.W. — Seyfert galaxies, quasars and redshifts // Quartaly Joutnal Royal Astron. Soc. **17**, 227 (1976)
- [35] Nicastro F., Martocchia A., Matt G. — The Lack of BLR in Low Accretion Rate AGN as Evidence of their Origin in the Accretion Disk // Astrophys.J., **589**, 13 (2003)
- [36] Acciari, V. A. et al. — Multiwavelength Observations of a TeV-Flare from W Comae // ApJ, **707**, 1, 612 (2009).
- [37] Heckman T. M. — An optical and radio survey of the nuclei of bright galaxies - Activity in normal galactic nuclei // Astronomy and Astrophysics, **87**, 152 (1980)
- [38] M.K. Babadzhanants, E.T. Belokon' — New evidence of the reality of a 13-year period in the optical variability of the quasar 3C 273 and its correlation with observed parameters of the parsec-scale radio jet // AstRep, **37(2)**, 127, (1993)

- [39] Kardashev, N. S., Khartov, V. V., Abramov, V. V., et al. — «RadioAstron» — A telescope with a size of 300 000 km: Main parameters and first observational results // *Astronomy Reports*, **57**, 153 (2013).
- [40] Vercellone S. et al., 2010, *ApJ*, 712, 405
- [41] A.P. Lobanov — Ultracompact jets in active galactic nuclei // *A&A*, **330**, 79 (1998).
- [42] K. V. Sokolovsky et al. — A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets // *Astronomy & Astrophysics*, **532**, id.A38, 31 (2011).
- [43] Kovalev, Y. Y.; Lobanov, A. P.; Pushkarev, A. B. et al. — Opacity in compact extragalactic radio sources and its effect on astrophysical and astrometric studies // *Astronomy and Astrophysics*, **483**, 759 (2008).
- [44] Rioja M. J. et al. // *ArXiv:astro-ph/0505475*. (2005).
- [45] Porcas R. W. // *A&A*, 505, L1 (2009).
- [46] Hirotoni, K. — Kinetic Luminosity and Composition of Active Galactic Nuclei Jets // *ApJ*, **619**, 1, 73 (2005).
- [47] A. P. Lobanov // *Ap&SS*, **311**, 263 (2007).
- [48] Komberg B. V. — A Binary System as a Quasar Model // *Astronomicheskii Zhurnal*, **44**, 906 (1967)
- [49] Abraham Z., Romero G. E. — Beaming and precession in the inner jet of 3C 273 // *Astron. and Astrophys.*, **344**, 61 (1999)
- [50] Вольвач А.Е., Вольвач Л.Н., Ларионов М.Г. и др. — Переменность излучения блазара 3C 454.3 за период 40 лет // *Астрон. Журн.*, **84**, 503 (2007)
- [51] Nasa/Ipac Extragalactic Database: <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>
- [52] H.J. Smith and D. Hoffleit — Light Variations in the Superluminous Radio Galaxy 3C273 // *Nature*, **198**, 650 (1963)

- [53] I. Jurkevich — On the Light Variation of the Quasar 3c 273 // *Astrophys. J.*, **172**, 29 (1972)
- [54] J.H. Fan, G.E. Romero, R.G. Lin — The optical variability periodicity analysis of 3C273 // *AcASn*, **42**, 1, 9 (2001)
- [55] R.K. Manchanda — Spectral variability in hard X-rays and evidence for 13.5 years period in bright quasar 3C273 // *J.Astrophys.Astr.*, **23**, 243, (2002)
- [56] Gliozzi, M.; Titarchuk, L.; Satyapal, S. et al. — Testing a Scale-independent Method to Measure the Mass of Black Holes // *ApJ*, **735**, Issue 1, article id. 16, 13 pp. (2011).
- [57] Lister, M. L. et al. — MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VI. Kinematics Analysis of a Complete Sample of Blazar Jets // *The Astron. J.*, **138**, 1874 (2009)
- [58] M. Turler et al. — 30 years of multi-wavelength observations of 3C 273 // *Astron. and Astrophys. Suppl.*, **134**, 89, (1999)
- [59] S. Soldi et al. — The multiwavelength variability of 3C 273 // *Astron. and Astrophys.*, **486**, 411, (2008)
- [60] Raiteri, C. M. et al. — The long-lasting activity of 3C 454.3. GASP-WEBT and satellite observations in 2008-2010 // *Astron. and Astrophys.*, 534, A87 (2011)
- [61] Dermer, C. D. et al. — Gamma-Ray Studies of Blazars: Synchro-Compton Analysis of Flat Spectrum Radio Quasars // *The Astrophysical Journal*, **692**, 32 (2009)
- [62] Bonnoli, G. et al. — The  $\gamma$ -ray brightest days of the blazar 3C454.3 // *MNRAS*, **410**, 368 (2011)
- [63] T. Krajci, K. Sokolovsky, and A. Henden — griz photometry of 3C454.3 following its extreme gamma-ray flare // *The Astronomer's Telegram*, 3047 (2010)

- [64] R. Chatterjee, C. Baily, E. W. Bonning — Time Variability Analysis of the SMARTS Monitoring of Fermi Blazars // arXiv:1101.3815 (2011)
- [65] Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al. — Fermi Large Area Telescope First Source Catalog // *Astrophysical Journal Suppl.*, **188**, 405 (2010)
- [66] Sokolovsky K. V., Kovalev Y. Y., Lobanov A. P. et al. — Constraints on the gamma-ray emitting region in blazars from multi-frequency VLBI measurements // eprint arXiv:1006.3084
- [67] Теребиж В.Ю. — Анализ временных рядов в астрофизике // М.: Наука, 1992 г.
- [68] Витязев В.В. — Анализ неравномерных временных рядов // Учебное пособие, Изд-во С.-Петербур. ун-та, 2001 г.
- [69] Hogbom J.A. // *Astron. and Astrophys. Suppl.*, **15**, 417 (1974)
- [70] Roberts D.H., Lehar J., Dreher J.W. — Time Series Analysis with CLEAN. I. Derivation of a Spectrum // *Astrophys. J.*, **4**, 968-989 (1987)
- [71] Barning F.J.M. — The numerical analysis of the lightcurve of 12 Lacertae // *Bull. Astr. Inst. Neth.*, **17**, 22-28 (1963)
- [72] Lomb N.R. — Least-squares frequency analysis of unequally spaced data // *Astrophys. Sp. Sci.*, **39**, 447-462 (1976)
- [73] Scargle J.D. — Studies in astronomical time series analysis. 2. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data // *Ap. J.*, **263**, 835-853 (1982)
- [74] W.H. Press et al. — Numerical recipes in Fortran 77: the art of scientific computing, 2nd ed., vol. 1, Cambridge University Press, NY, USA, 2001, pp. 569–577
- [75] Grossman A. and Morlet J. — Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape // *SIAM J. Math.*, P.723-736 (1984)

- [76] Daubechies I. — Ten lectures on wavelets. Society for industrial and applied mathematics // Philadelphia, Pennsylvania, (1992)
- [77] Wavelets and their applications // Ed. R.Coifman., Boston: Jones and Barlett Publ (1992)
- [78] C. Torrence and G. Compo — A Practical Guide to Wavelet Analysis // Bull. Am. Meteorol. Soc., **79**, 61 (1998)
- [79] Астафьева Н.М. — Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // УФН, **166**, 1145 (1996)
- [80] В.В. Витязев — Вейвлет-анализ временных рядов // Учебное пособие, Изд-во С.-Петербур. ун-та, 2001 г.
- [81] Короновский А.А., Храмов А.Е. — Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения // М.:Физматлит, 2003 г.
- [82] Frick P., Baliunas S., Galyagin D. et al. — Wavelet analysis of stellar chromospheric activity variations // The Astrophysical Journal, **483**, 426 (1997)
- [83] V.-G. Deng, J.-M. Bai, L. Zhang and X. Yang — Time Lags between the 22 and 37 GHz Bursts of 48 Radio-loud AGNs // Chin.J.Astron.Astrophys., **8**, 195, (2008).
- [84] N.A. Kudryavtseva et al. — A new method for estimating frequency-dependent core shifts in AGN jets // arXiv:1106.0069v1 (2011).
- [85] U. Bach et al. — Structure and flux variability in the VLBI jet of BL Lacertae during the WEBT campaigns (1995–2004) // A&A, **456**, 105 (2006).
- [86] R.A. Edelson and J.H. Krolik // ApJ, **333**, 646 (1988).
- [87] B.M. Peterson et al. — On Uncertainties in Cross-Correlation Lags and the Reality of Wavelength-dependent Continuum Lags in Active Galactic Nuclei // PASP, **110**, 660, (1998).

- [88] K.I. Kellermann, M.L. Lister and D.C. Homan — Sub-Milliarcsecond Imaging Of Quasars And Active Galactic Nuclei. III. Kinematics Of Parsec-Scale Radio Jets // *ApJ*, **609**, 539 (2004).
- [89] S.G. Jorstad 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, (2005).
- [90] T. Savolainen et al. — Magnetic Field Structure in the Parsec Scale Jet of 3C 273 from Multifrequency VLBA Observations // *ASP Conf. Series*, **386**, 451 (2008).
- [91] E. B. Fomalont — In *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 180, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, and R. A. Perley, 301 (1999).
- [92] S.G. Jorstad et al. — Flaring Behavior of the Quasar 3C 454.3 Across the Electromagnetic Spectrum // *The Astrophysical Journal*, **715**, 362 (2010).
- [93] Pushkarev A. B. et al. // *A&A*, **545**, A113 (2012).
- [94] Georganopoulos M., Marscher A. P. // *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 110, *Blazar Continuum Variability*, Miller H. R., Webb J. R., Noble J. C., eds., p. 262 (1996).
- [95] Marscher A. P., Gear W. K. — Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273 // *Astrophysical Journal*, **298**, 114 (1985)
- [96] Вольвач А. Е., Вольвач Л. Н., Ларионов М. Г. и др. — Корреляция развития вспышечного явления в блазаре 3C454.3 в радио- и оптическом диапазонах // *Астрон. Журн.*, **85**, 963 (2008)
- [97] F. M. Rieger. *Helical Motion and the Origin of QPO in Blazar-type Sources*. *Chin. J. of A&A*, 5 Suppl, 305 (2005).



- [98] Hatziminaoglou E., Siemiginowska A., Elvis M. — Accretion Disk Instabilities, Cold Dark Matter Models, and Their Role in Quasar Evolution // The Astrophysical Journal, **547**, 90 (2001)
- [99] Gaskell C. M. et al. — AGN Variability from X-Rays to Radio Waves // ASPC, **360**, (2006).
- [100] Ritzerveld, J. — The diffuse nature of Strömgen spheres // Astronomy and Astrophysics, **439**, 23 (2005)
- [101] Ferland G. J., Peterson B. M., Horne K. et al. — Anisotropic line emission and the geometry of the broad-line region in active galactic nuclei // Astrophys. J., **387**, 95 (1992)
- [102] Kaspi, S.; Netzer, H. — Modeling Variable Emission Lines in Active Galactic Nuclei: Method and Application to NGC 5548 // The Astrophysical Journal, **524**, 71 (1999)