

УДК 524.883-75-76+524.883-77-56

## Радио- и оптические свойства блазара PKS 1614+051 на $z = 3.21$

© 2024 Ю. В. Сотникова<sup>1,2\*</sup>, А. Г. Михайлов<sup>1</sup>, А. Е. Вольвач<sup>3</sup>, Д. О. Кудрявцев<sup>1</sup>, Т. В. Муфхаров<sup>1,2</sup>, В. В. Власюк<sup>1</sup>, М. Л. Хабибуллина<sup>1</sup>, А. А. Кудряшова<sup>1</sup>, М. Г. Мингалиев<sup>1,2</sup>, А. К. Эркенов<sup>1</sup>, Ю. А. Ковалев<sup>4</sup>, Ю. Ю. Ковалев<sup>5</sup>, М. А. Харинов<sup>6</sup>, Т. А. Семенова<sup>1</sup>, Р. Ю. Удовицкий<sup>1</sup>, Н. Н. Бурсов<sup>1</sup>, С. А. Трушкин<sup>1</sup>, О. И. Спиридонова<sup>1</sup>, А. В. Попков<sup>7,4</sup>, П. Г. Цыбулев<sup>1</sup>, Л. Н. Вольвач<sup>3</sup>, Н. А. Нижельский<sup>1</sup>, Г. В. Жеканис<sup>1</sup>, К. В. Южанина<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008 Россия

<sup>3</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, 298409 Россия

<sup>4</sup>Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 117997 Россия

<sup>5</sup>Радиоастрономический институт им. Макса Планка, Бонн, 53121 Германия

<sup>6</sup>Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, 191187 Россия

<sup>7</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141700 Россия

Поступила в редакцию 17 сентября 2024 года; после доработки 10 октября 2024 года;  
принята к публикации 15 октября 2024 года

В работе представлено исследование радио- и оптических свойств HFR (high-frequency peaker) блазара PKS 1614+051 на красном смещении  $z = 3.21$ . Исследование основано на данных, охватывающих период времени с 1997 по 2024 г. Радиоданные представлены квазидновременными измерениями на частоте 1–22 ГГц на радиотелескопе РАТАН-600 САО РАН, данными на частотах 5 и 8 ГГц телескопов РТ-32 ИПА РАН и данными на частоте 37 ГГц телескопа РТ-22 КрАО РАН. Оптические измерения в полосе  $R$  получены с помощью 1-м телескопа Цейсс-1000 и 0.5-м телескопа AS-500/2 САО РАН; дополнительно были использованы архивные данные ZTF. Обнаружены низкая переменность (индекс переменности 0.1–0.2) и медианный спектральный максимум на частоте 4.6 ГГц, который остается неизменным в течение длительного периода мониторинга. Анализ кривых блеска в радиодиапазоне показывает значительные временные задержки (от 0.6 до 6.4 лет) между излучением на разных частотах, а также временные масштабы переменности от 0.2 до 1.8 лет в системе отсчета источника, что согласуется с характеристиками блазаров на меньших красных смещениях. Спектральное моделирование предполагает наличие как процессов синхротронного самопоглощения (SSA), так и процессов свободно-свободного поглощения (FFA). На основании модели SSA были получены оценки величины магнитного поля, которые показывают максимум около 100 мГс. Спектроскопическое исследование с помощью спектрографа SCORPIO-1 на БТА САО РАН выявило признаки направленного движения нейтральной водородной оболочки вокруг центра блазара, что подтверждает наличие достаточного количества газообразного вещества для формирования внешнего экрана FFA. Полученные результаты подчеркивают важность многоволнового и долговременного мониторинга для понимания физических механизмов, определяющих переменность блазаров на больших красных смещениях.

Ключевые слова: *галактики: активные — галактики: далекие — галактики: струйные выбросы — блазары: отдельные: PKS 1614+051 — радиоконтинуум: галактики*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Блазары представляют собой подкласс радиогромких квазаров, релятивистские джеты которых, усиливаемые эффектом Доплера, направлены под малым углом к лучу зрения наблюдателя (Urry and

Padovani, 1995). Это делает их видимыми даже на больших красных смещениях. Далекие квазары ( $z > 3$ ) предоставляют информацию о росте сверхмассивных черных дыр и эволюции активных ядер галактик (АЯГ) в ранней Вселенной с возрастом 5–15% от текущего (An et al., 2020). Пространственное распределение блазаров имеет

\*E-mail: lacerta999@gmail.com

пик на  $z \sim 3$  (Diana et al., 2022), и хотя число обнаруженных далеких квазаров выше этого красного смещения продолжает расти, доля далеких радиогромких квазаров все еще невелика (Bañados et al., 2021; Ighina et al., 2023; 2024), а поскольку морфология и кинематика джетов известна для еще более ограниченного числа далеких блазаров, то континуальные наблюдения с помощью одиночных радиотелескопов становятся важным инструментом изучения этих объектов. Детальный анализ радиоспектров далеких блазаров может помочь установить физические процессы, протекающие в них, и определить механизмы, питающие центральную машину. Многоволновой долговременный мониторинг переменности квазаров также служит полезным инструментом для исследования их физических характеристик.

Согласно каталогу VZCAT (Massaro et al., 2009), далекий ( $z = 3.21$ , Wilkes et al., 1983) источник PKS 1614+051 (или J1616+0459) представляет собой яркий радиогромкий квазар с плоским спектром (FSRQ — flat spectrum radio quasar). Кроме того, PKS 1614+051 является одним из первых известных источников с пиковым радиоспектром (PS) (O’Dea, 1990; O’Dea et al., 1991; Sotnikova et al., 2021) с максимумом на частоте 4–5 ГГц, что определяет его также как объект HFR (high-frequency peaker) (Dallacasa et al., 2000; Tinti et al., 2005; Orienti et al., 2006a). На исторических временных масштабах форма его спектра остается относительно постоянной. В рамках программы многочастотного мониторинга PATAH-600 (Sotnikova et al., 2024) индекс переменности был определен как 0.10 на частоте 5 ГГц на масштабе наблюдений в 43 года и как 0.20 на частоте 22 ГГц. Основные механизмы, которые могут быть ответственны за пик в спектре PS-источников, включают синхротронное самопоглощение (SSA, Pacholczyk 1970; Snellen et al. 1998) и свободно-свободное поглощение (FFA, Bicknell et al., 1997). Эти процессы создают наблюдаемую антикорреляцию между частотой пика и размером источника (Fanti et al., 1990; O’Dea and Baum, 1997). Согласно этой зависимости, HFR-источники являются очень компактными (размером несколько кпк), что позволяет сделать предположение об их молодости или окружении плотной средой (O’Dea and Saikia, 2021). Анализ оптических данных (Stanghellini et al., 1993; Snellen et al., 2002; Orienti et al., 2010; Husband et al., 2015) показал наличие компаньонов вблизи многих объектов HFR, расположенных в галактиках. Это подтверждает гипотезу о том, что взаимодействия между галактиками играют решающую роль в происхождении радиоизлучения от таких молодых объектов.

PKS 1614+051 интересен как далекий HFR-квазар, который может быть хорошим кан-

дидатом в очень молодые источники с возрастом  $10^2$ – $10^3$  лет (Dallacasa et al., 2000). Согласно предположению о молодом возрасте HFR-квазаров (например, Blake, 1970; Phillips and Mutel, 1982), такие объекты будут эволюционировать в протяженные радиогалактики и квазары (например, FR I или FR II). Однако, поскольку пиковая форма спектра также встречается у компактных радиоисточников, таких как периодически вспыхивающие блазары, необходимо различать по-настоящему молодые компактные радиоисточники и блазары. Поэтому нужны многоволновые и долговременные исследования HFR-источников.

В этой работе представлены результаты многоволнового анализа переменности блазара PKS 1614+051 за период в 27 лет (с 1997 по 2024 г.) в системе отсчета наблюдателя. Был проведен анализ эволюции радиоспектра PKS 1614+051 на семи частотах: 1, 2, 5, 8, 11, 22 и 37 ГГц с использованием мгновенных спектров PATAH-600 (САО РАН) и данных телескопов РТ-22 (КрАО РАН) и РТ-32 (ИПА РАН). Оптические исследования проведены с помощью спектрографа SCORPIO-1 на 6-м телескопе БТА (САО РАН), их целью было получение длинноволновых спектров с разрешением 1 нм во всем оптическом диапазоне (380–740 нм). Переменность в оптическом фильтре  $R$  анализировалась на основе данных, полученных с 1-м и 0.5-м телескопов САО РАН и из архива данных ZTF (Bellm et al., 2019). Целью данной работы является изучение физических процессов, влияющих на переменность и спектральную эволюцию блазаров, на основе оптических и радио- данных в широком диапазоне частот. Исследование спектральных характеристик, масштабов переменности и механизмов поглощения дает возможность понять физику джетов и роль окружающей среды в эволюции далеких блазаров.

Статья организована следующим образом: детали наблюдений и кривые блеска в радиодиапазоне описаны в разделе 2; свойства переменности представлены в разделе 3; в разделе 4 построены мгновенные радиоспектры на частотах 1–37 ГГц с целью смоделировать их с помощью механизмов SSA и FFA и измерить переменность магнитного поля; в разделе 5 представлены результаты новых оптических исследований PKS 1614+051 с помощью спектрографа SCORPIO-1 на телескопе БТА; общие результаты работы обсуждаются в разделе 6. В данной работе мы использовали стандартную  $\Lambda$ CDM космологическую модель плоской Вселенной с  $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.3$  и  $\Omega_{\text{vac}} = 0.7$ , в которой 1 мсд угловой размер соответствует проекции линейного размера 7.5 пк на  $z = 3.21$ .

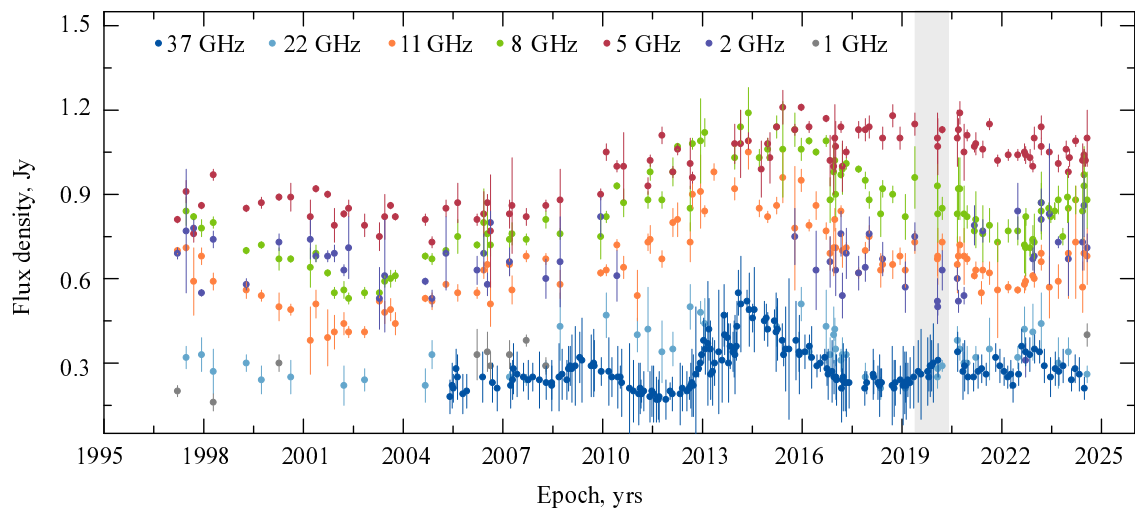


Рис. 1. Многоволновые кривые блеска блазара PKS 1614+051 за период 1997–2024 гг. Серый участок — период ежедневных наблюдений на 5 ГГц (см. описание наблюдений на РАТАН-600).

## 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В работе представлены данные радиоизмерений в диапазоне 1–37 ГГц на временном интервале в 27 лет. Телескопы, данные которых использовались, и общие детали наблюдений приведены в таблице 1. Так как частоты наблюдений РТ-32 (5.05, 8.63 ГГц) и РАТАН-600 (4.7, 8.2 ГГц) близки, в дальнейшем анализе были приняты их округленные значения: 5 и 8 ГГц. Остальные частоты — 21.7/22.3, 11.2, 2.3, 0.96/1.2 ГГц — были также округлены: 22, 11, 2, и 1 ГГц.

Исторический радиоспектр PKS 1614+051 был построен на основе литературных источников с помощью базы данных CATS (Verkhodanov et al., 2005; 1997). Исследуемый блазар является ярким радиоисточником и наблюдался в почти 50 радиообзорах в диапазоне частот от МГц до десятков ГГц. Полное число литературных данных составляет 913 измерений. В таблице 2 представлен список основных каталогов, которые были использованы в настоящей работе ( $N_{\text{obs}} \geq 5$ ).

### 2.1. Наблюдения в радиоконтинууме

Наблюдения на радиотелескопе РАТАН-600 проводились в период времени 1997–2024 гг. в диапазоне частот 1–22 ГГц. Часть измерений была ранее опубликована в работах Mingaliev et al. (2012), Sotnikova et al. (2019, 2021). Мгновенные спектры РАТАН-600 были получены в течение 3–5 минут на частотах 0.96/1.1/1.2, 2.3, 4.7, 7.7/8.2, 11.2 и 21.7/22.3 ГГц (Parijskij, 1993; Verkhodanov, 1997; Kovalev et al., 1999; Tsybulev, 2011; Udovitskiy et al., 2016; Tsybulev et al., 2018; Sotnikova, 2020).

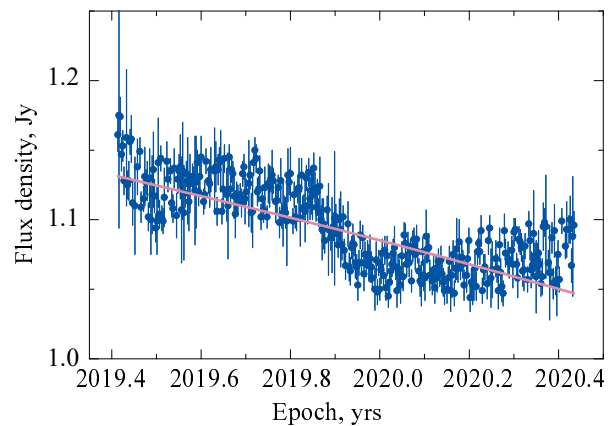


Рис. 2. Кривая блеска PKS 1614+051 за 2019–2020 гг., полученная на РАТАН-600 на частоте 5 ГГц. Красная линия показывает изменение плотности потока с отрицательным наклоном  $-0.08 \text{ Ян год}^{-1}$ .

Дополнительные измерения PKS 1614+051 на частоте 4.7 ГГц проводились ежедневно в период 31.05.2019–07.06.2020 на РАТАН-600 в режиме радиообзора. Наблюдения на трех/четырёхлучевом комплексе радиометров были проведены на частоте 4.7 ГГц (таблица 3), при этом измерения каждого из подканалов усреднялись. Данные содержат 337 эпох наблюдений (рис. 2). Среднее значение спектральной плотности потока 1.1 Ян со стандартным отклонением 0.03 Ян на 4.7 ГГц. Средние эпохи наблюдений (гггг.мм.дд и гггг.гг), значения спектральной плотности потока и их ошибки представлены в таблице 5. Подробности проведения наблюдений и обработки данных описаны в статьях Majorova et al. (2023) и Kudryashova et al. (2024).

Наблюдения на частотах 5.05 и 8.63 ГГц для

**Таблица 1.** Инструменты, использованные в наблюдениях

Телескоп	Организация	Период	Диапазон
РАТАН-600	САО РАН	1997–2024	1–22 ГГц
РТ-32	ИПА РАН	2022–2024	5, 8 ГГц
РТ-22	КрАО РАН	2005–2024	37 ГГц
Цейсс-1000	САО РАН	2023–2024	$R$
AS-500/2	САО РАН	2023–2024	$R$
48-дюймовый Шмидт	ZTF Palomar	2018–2023	ZTF- $r$
БТА	САО РАН	2024	350–750 нм

**Таблица 2.** Литературные данные, используемые в настоящей работе. В колонках таблицы указаны: (1) — инструмент или название каталога, (2) — период наблюдений, (3) — число измерений, (4) — частота, (5) — ссылка

Название каталога	Период	$N_{\text{obs}}$	Частота, ГГц	Ссылка
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
GBIMO	1988–1994	578	2.25, 8.3	Lazio et al. (2001)
CGR15	2008–2009	142	15	Richards et al. (2011)
RCSP	1980–1981	25	0.365–11.1	Bursov et al. (1996)
GPSra	2006–2010	24	1.1, 2.3, 4.8, 7.7, 11.2, 21.7	Mingaliev et al. (2012)
MGPS2	1996–1997	22	2.3, 4.8, 7.7, 11.2, 21.7	Murphy et al. (2007)
GLEAM	2013–2014	21	0.076–0.220	Hurley-Walker et al. (2017)
GPSDa	1998–2000	11	1.4, 5.0, 8, 15, 22	Dallacasa et al. (2000)
GPSTi	2000	8	1.4, 1.7, 4.5, 5.0, 8.1, 8.5, 14.9, 22.5	Tinti et al. (2005)
Kov97	1997	6	2.3, 3.9, 7.7, 11.2, 21.7	Kovalev et al. (1999)
РАТАН-600	2011–2016	5	1.2, 2.3, 4.8, 7.7, 11.2	Sotnikova et al. (2019)
РАТАН-600	2012–2020	10	2.3, 4.8, 7.7, 11.2, 22	Sotnikova et al. (2021)

нескольких эпох были получены с сентября 2022 г. по июль 2024 г. с использованием двух радиотелескопов РТ-32 в обсерваториях Зеленчукская и Бадары (Shuygina et al., 2019). Обе антенны и приемники имеют схожие параметры: ширина полосы принимаемых частот  $\Delta f_0 = 900$  МГц с центральными частотами, приведенными выше; ширина диаграммы направленности на уровне половинной мощности  $HPBW = 7'0$  и  $3'9$  соответственно; предел по плотности потока  $\Delta F$  достигает 20 мЯн на одном скане с постоянной времени 1 с для обеих частот при оптимальных условиях наблюдений. Наблюдения были проведены в режиме сканирования по углу места и обработаны с помощью оригинального программного пакета CV (Khaipov and Yablokova, 2012) и базы данных радиометрических наблюдений. Методы проведения наблюдений и обработки данных детально описаны в Vlasuyk et al. (2023). Значения спектральной плотности потока  $S_\nu$ , их ошибки  $\sigma$  и средние эпохи наблю-

дения (гггг.мм.дд и гггг.гг приведены в таблице 4, оценки плотности потока на частотах 5 и 8 ГГц представлены на рис. 1.

Наблюдения на частоте 36.8 ГГц (далее 37 ГГц) были получены с помощью радиотелескопа РТ-22. Для получения данных были использованы модуляционные приемники. Антенная температура источника измерялась как разность между сигналами радиометра в двух положениях антенны, когда радиотелескоп попеременно был сфокусирован на источнике одним либо другим приемным рупором. Наблюдения блазара состоят из 5–20 таких измерений для достижения необходимого уровня отношения сигнал/шум. Детали проведения наблюдений и обработки данных представлены в работах Sotnikova et al. (2022) и Volvach et al. (2023).

Наблюдения на РТ-22 покрывают временной интервал с мая 2005 по июнь 2024 г. Спектральные плотности потока, их ошибки и средние эпохи наблюдений представлены в таблице 6. Кривая

**Таблица 3.** Параметры радиометров континуума и параметры антенны для вторичных зеркал 1 и 5 РАТАН-600: центральная частота  $f_0$ , ширина полосы  $\Delta f_0$ , уровень обнаружения точечного источника на единицу углового разрешения  $\Delta F$ .  $FWHM$  — угловое разрешение вдоль оси прямых восхождений RA и склонений Dec, рассчитанное для средних углов наблюдений

$f_0$ , ГГц	$\Delta f_0$ , ГГц	$\Delta F$ , мЯн луч <sup>-1</sup>	$FWHM$ , угл. сек.
Вторичное зеркало 1			
22.3	2.5	50	$0.17 \times 1.6$
11.2	1.4	15	$0.34 \times 3.2$
8.2	1.0	10	$0.47 \times 4.4$
4.7	0.6	8	$0.81 \times 7.6$
2.25	0.08	40	$1.7 \times 16$
1.25	0.08	200	$3.1 \times 27$
Вторичное зеркало 5			
4.40–4.55	0.15	10	$1.5 \times 35$
4.55–4.70	0.15	10	$1.5 \times 35$
4.70–4.85	0.15	10	$1.5 \times 35$
4.85–5.00	0.15	10	$1.5 \times 35$

блеска на частоте 37 ГГц представлена на рис. 1. Данные до 2012 г. были ранее опубликованы в работе Vol'vach et al. (2015).

## 2.2. Оптические наблюдения

Спектры PKS 1614+051 получены в ночь 14/15 июля 2024 г. в резервное время директора на 6-м телескопе (БТА) с помощью спектрографа SCORPIO-1 (Afanasiev and Moiseev, 2005). Атмосферные условия были хорошими: превосходная прозрачность, качество изображений, измеряемое как ширина звездного профиля на половине высоты на спектральном накоплении, составляло около  $1''8$  даже для воздушной массы 2.0. В спектральных наблюдениях использовалась щель шириной  $1''2$  в сочетании с голографической решеткой с объемным фазированием 550G из стандартного набора оборудования SCORPIO-1<sup>1</sup>.

Такая настройка прибора с чипом с обратной засветкой E2V CCD 42-40 размером  $2048 \times 2048$  пикселей в качестве детектора дают спектральное разрешение около 1 нм во всем спектральном диапазоне между 380 и 740 нм. Полная экспозиция была сформирована из трех отдельных

<sup>1</sup><https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/scorpio/scorpio.html>

10-минутных экспозиций. Спектры обрабатывались с помощью пакета, описанного в работе Vlasyuk (1993). Форма спектра корректировалась с помощью наблюдений спектрофотометрических стандартов из Massey et al. (1988).

Фотометрические данные в период с февраля 2023 по сентябрь 2024 г. получены на оптических рефлекторах 1-м Цейсс-1000 и 0.5-м AS-500/2. Дополнительно были использованы архивные данные проекта ZTF за период 2018–2023 гг. Подробная информация об инструментах представлена в работах Kotarogov et al. (2020) и Vlasyuk et al. (2023). Основные характеристики инструментального комплекса рефлектора AS-500/2 описаны в Valyavin et al. (2022). Для улучшения эффективности исследований на 0.5-м телескопе в фокус Кассегрена в июле 2023 г. была установлена ПЗС-камера Andor IXon<sup>EM</sup>+897.

Данная ПЗС-камера размером  $512 \times 512$  пикселей с квантовой эффективностью 90% в диапазоне 450–700 нм обеспечивает поле зрения размером  $7'$  с шагом данных  $0''82$  на пиксель (1 пиксель = 16 мкм). Шум считывания системы  $6e^-$ , а рабочая температура ПЗС-детектора была выбрана так, чтобы минимизировать величину темнового тока приемника. Таким образом, статистический шум от фона темного неба в широкополосных фотометрических исследованиях доминирует над шумом системы на экспозициях длительностью от 30 с. Обе ПЗС-камеры оснащены аналогичными наборами светофильтров, которые близки к стандартной системе Джонсона–Казинса с учетом кривой спектральной чувствительности камер. Типичное время экспозиции в наблюдениях PKS 1614+051 составило 300 с для Цейсс-1000 и 90–120 с для AS-500/2.

Для измерений плотности потока блазара были выполнены стандартные этапы обработки, описанные в Vlasyuk (1993) и Bychkova et al. (2018). Оценки блеска источника определялись путем сравнения с потоками от вторичных стандартов в том же поле. Последние получены из измерений потоков объектов в поле PKS 1614+051 и звезд-стандартов вблизи блазаров S5 0716+71 и Top 599 из González-Pérez et al. (2001).

Для проведения совместного анализа радио- и оптических данных наблюдения в рамках одной ночи усреднялись и пересчитывались в спектральные плотности потока с использованием констант из статьи Mead et al. (1990). Оптические данные получены в ходе 379 ночей наблюдения в период с марта 2018 г. по сентябрь 2024 г. Кривая блеска, состоящая из собственных измерений и данных ZTF, представлена на рис. 3.

**Таблица 4.** Измерения спектральной плотности потока блазара PKS 1614+051 на РАТАН-600 и РТ-32. В колонках таблицы указаны: (1) и (2) — дата и эпоха наблюдений в формате гггг.мм.дд и гггг.гг соответственно, (3–8) — плотности потока на частотах от 1 до 22 ГГц и их ошибки в Ян, (9) — инструмент. Приведен фрагмент, полная версия доступна онлайн в базе данных VizierR. Измерения, опубликованные в работах Mingaliev et al. (2012) и Sotnikova et al. (2019, 2021), отмечены в базе данных звездочкой

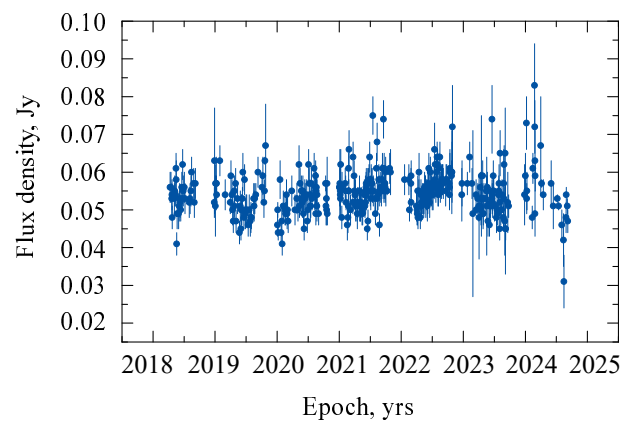
Date yyyy.mm.dd	Epoch yyyy.yy	$S_{22} \pm \sigma$ , Jy	$S_{11} \pm \sigma$ , Jy	$S_8 \pm \sigma$ , Jy	$S_5 \pm \sigma$ , Jy	$S_2 \pm \sigma$ , Jy	$S_1 \pm \sigma$ , Jy	Instrument
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1997.03.18	1997.21		$0.7 \pm 0.01$		$0.81 \pm 0.01$	$0.69 \pm 0.02$	$0.2 \pm 0.02$	RATAN-600
1997.06.21	1997.47	$0.32 \pm 0.04$	$0.71 \pm 0.01$	$0.84 \pm 0.05$	$0.91 \pm 0.04$	$0.77 \pm 0.22$		RATAN-600
1997.09.13	1997.70		$0.59 \pm 0.12$	$0.82 \pm 0.01$	$0.76 \pm 0.03$	$0.78 \pm 0.03$		RATAN-600
1997.12.10	1997.94	$0.33 \pm 0.06$	$0.68 \pm 0.03$	$0.78 \pm 0.03$	$0.86 \pm 0.01$	$0.55 \pm 0.01$		RATAN-600
1998.04.16	1998.29	$0.27 \pm 0.08$	$0.59 \pm 0.03$	$0.8 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.02$	$0.74 \pm 0.03$	$0.16 \pm 0.03$	RATAN-600

**Таблица 5.** Ежедневные измерения спектральной плотности блазара PKS 1614+051 РАТАН-600 в 2019–2020 гг. В колонках таблицы указаны: (1) и (2) — дата и эпоха наблюдений в формате гггг.мм.дд и гггг.гг соответственно, (3) — плотности потоков на 5 ГГц и их ошибки в Ян. Показан короткий пример; полная версия доступна онлайн в базе данных VizierR

Date yyyy.mm.dd	Epoch yyyy.yy	$S_5 \pm \sigma$ , Jy	Date yyyy.mm.dd	Epoch yyyy.yy	$S_5 \pm \sigma$ , Jy	Date yyyy.mm.dd	Epoch yyyy.yy	$S_5 \pm \sigma$ , Jy
(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
2019.05.31	2019.41	$1.16 \pm 0.01$	2019.07.03	2019.50	$1.14 \pm 0.03$	2019.08.04	2019.59	$1.14 \pm 0.01$
2019.06.01	2019.42	$1.18 \pm 0.08$	2019.07.04	2019.51	$1.10 \pm 0.01$	2019.08.05	2019.59	$1.12 \pm 0.01$
2019.06.02	2019.42	$1.17 \pm 0.01$	2019.07.05	2019.51	$1.14 \pm 0.01$	2019.08.06	2019.60	$1.13 \pm 0.01$
2019.06.03	2019.42	$1.15 \pm 0.01$	2019.07.06	2019.51	$1.10 \pm 0.01$	2019.08.07	2019.60	$1.14 \pm 0.01$
2019.06.04	2019.42	$1.15 \pm 0.01$	2019.07.07	2019.52	$1.10 \pm 0.01$	2019.08.09	2019.61	$1.11 \pm 0.01$

### 2.3. Многоволновые кривые блеска

На рис. 1 представлены многоволновые кривые блеска PKS 1614+051 за период наблюдений с марта 1997 по июль 2024 г. в диапазоне частот 1–22 ГГц и с мая 2005 по июль 2024 г. на частоте 37 ГГц. Низкочастотные кривые блеска на 1–2 ГГц содержат продолжительные пропуски из-за сильных радиопомех, кривая блеска на 22 ГГц также имеет несколько пробелов из-за плохих условий наблюдений. Кривые блеска показывают медленное изменение спектральной плотности потока с одной большой вспышкой, которая хорошо заметна в диапазоне 5–22 ГГц и началась в конце 2009 г. На частотах 8–22 ГГц данная вспышка закончилась в середине 2022 г., а на частоте 5 ГГц вспышка до сих пор не закончилась. Для частоты 37 ГГц на рис. 1 видна иная картина: присутствует одна большая вспышка с максимальной спектральной плотностью потока  $S_{37} = 0.55$  Ян в январе 2014 г. и несколько слабых, хорошо локализованных вспышек в 2009, 2020 и 2022 гг.



**Рис. 3.** Оптическая кривая блеска PKS 1614+051 в фильтре  $R$  за 2018–2024 гг., включающая оригинальные данные и архивные измерения ZTF.

## 3. АНАЛИЗ ПЕРЕМЕННОСТИ

В этом разделе проводится анализ свойств переменности с привлечением стандартных подхо-

**Таблица 6.** Измерения спектральной плотности потока блазара PKS 1614+051 на 37 ГГц, полученные с помощью РТ-22. В колонках таблицы указаны: (1) — эпоха гггг.мм.дд, (2) — эпоха гггг.гг, (3) — плотность потока на 37 ГГц с ошибками определения. Приведен фрагмент; полная версия доступна онлайн в базе данных VizierR

Date, yyyy.mm.dd	Epoch, yyyy.yy	$S_{37} \pm \sigma$ , Jy	Date, yyyy.mm.dd	Epoch, yyyy.yy	$S_{37} \pm \sigma$ , Jy	Date, yyyy.mm.dd	Epoch, yyyy.yy	$S_{37} \pm \sigma$ , Jy
(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
2005.05.29	2005.41	$0.18 \pm 0.06$	2009.04.23	2009.31	$0.32 \pm 0.09$	2012.05.26	2012.40	$0.21 \pm 0.08$
2005.06.22	2005.47	$0.22 \pm 0.08$	2009.05.19	2009.38	$0.31 \pm 0.15$	2012.07.14	2012.54	$0.20 \pm 0.07$
2005.07.05	2005.51	$0.21 \pm 0.05$	2009.08.28	2009.65	$0.29 \pm 0.11$	2012.08.09	2012.60	$0.21 \pm 0.04$
2005.08.04	2005.59	$0.28 \pm 0.07$	2009.09.25	2009.73	$0.30 \pm 0.12$	2012.08.26	2012.65	$0.22 \pm 0.08$
2005.08.19	2005.63	$0.25 \pm 0.08$	2009.10.02	2009.75	$0.29 \pm 0.09$	2012.09.08	2012.69	$0.23 \pm 0.12$

дов, таких как расчет индексов переменности  $V_S$ , модуляции  $M$  и фракционной переменности  $F_{\text{var}}$ , используемых для численной оценки нормированной разницы между максимумом и минимумом спектральной плотности потока; методы структурных функций (СФ) и дискретных корреляционных функций (DCF), позволяющие определить временные масштабы переменности, корреляции и временные задержки между вспышками на разных частотах.

### 3.1. Индексы переменности

Прежде всего отметим, что кривые блеска в радиодиапазоне демонстрируют только одну большую вспышку. Эта вспышка хорошо прослеживается на частотах 37 и 11 ГГц, вместе с тем она не очевидна на 22 ГГц из-за малого количества данных на этой частоте. Отличительной особенностью данной вспышки является ее долгий временной масштаб: около пяти лет на 37 ГГц, 10–15 лет на 11 и 8 ГГц, а на частоте 5 ГГц вспышка сильно растянута во времени и кривая блеска еще не вернулась к своему исходному уровню.

Индекс переменности  $V_S$ , согласно Aller et al. (1992), вычисляется по максимальному  $S_{\text{max}}$  и минимальному  $S_{\text{min}}$  значениям спектральной плотности потока за все время наблюдений:

$$V_S = \frac{(S_{\text{max}} - \sigma_{S_{\text{max}}}) - (S_{\text{min}} + \sigma_{S_{\text{min}}})}{(S_{\text{max}} - \sigma_{S_{\text{max}}}) + (S_{\text{min}} + \sigma_{S_{\text{min}}})}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{S_{\text{max}}}$  и  $\sigma_{S_{\text{min}}}$  — ошибки измерений. Неопределенность  $\Delta V_S$  индекса переменности была рассчитана согласно выражению

$$\Delta V_S = \frac{2S_{\text{min}}(\sigma_{S_{\text{min}}} + \sigma_{S_{\text{max}}})}{(S_{\text{min}} + S_{\text{max}})^2}. \quad (2)$$

Поскольку на кривых блеска PKS 1614+051 присутствует только одна большая вспышка, индекс переменности можно рассматривать как ее

относительную амплитуду. Отметим, что индекс переменности  $V_S$  определяется всего лишь двумя экстремальными значениями спектральной плотности потока, вместе с тем полезно охарактеризовать переменность кривой блеска в целом, учитывая все измерения спектральной плотности потока. Для этого мы использовали фракционную переменность  $F_{\text{var}}$  (Vaughan et al., 2003), рассчитанную для каждой частоты и характеризующую уровень переменности относительно среднего значения:

$$F_{\text{var}} = \sqrt{\frac{V^2 - \bar{\sigma}_{\text{err}}^2}{\bar{S}^2}}, \quad (3)$$

где  $V^2$  — дисперсия,  $\bar{S}$  — средняя спектральная плотность потока,  $\bar{\sigma}_{\text{err}}$  — среднеквадратичная ошибка измерения. Неопределенность  $F_{\text{var}}$  вычисляется следующим образом:

$$\Delta F_{\text{var}} = \sqrt{\left(\sqrt{\frac{1}{2N}} \frac{\bar{\sigma}_{\text{err}}^2}{F_{\text{var}} \bar{S}^2}\right)^2 + \left(\sqrt{\frac{\bar{\sigma}_{\text{err}}^2}{N}} \frac{1}{\bar{S}}\right)^2}. \quad (4)$$

Однако использовать  $F_{\text{var}}$  в случае сильно зашумленных данных невозможно, поэтому мы не смогли рассчитать  $F_{\text{var}}$  для PKS 1614+051 на 37 ГГц. Тем не менее можно оценить уровень переменности относительно средней спектральной плотности потока  $\bar{S}$  без учета ошибок измерений, используя индекс модуляции  $M$  (Kraus et al., 2003):

$$M = \frac{\sigma_S}{\bar{S}}, \quad (5)$$

где  $\sigma_S$  — стандартное отклонение спектральной плотности потока.

Вычисленные значения  $V_S$ ,  $F_{\text{var}}$  и  $M$  представлены в таблице 7. Отметим, что уровень переменности не показывает существенной зависимости от частоты и лежит в пределах 20–30%. Значения  $F_{\text{var}}$  лежат в пределах 0.1–0.2, значения  $M$  в

Таблица 7. Индексы переменности PKS 1614+051

Диапазон, ГГц	$V_S$	$\Delta V_S$	$M$	$F_{\text{var}}$	$\Delta F_{\text{var}}$
37	0.31	0.11	0.27	—	—
22	0.29	0.08	0.23	0.12	0.04
11	0.33	0.07	0.20	0.18	0.01
8	0.33	0.04	0.18	0.16	0.07
5	0.21	0.03	0.12	0.10	0.07
2	0.38	0.05	0.16	0.09	0.02
1	0.31	0.07	0.23	0.17	0.06
Фильтр $R$	0.31	0.07	0.10	0.06	0.07

пределах 0.1–0.3. В оптическом диапазоне индексы  $F_{\text{var}}$  и  $M$  также довольно малы: на масштабе 6 лет они составляют 0.06 и 0.10 соответственно. Известно, что рефракционные межзвездные мерцания (Refractive InterStellar Scintillations, RISS) могут приводить к переменности внегалактических радиоисточников (например, Walker, 1998; Ross et al., 2022). Мы оценили возможный вклад RISS в измеренный уровень переменности на частотах наблюдений от 1 до 37 ГГц. Переходная частота для координат PKS 1614+051 составляет 3.42 ГГц согласно коду RISS19<sup>2</sup> (Hancock et al., 2019); поэтому на частотах 1 и 2 ГГц реализуется режим сильного рассеяния, а на других частотах — режим слабого рассеяния. Для точечного источника отношение между частотой наблюдения и переходной частотой определяет уровень модуляции  $m$  спектральной плотности потока и ее временной масштаб  $t$  в указанных двух режимах, согласно формулам из Walker (1998). Учет конечных размеров источника приводит к уменьшению  $m$  и увеличению  $t$ . Наша цель заключалась в оценке максимально возможного вклада RISS в наблюдаемый уровень переменности, поэтому в качестве приближения для размера источника был выбран минимальный размер стационарного синхротронного радиоисточника (Kellermann and Owen, 1988):  $\theta_s = \theta_{\min} = 0.6 \sqrt{S}/\nu$ , где  $S$  — спектральная плотность потока на частоте наблюдения  $\nu$ . В качестве  $S$  было использовано медианное значение спектральной плотности потока за время наблюдений. Для иллюстрации зависимости  $m = m(\nu, \theta_s)$  был использован следующий набор размеров источника:  $\theta_{\min}$ ,  $2\theta_{\min}$ ,  $4\theta_{\min}$ ,  $8\theta_{\min}$  и  $16\theta_{\min}$ . Результаты расчетов представлены на рис. 4, где также показан индекс модуляции, рассчитанный по нашим измерениям спектральных плотностей потока. Видно, что вклад RISS может быть значимым только на частотах 1 и 2 ГГц при размере источника

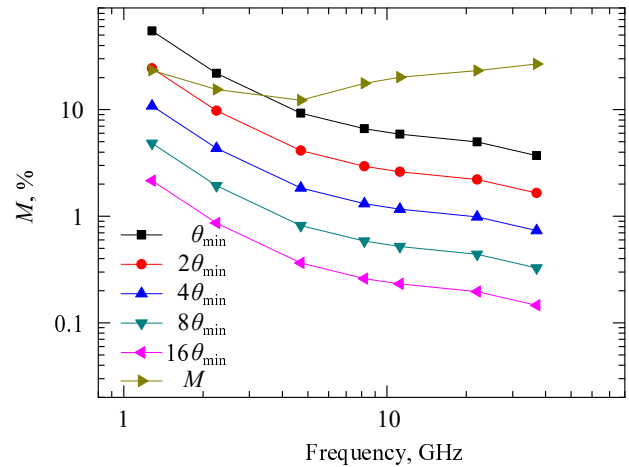


Рис. 4. Возможный вклад RISS как функция размера источника и частоты наблюдения. Рассчитанный по наблюдательным данным индекс модуляции  $M$  показан коричневыми треугольниками.

$\theta_s = (1-2)\theta_{\min}$ , для более высоких частот и больших размеров источников эффектом RISS можно пренебречь.

### 3.2. Анализ методом структурной функции

Структурная функция (СФ) широко применяется как метод определения типичных временных масштабов в нестационарных процессах, обеспечивая количественную оценку изменчивости и понимание механизмов, вызывающих эти колебания (Heidt and Wagner, 1996). В данной работе была использована СФ первого порядка, нормированная на дисперсию  $\sigma^2$ :

$$D_1(\tau) = \langle \{[f(t) - f(t + \tau)]\}^2 \rangle, \quad (6)$$

где  $f(t)$  — сигнал в момент времени  $t$ ,  $\tau$  — задержка.

Мы применили метод, описанный в работах Simonetti et al. (1985) и Hughes et al. (1992). При составлении интервалов для  $k = 1, 2, \dots, L$  начальный интервал  $k = 1$  выбирался сопоставимым со средним временем между наблюдениями, игнорируя большие пропуски. Он составил 27–33 дня, а конечный интервал определялся с учетом общего времени наблюдений.

Мы оценили ошибки с помощью метода бутстрепа. Для каждой частоты была сгенерирована модельная кривая блеска и сглажена с применением окна в два дня. Сглаженная кривая вычиталась из исходных данных для получения остатков. Далее остатки прибавлялись случайным образом к сглаженной кривой для генерации новых кривых блеска. Это процедура повторялась 1000 раз для

<sup>2</sup><https://github.com/PaulHancock/RISS19>



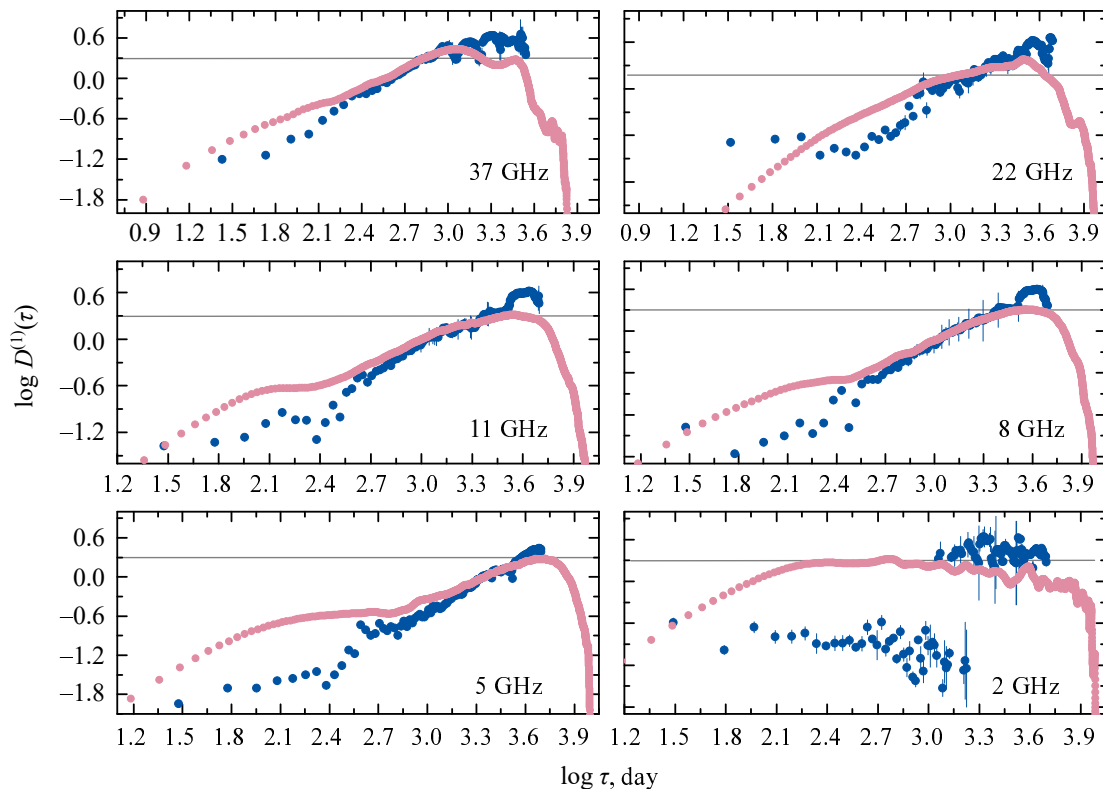


Рис. 5. СФ для вариаций полного потока на 2, 5, 8, 11, 22 и 37 ГГц, полученные с интерполяцией (синие) и без нее (розовые).

Таблица 8. Масштабы переменности методом СФ в системе покоя наблюдателя и источника ( $\tau_{\text{obs}}$ ,  $\tau_{\text{rest}}$  соответственно) на 2, 5, 8, 11, 22 и 37 ГГц, вычисленные для PKS 1614+051 без ( $\tau_1$ ) и с интерполяцией ( $\tau_2$ ) соответственно

Частота, ГГц	$\tau_{\text{obs},1}$ лет	$\tau_{\text{rest},1}$ лет	$\tau_{\text{obs},2}$ лет	$\tau_{\text{rest},2}$ лет
2	—	—	—	—
5	—	—	15.4	1.8
8	6.9	0.8	8.7	1.0
11	4.3	0.5	8.7	1.0
22	4.3	0.5	5.5	0.7
37	1.7	0.2	3.1	0.4

повторного расчета СФ, и доверительные интервалы были определены точкой, в которой отклонились только пять из смоделированных точек, давая оценку уровня достоверности 99%.

Из-за сильной неравномерности временного ряда на некоторых частотах мы построили СФ двумя способами: используя исходные кривые блеска (голубые точки на рис. 5) и интерпо-

лированные кривые (розовые точки). Мы применяли кубическую интерполяцию Эрмита для получения интерполированных кривых блеска. В большинстве случаев масштаб переменности  $\tau$  систематически выше для интерполированных кривых блеска (таблица 8). На 5 ГГц, где вспышка не закончилась, исходная кривая блеска не позволяет оценить временной масштаб переменности, а интерполированная кривая дает  $\tau_{\text{obs}} \approx 15.4$  лет.

Анализ показывает разные наблюдаемые масштабы переменности на 8–37 ГГц (таблица 8): от 1.7 до 6.9 лет в системе отсчета наблюдателя, что соответствует  $\tau_{\text{rest}} = 0.2$ –0.8 лет, при значении Доплер-фактора  $\delta = 2$  (см. раздел 4.4) или  $\tau_{\text{rest}} = 0.3$ –1.3 лет при  $\delta = 1.27$  (Liodakis et al., 2018);  $\tau_{\text{rest}} = \delta \tau_{\text{obs}} / (1 + z)$ . Полученные значения сопоставимы с масштабами переменности блазаров на промежуточных и малых красных смещениях.

Анализ методом структурной функции всегда должен применяться с осторожностью (Eftipoulorou et al., 2010) из-за возможных артефактов, вызванных пропусками в данных и ограниченностью временного ряда. Тем не менее результаты для PKS 1614+051 на высоких частотах (8–37 ГГц) демонстрируют реальные тренды переменности. Отсутствие характерных структур на

**Таблица 9.** Временные задержки между кривыми блеска на разных частотах

Пара частот, ГГц	Задержка, годы	DT, дни	Максимум DCF и его значимость
37–22	0.8	30	$0.64 \pm 0.28 (2\sigma)$
37–5	1.2	60	$0.38 \pm 0.11 (2\sigma)$
22–11	3.4	90	$0.68 \pm 0.14 (2\sigma)$
22–8	2.9	90	$0.73 \pm 0.17 (2\sigma)$
22–5	6.4	90	$0.61 \pm 0.18 (2\sigma)$
11–8	0.6	60	$0.86 \pm 0.16 (2\sigma)$
11–5	2.7	60	$0.81 \pm 0.19 (3\sigma)$
8–5	4.4	60	$0.84 \pm 0.19 (3\sigma)$

низких частотах (2 и 5 ГГц) отражает либо более длительные масштабы переменности по сравнению с временем наблюдений, либо недостаточно длинную выборку.

### 3.3. Корреляция между кривыми блеска на разных частотах

Дискретные корреляционные функции (DCF, Edelson and Krolik, 1988) рассчитаны между кривыми блеска PKS 1614+051 за 1997–2024 гг. на частотах 5, 8, 11, 22 и 37 ГГц. Метод DCF применялся аналогично работе Vlasyuk et al. (2023) с использованием программного обеспечения на основе языка Python (Robertson et al., 2015). Для разных частотных пар использовались разные ширины интервала осреднения DT — 30, 60 и 90 дней с целью получения результатов с наибольшей значимостью. Оценки уровней значимости проводились методом Монте-Карло по синтетическим кривым блеска; описание методики и соответствующее программное обеспечение представлено в работе Emmanouilopoulos et al. (2013).

Значения DCF между частотными парами по всему периоду наблюдений, имеющие уровень значимости  $2\sigma$ , и соответствующие временные задержки представлены в таблице 9 и на рис. 6. Получены большие временные задержки, вплоть до нескольких лет, в системе отсчета наблюдателя, что соответствует 1–1.5 годам в системе покоя источника. Минимальные задержки составили 0.6 и 0.8 года для пар «11 ГГц–8 ГГц» и «37 ГГц–22 ГГц». Временные задержки между кривой блеска на 22 ГГц и кривыми блеска на 11, 8 и 5 ГГц составляют от 3.4 до 6.4 года и достигают почти 4.4 года для частотной пары 8 ГГц и 5 ГГц. Результаты соответствуют сценарию, в

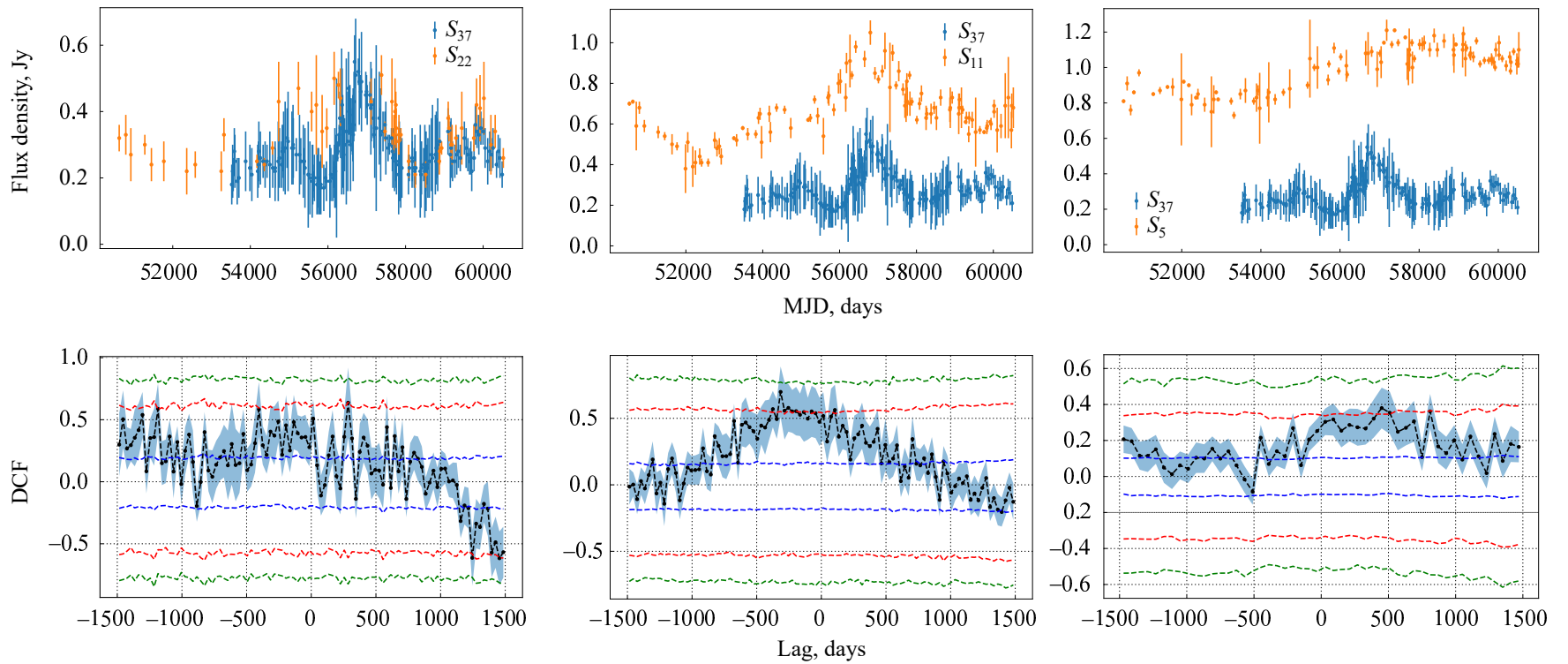
котором временные задержки на меньших частотах возникают в связи с большей оптической толщиной вещества и большим синхротронным самопоглощением. Единственным исключением является частотная пара «37 ГГц–11 ГГц» соответственно (см. рис. 6), где у DCF наблюдается максимум на отрицательной временной задержке (то есть кривая блеска на более высокой частоте выглядит запаздывающей относительно кривой блеска на более низкой частоте). Учитывая поведение остальных кривых блеска, а также значимость наблюдаемого пика на уровне  $2\sigma$ , мы считаем, что в приведенном примере пик является случайным.

### 3.4. Переменность на коротких временных масштабах

Ежедневные наблюдения на частоте 5 ГГц, проведенные с мая 2019 по июнь 2020 г., представлены на рис. 2. Кривая блеска демонстрирует медленное уменьшение спектральной плотности потока в течение года наблюдений. Максимальная спектральная плотность потока составила  $1.18 \pm 0.08$  Ян, минимальная —  $1.04 \pm 0.01$  Ян.

Уровень переменности данной кривой блеска достаточно мал:  $V_S = 0.02 \pm 0.08$ ,  $F_{\text{var}} = 0.020 \pm 0.001$ ,  $M = 0.03$ . Такие малые значения означают, что вклад RISS в наблюдаемую переменность спектральной плотности потока может быть существенным на коротких временных масштабах. Для медианной спектральной плотности потока  $\theta_{\text{min}} = 0.13$  мсд. Уровень модуляции плотности потока  $m$  примерно 2% для размера источника  $\theta_s = 4\theta_{\text{min}} = 0.52$  мсд, что означает доминирующий вклад RISS, и около 1% для  $\theta_s = 8\theta_{\text{min}} = 1.04$  мсд в случае вклада RISS, сравнимого с внутренней переменностью. Учитывая, что временные масштабы  $t$  для RISS около 1.5–3 дней, в соответствии с вышеуказанными предположениями, они не могут быть сглажены за время наблюдения на РАТАН-600 (несколько минут). Размер источника  $\theta_s = 0.5–1.0$  мсд на 5 ГГц сопоставим с размерами PKS 1614+051 по данным радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ) (Pushkarev and Kovalev, 2015; Koryukova et al., 2022). Можно сделать вывод, что эффекты RISS могут быть существенными для ежедневных наблюдений PKS 1614+051.

СФ первого порядка была рассчитана для двух разных случаев. Первый случай — для исходных данных (рис. 7а), второй — для кривой блеска после вычитания линейного тренда (рис. 7б), чтобы исключить тренд долговременной переменности. Начальный шаг по времени  $\tau$  был равен одному дню в обоих случаях. СФ для начальной кривой блеска не достигает второго плато, что означает масштабы переменности больше, чем



**Рис. 6.** Плотности потоков (верхний ряд) и кросс-корреляционные функции (DCF) для различных пар кривых блеска. Синие, красные и зеленые линии обозначают уровни значимости  $1\sigma$ ,  $2\sigma$ , and  $3\sigma$  соответственно. Области, закрашенные голубым, показывают ошибки определения DCF. Положительные задержки соответствуют ситуации, при которой излучение на более низкой частоте (измерения, показанные оранжевым) отстает от излучения на более высокой частоте (измерения, показанные синим).

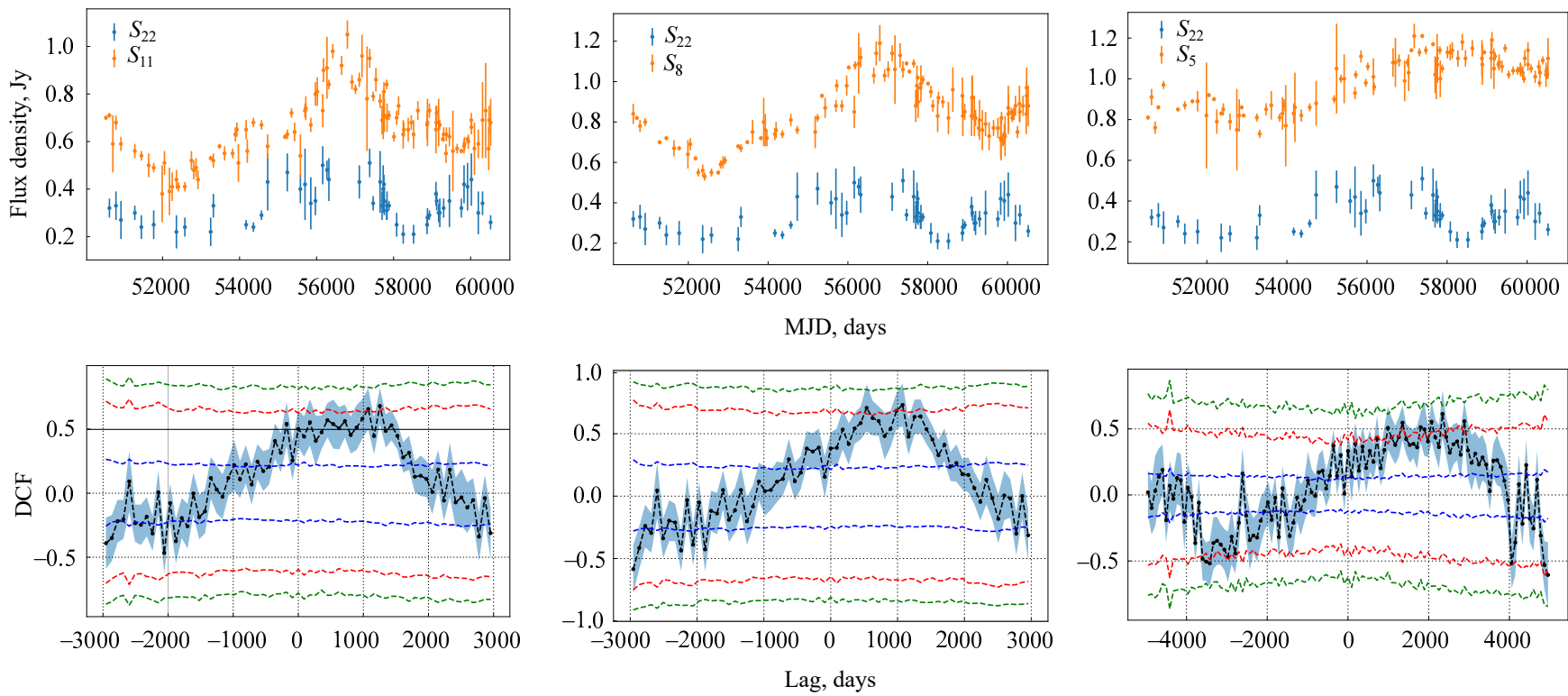


Рис. 6. (Продолжение).

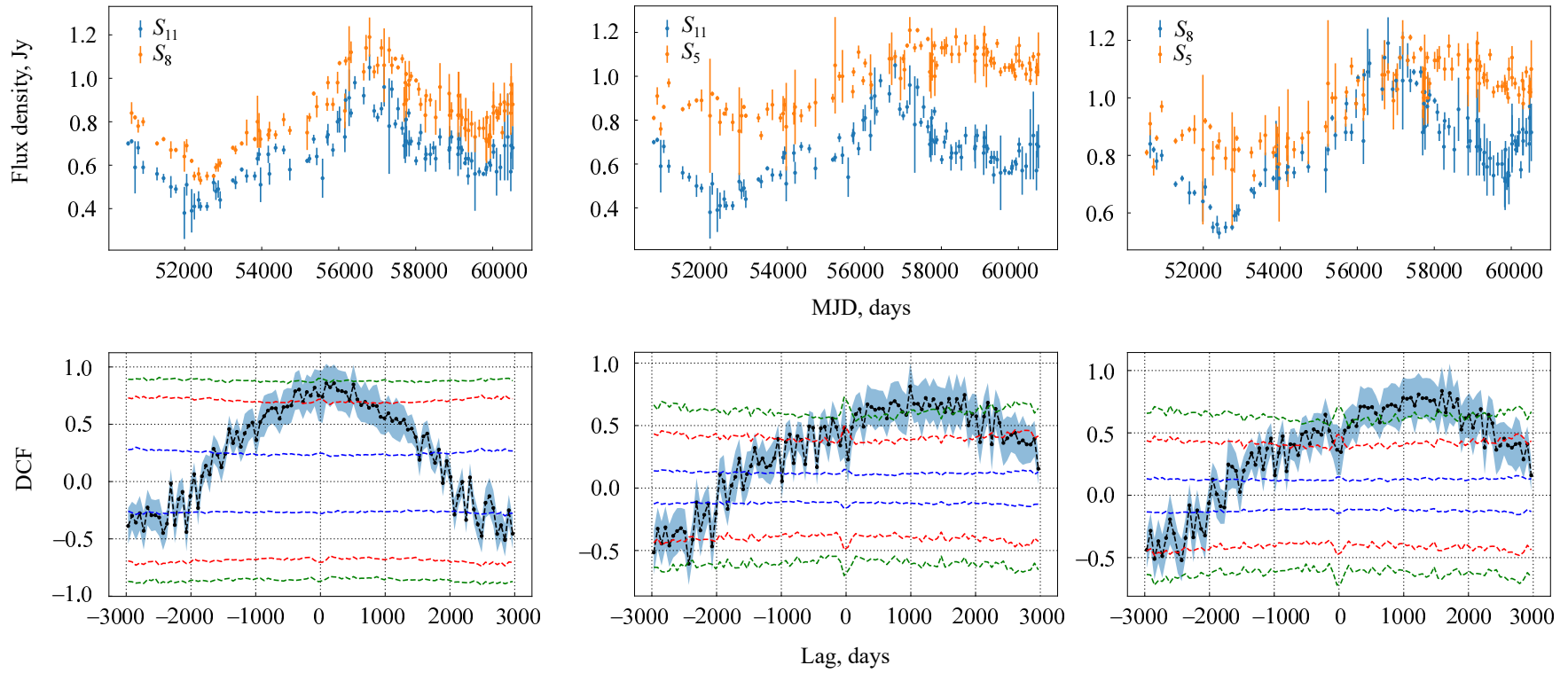
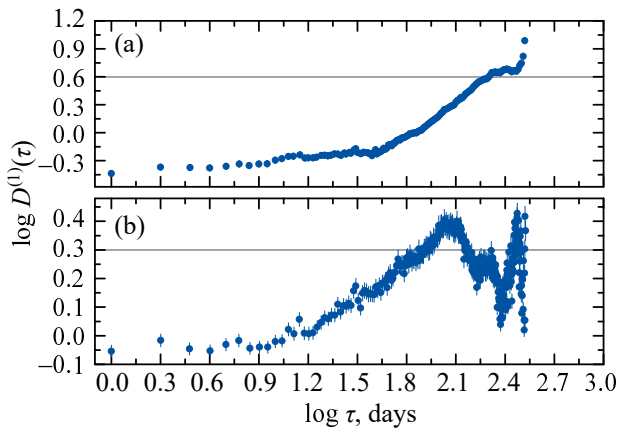


Рис. 6. (Продолжение).



**Рис. 7.** СФ для ежедневных измерений в 2019–2020 гг. на 5 ГГц. Панель (а): СФ для исходной кривой блеска. Панель (б): СФ для кривой блеска с вычтенным линейным трендом.

время наблюдения PKS 1614+051 (Simonetti et al., 1985). Для данных после вычитания долговременного линейного тренда СФ показывает плато  $\tau_{\text{obs}} \sim 100$  дней (или 25 дней в системе источника). Согласно Hughes et al. (1992), наклон СФ  $b < 1$  характеризует процесс, состоящий из фликер-шума и шума случайного блуждания (процесс длится произвольное время).

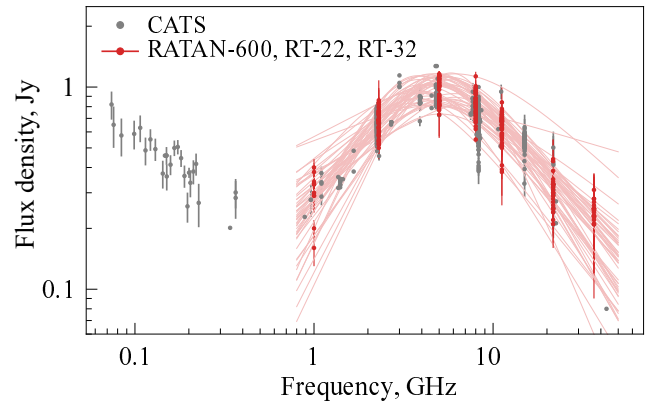
С целью поиска короткомасштабной периодичности была вычислена периодограмма Ломба–Скаргла (Lomb, 1976; Scargle, 1982). Расчеты выполнялись с помощью модуля Python GLS, разработанного Zechmeister and Kürster (2009). Периодограмма Ломба–Скаргла на частоте 5 ГГц не обнаруживает никаких значимых пиков с  $\text{FAP} \leq 1\%$  как для случая исходных данных, так и для случая данных с вычтенным трендом.

#### 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИПЕРЕМЕННЫХ РАДИОСПЕКТРОВ

##### 4.1. Квазиодновременные радиоспектры

С использованием измерений, полученных на нескольких телескопах, мы построили квазиодновременные спектры, которые отличаются от мгновенных спектров RATAN-600 тем, что плотности потока усредняются внутри некоторого временного периода. Это позволяет скомбинировать данные, полученные в разные даты, для анализа формы спектра. Временной период должен быть достаточно коротким, обычно порядка 30 дней, чтобы спектр можно было считать стабильным внутри этого интервала.

Для получения максимального количества квазиодновременных спектров с измерениями на четырех и более частотах и, по возможности, с измерением на 37 ГГц был выбран интервал в 39 дней.



**Рис. 8.** Широкополосный радиоспектр PKS 1614+051. Данные RATAN-600, RT-32 и RT-22 получены в 1997–2024 гг. (красные точки, аппроксимированные линиями согласно SSA-модели). Измерения из базы данных CATS показаны серым цветом.

Для анализа двухкомпонентной формы спектра согласно моделям синхротронного самопоглощения (уравнение SSA-спектра из Türler et al., 2000) и неоднородного свободно-свободного поглощения (FFA, Vicknell et al., 1997) мы далее отобрали только те спектры, где имелись измерения на частотах выше и ниже 5 ГГц. В результате суммарно было отобрано 48 спектров, где модели могут быть применены.

На рис. 8 представлен суммарный радиоспектр PKS 1614+051, включающий литературные данные (серые точки). Непрерывный спектр покрывает диапазон частот 0.07–40 ГГц и может быть описан суммой вкладов двух основных компонент. Первая — это высокочастотная компонента (HFC, Kovalev et al., 2002), преобладающая в диапазоне частот 3–40 ГГц и ассоциируемая с джетом на масштабе парсека. Свойства HFC определяются переменным спектром джета с максимумом в диапазоне 4–5 ГГц. Вторая — низкочастотная компонента (LFC) соответствует синхротронному излучению от оптически тонких протяженных, вплоть до масштабов килопарсек, структур, доминирующих на частотах менее 1 ГГц и имеющих частоту пика ниже 0.1 ГГц из-за своих характерных размеров (Slish, 1963).

##### 4.2. Модели SSA и FFA

Полученные квазиодновременные спектры могут быть описаны несколькими моделями поглощения (см., например, Shao et al., 2022). В этой статье рассматриваются две из них: синхротронное самопоглощение (synchrotron self-absorption, SSA) и неоднородное свободно-свободное поглощение (free-free absorption, FFA).

Радиоспектр SSA характеризуется пиковой формой. Считается, что поглощение связано с высокой плотностью излучающих электронов. На частотах, где происходит самопоглощение излучения, спектр растет быстро, на более высоких частотах, где излучение оптически тонкое, спектр падает. На частоте  $\nu_m$ , где спектральный индекс  $\alpha$  (мы принимаем  $S \sim \nu^\alpha$ ) меняется с отрицательного на положительный, оптическая толщина  $\tau_m$  равна примерно единице. Предполагая однородный самопоглощающий некогерентный радиоисточник со степенным законом распределения электронов с индексом  $\gamma$  ( $\alpha = -(\gamma - 1)/2$ ), можно аппроксимировать SSA-спектр как van der Laan (1966), Pacholczyk (1970), Türler et al. (1999), Tingay and de Kool (2003):

$$S_\nu = S_m \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{\alpha_{\text{thick}}} \times \frac{1 - \exp \left( -\tau_m \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{\alpha - \alpha_{\text{thick}}} \right)}{1 - \exp(-\tau_m)}, \quad (7)$$

где оптическая толщина

$$\tau_m \sim \frac{3}{2} \left( \sqrt{1 - \frac{8\alpha}{3\alpha_{\text{thick}}}} - 1 \right). \quad (8)$$

Спектральный индекс  $\alpha = \alpha_{\text{thin}}$  предоставляет информацию о распределении излучающих частиц по энергиям,  $\alpha_{\text{thick}} < \nu_m$  описывает оптически толстую часть на частотах меньше  $\nu_m$ , на которой плотность потока  $S_m$  достигает максимума. Четыре свободных параметра,  $S_m$ ,  $\nu_m$ ,  $\alpha_{\text{thick}}$  и  $\alpha_{\text{thin}}$ , получены из моделирования радиоспектра.

Процесс FFA является альтернативным объяснением пиковой природы спектра. Взаимодействие джета с внешней межзвездной средой способно формировать ионизированный экран, внешний относительно радиоисточника (Bicknell et al., 1997). Таким образом, процесс FFA может играть важную роль в условиях окружающего газа высокой плотности. Было показано, что модели неоднородного FFA успешно описывают широкополосный радиоспектр внегалактических радиоисточников (например, Ross et al., 2022; Shao et al., 2022):

$$S_\nu = S_{\text{norm}}(p+1) \left( \frac{\nu}{\nu_p} \right)^{2.1(p+1)+\alpha} \times \gamma \left[ p+1, \left( \frac{\nu}{\nu_p} \right)^{-2.1} \right], \quad (9)$$

где  $S_{\text{norm}}$ ,  $\nu_p$  и  $\alpha$  нормировочный параметр, частота пика и спектральный индекс соответственно. Параметр  $p$  описывает распределение поглощающих

облаков, а  $\gamma \left[ p+1, \left( \frac{\nu}{\nu_p} \right)^{-2.1} \right]$  представляет собой неполную гамма-функцию порядка  $p+1$ .

### 4.3. Аппроксимация моделей с помощью байесовского подхода

Хотя параметры спектра могут быть легко получены из его аппроксимации методом наименьших квадратов для нелинейных функций, этот способ не дает возможности оценить точность полученных параметров. Более надежные значения параметров вместе с ошибками их определения могут быть рассчитаны с помощью байесовской статистики.

Согласно теореме Байеса апостериорная вероятность того, что используемая модель, например формула SSA-модели, наилучшим образом описывается набором параметров  $\theta$  при наличии наблюдательных данных  $D$ :

$$\ln P(\theta|D) \propto \ln P(D|\theta) + \ln P(\theta), \quad (10)$$

где  $P(D|\theta)$  — правдоподобие данных при заданных параметрах  $\theta$ , а  $P(\theta)$  — вероятность самих параметров  $\theta$ . Хотя точное значение последней, как правило, неизвестно, так же как и коэффициент пропорциональности в выражении (10), можно предположить некоторое априорное распределение вероятности для модельных параметров  $\theta$  и получить апостериорное распределение  $P(\theta|D)$ , которое позволит определить наилучшие параметры модели для аппроксимации данных и ошибки их определения. Априорными распределениями вероятности могут быть довольно произвольно заданные равномерные распределения для параметров моделей SSA или FFA в пределах их возможных диапазонов, например  $0 < \nu_p < 20$  ГГц для частоты пика.

В предположении, что отклонения данных от модели распределены по нормальному закону, вероятность отклонения будет описываться гауссианой, функция правдоподобия будет произведением таких вероятностей, а логарифм правдоподобия, соответственно,

$$\ln P(D|\theta) = -\frac{1}{2} \sum \left( \frac{(y_i - \hat{y}_i)^2}{\sigma_i^2} + \ln(2\pi\sigma_i^2) \right), \quad (11)$$

где  $y_i$  — измерения,  $\hat{y}_i$  — соответствующие значения, предсказываемые моделью, а  $\sigma_i$  — ошибки измерений. Второе слагаемое под знаком суммы может быть опущено в дальнейшей оптимизации.

Как и было сказано выше, аналитическое решение для математического ожидания параметров  $\theta$  все же невозможно получить из выражения (10),

так как для этого требуется вычисление сложного многомерного интеграла. Решением является численный метод Монте-Карло с марковскими цепями (Markov chain Monte-Carlo, МСМС; например, Goodman and Weare, 2010), который позволяет сэмплировать апостериорное распределение вероятности, имея априорное распределение, функцию правдоподобия и данные (измерения). Метод картирует апостериорное распределение с помощью набора случайных блужданий, шаги которых записываются в цепочки (марковские цепи) параметров  $\theta$ , а вероятность конкретного значения параметра распределена в соответствии с апостериорной вероятностью. В данной работе использована МСМС-реализация из библиотеки `emcee`<sup>3</sup> (Foreman-Mackey et al., 2013) и библиотеки `corner`<sup>4</sup> (Foreman-Mackey, 2016) для визуализации.

Имея апостериорное распределение вероятности, представленное набором значений параметров, сохраненных в марковских цепях, можно искать наилучшие параметры для аппроксимации данных несколькими способами. Нам видится предпочтительным подход, когда наилучшие параметры определяются как медианы маргинальных апостериорных распределений вероятности, а ошибки определения — как 16-й и 84-й процентиля выборки. Такие оценки оправданы для асимметричных апостериорных распределений, которые встречаются довольно часто. Мы не использовали значения параметров, соответствующие максимальному правдоподобию, поскольку этот подход не учитывает все апостериорное распределение и сильно зависит от конкретных положений точек в наблюдаемых данных, которые могут быть подвержены неучтенным случайным факторам. Максимумы маргинальных апостериорных распределений вероятности также нельзя использовать, поскольку они не учитывают корреляции между параметрами, что приводит к неудовлетворительному описанию наблюдаемого спектра в случае асимметричных апостериорных распределений. На рис. 9 показан пример байесовской аппроксимации.

На основе описанной методики, мы смоделировали квазиодновременные спектры на основе обеих моделей: SSA и неоднородное FFA. Интересно, что в случае последней модели медианы маргинальных апостериорных распределений вероятности неудовлетворительно описывают наблюдаемый спектр. Здесь единственным выходом является использование параметров с максимальным правдоподобием в качестве оптимальных (что практически идентично методу наименьших квадратов) с

определением ошибок параметров из байесовской аппроксимации.

Далее мы сравнили, насколько две модели соответствуют наблюдаемым данным, рассчитав коэффициент Байеса методом маргинального правдоподобия (evidence) с использованием библиотеки `UltraNest`<sup>5</sup> (Buchner, 2021) и одинаковых априорных распределений вероятности для обеих моделей. Хотя коэффициент Байеса варьируется от спектра к спектру, его среднее значение близко к единице, поэтому мы не можем отдать предпочтение какой-либо конкретной модели. Принимая во внимание все вышесказанное, мы опирались на модель SSA для оценки магнитного поля.

Общие результаты моделирования квазиодновременных спектров показаны на рис. 8 и 10. На первом демонстрируется аппроксимация спектров наряду с архивными данными CATS, второй показывает вариации параметров SSA-модели со временем.

#### 4.4. Величина магнитного поля в SSA-модели

Предполагая, что пик в спектре обусловлен синхротронным самопоглощением, можно оценить величину магнитного поля  $B_{SSA}$  (Гс) (Slish, 1963; Verschuur et al., 1974; Marscher, 1983):

$$B_{SSA} \approx 10^{-5} \times b(\alpha_{\text{thin}}) \nu_m^5 \theta^4 S_m^{-2} \delta (1+z)^{-1}, \quad (12)$$

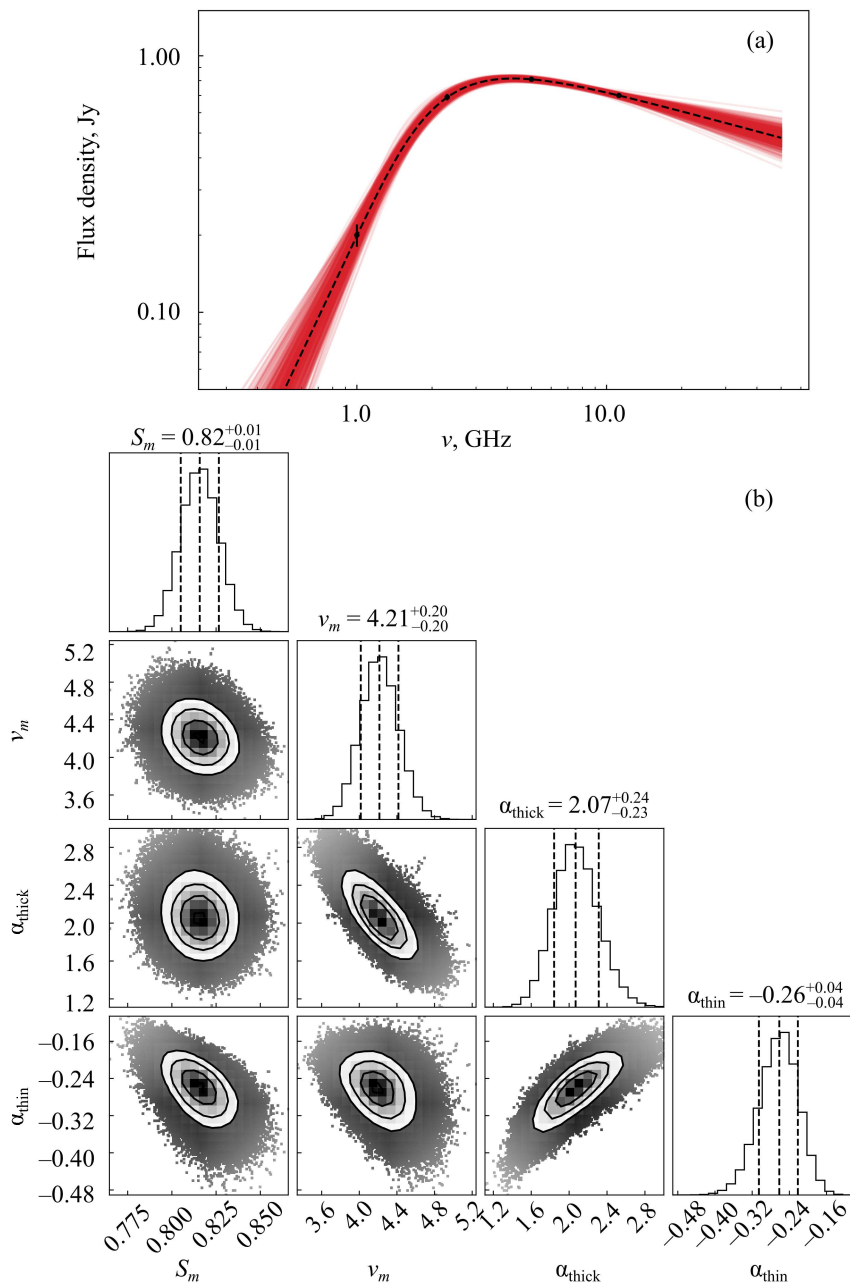
где  $b(\alpha_{\text{thin}})$  — безразмерный параметр, который рассчитывался согласно формуле (A14) из работы Pushkarev et al. (2019);  $\nu_m$  — частота пика (ГГц);  $\theta$  — угловой размер излучающей области (мсд);  $S_m$  — спектральная плотность потока на частоте пика (Ян), полученная в результате модельной аппроксимации, описанной выше;  $\delta$  — Доплер-фактор;  $z$  — красное смещение источника. Значения  $S_m$ ,  $\nu_m$  и  $\alpha_{\text{thin}}$  получены в результате SSA-моделирования (таблица 10). Частота пика в спектре  $\nu_m$  лежит в диапазоне 4–6 ГГц; однако доступны лишь отдельные данные о размере источника на частоте 5 ГГц (Pushkarev and Kovalev, 2012, 2015; Koryukova et al., 2022). Размеры ядра PKS 1614+051 на 2.3 ГГц и на 8.6 ГГц составляют  $\theta_{2.3} = 1.42$  мсд и  $\theta_{8.6} = 0.67$  мсд соответственно (Pushkarev and Kovalev, 2012). Угловой размер источника  $\theta$  можно оценить на основе соотношения  $\theta \sim \nu^{-k}$ . Согласно данным из Pushkarev and Kovalev (2012) коэффициент  $k \approx -0.575$ . В результате получаем, что угловой размер источника лежит в пределах от 1.03 до 0.82 мсд на частотах в диапазоне  $\nu_m = 4$ –6 ГГц (например, на 5 ГГц  $\theta_5 = 0.91$  мсд). Доплер-фактор можно оценить согласно Lähteenmäki and Valtaoja (1999)

<sup>3</sup><https://emcee.readthedocs.io/>

<sup>4</sup><https://corner.readthedocs.io/>

<sup>5</sup><https://johannesbuchner.github.io/UltraNest/>





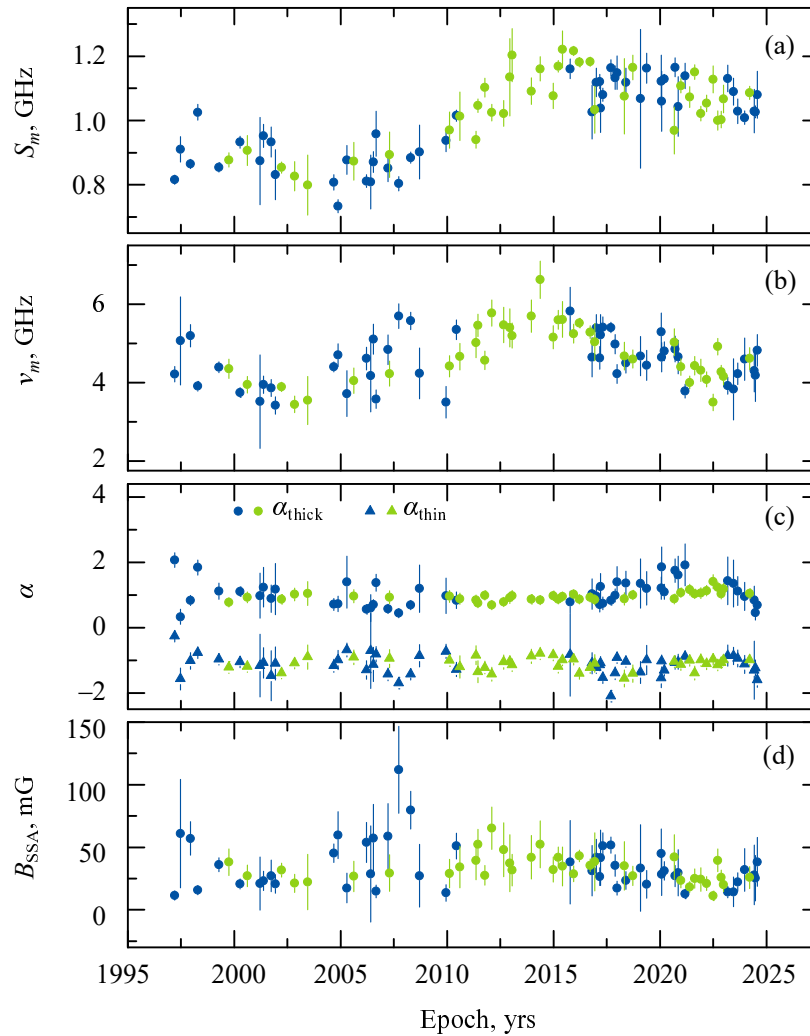
**Рис. 9.** Пример МСМС-аппроксимации (спектр в эпоху 1997.21). Панель (а): тонкие красные линии — модельные спектры, построенные на основе выборки параметров из апостериорного распределения вероятности; черная штриховая линия — наилучшая аппроксимация согласно медианным значениям маргинальных апостериорных распределений. Панель (b): соответствующая угловая диаграмма; по диагонали показаны маргинальные апостериорные распределения вероятности, в остальных клетках изображены двумерные проекции полного апостериорного распределения.

как  $\delta = \left(\frac{T_{b,\text{var}}}{T_{b,\text{int}}}\right)^{1/3}$ , где  $T_{b,\text{int}}$  — собственная яркостная температура источника,  $T_{b,\text{var}}$  — яркостная температура источника в системе наблюдателя, определяемая по переменности радиоизлучения. В качестве  $T_{b,\text{int}}$  мы использовали значение равновесной яркостной температуры  $5 \times 10^{10}$  К (Readhead, 1994), а  $T_{b,\text{var}}$  было рассчитано по кри-

вой блеска аналогично Lähteenmäki and Valtaoja (1999):

$$T_{b,\text{var}} = 5.87 \times 10^{21} h^{-2} \frac{\lambda^2 S_m}{\tau_{\text{obs}}^2} (\sqrt{1+z} - 1)^2,$$

где  $\lambda$  — длина волны в метрах,  $S_m$  — амплитуда вспышки в Ян,  $h = H_0/100$  — нормированная постоянная Хаббла,  $\tau_{\text{obs}}$  — наблюдаемый масштаб переменности в днях. В этих предположениях мы



**Рис. 10.** Зависимость параметров SSA-модели от времени. Синими символами показаны  $B_{SSA}$ ,  $\nu_m$ ,  $\alpha_{thick}$  и  $\alpha_{thin}$ , полученные на основе квазиодновременных спектров, измеренных с помощью РАТАН-600, РТ-32 и РТ-22; зелеными символами представлены значения параметров, полученные с использованием медианных значений спектральной плотности потока на 1 и 2 ГГц по данным РАТАН-600.

получили  $\delta \approx 2$ . Рассчитанные значения  $B_{SSA}$  представлены в таблице 10. Как было упомянуто выше, у нас нет РСДБ-данных для расчета углового размера  $\theta$  и Доплер-фактора  $\delta$  для всех квазиодновременных радиоспектров. Поэтому ошибки значений магнитного поля приведены без учета этих параметров. Эволюция магнитного поля  $B_{SSA}$  со временем представлена на рис. 10 (голубые точки). Можно отметить увеличение магнитного поля в 2005–2010 гг. и падение  $B_{SSA}$  после 2015 г. К сожалению, в период 2010–2015 гг. отсутствуют данные на 1 и 2 ГГц, необходимые для моделирования квазиодновременных радиоспектров методом, описанным в разделе 4.3. Для решения этой проблемы мы использовали медианные значения спектральной плотности потока на 1 и 2 ГГц по данным РАТАН-600 за весь период наблюдений. Такой подход обоснован тем, что спектральная

плотность потока на этих частотах, согласно кривым блеска на рис. 1, не подвержена какому-либо тренду, а литературные данные из базы данных CATS имеют близкие значения плотности потока в диапазоне 1–2 ГГц (рис. 8). Поэтому далее мы считали радиоспектр в дециметровом диапазоне неизменным. В этих предположениях было проведено моделирование квазиодновременных радиоспектров для эпох, где отсутствуют измерения на 1–2 ГГц. В результате получено 40 дополнительных значений магнитного поля  $B_{SSA}$  (зеленые точки на рис. 10), 13 из которых приходится на период 2010–2015 гг. Следует отметить, что голубые и зеленые точки хорошо соответствуют друг другу. Прослеживается тенденция увеличения магнитного поля в 2010–2015 гг., достигающего максимума в 2012–2013 гг. Помимо этого, отметим увеличение  $B_{SSA}$  в 2006–2007 гг. Периоды максимальных

Таблица 10. Параметры SSA-модели

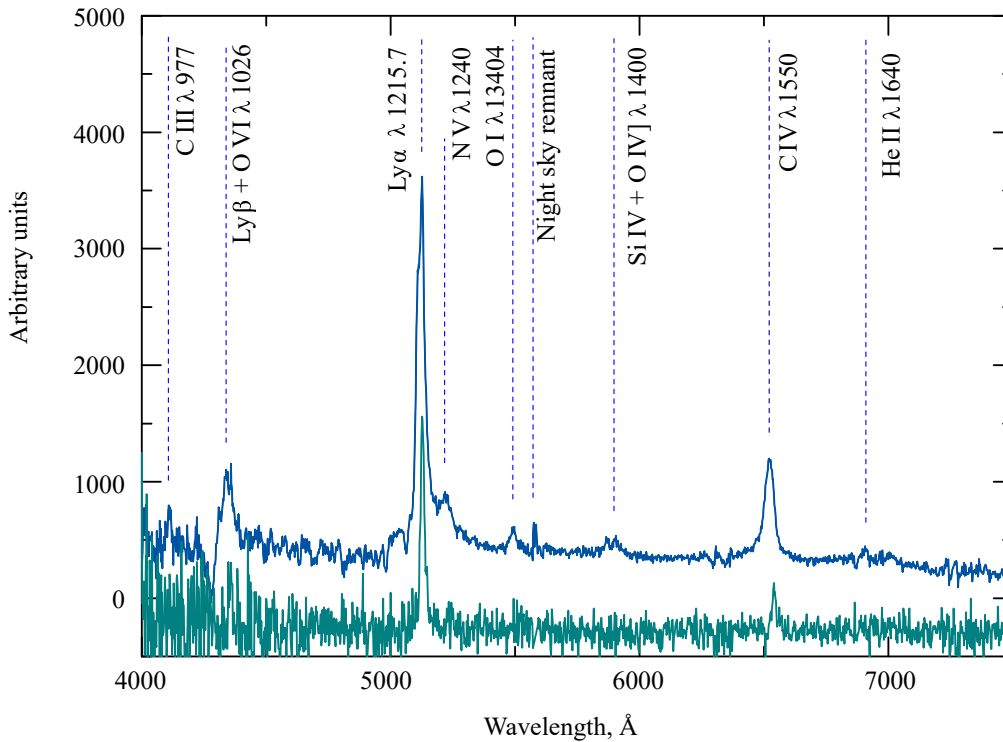
Date уууу.уу	$S_m$ , Jy	$\nu_m$ , ГГц	$\alpha_{thick}$	$\alpha_{thin}$	$B_{SSA}$ , mG	Date уууу.уу	$S_m$ , Jy	$\nu_m$ , ГГц	$\alpha_{thick}$	$\alpha_{thin}$	$B_{SSA}$ , mG
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
1997.21	$0.82^{+0.01}_{-0.01}$	$4.2^{+0.2}_{-0.2}$	$2.1^{+0.2}_{-0.2}$	$-0.3^{+0.1}_{-0.1}$	$12^{+3}_{-3}$	2016.81	$1.03^{+0.09}_{-0.08}$	$4.6^{+0.6}_{-0.5}$	$1.0^{+0.8}_{-0.5}$	$-1.1^{+0.2}_{-0.3}$	$31^{+20}_{-18}$
1997.47	$0.91^{+0.04}_{-0.04}$	$5.1^{+0.7}_{-1.1}$	$0.3^{+0.4}_{-0.2}$	$-1.6^{+0.3}_{-0.3}$	$61^{+43}_{-68}$	2017.01	$1.12^{+0.05}_{-0.04}$	$5.4^{+0.4}_{-0.3}$	$1.0^{+0.4}_{-0.3}$	$-1.2^{+0.1}_{-0.2}$	$42^{+15}_{-14}$
1997.94	$0.87^{+0.01}_{-0.01}$	$5.2^{+0.2}_{-0.3}$	$0.8^{+0.4}_{-0.2}$	$-1.0^{+0.2}_{-0.2}$	$57^{+13}_{-16}$	2017.18	$1.12^{+0.02}_{-0.02}$	$4.6^{+0.2}_{-0.3}$	$0.7^{+0.3}_{-0.2}$	$-1.1^{+0.1}_{-0.1}$	$27^{+7}_{-8}$
1998.29	$1.03^{+0.03}_{-0.02}$	$3.9^{+0.1}_{-0.1}$	$1.8^{+0.3}_{-0.2}$	$-0.8^{+0.1}_{-0.1}$	$16^{+3}_{-3}$	2017.22	$1.04^{+0.08}_{-0.08}$	$5.2^{+0.5}_{-0.5}$	$1.2^{+0.6}_{-0.4}$	$-1.1^{+0.2}_{-0.2}$	$42^{+22}_{-22}$
1999.28	$0.85^{+0.01}_{-0.01}$	$4.4^{+0.1}_{-0.1}$	$1.1^{+0.4}_{-0.2}$	$-1.0^{+0.1}_{-0.2}$	$36^{+6}_{-6}$	2017.32	$1.08^{+0.02}_{-0.02}$	$5.4^{+0.2}_{-0.3}$	$0.7^{+0.2}_{-0.2}$	$-1.5^{+0.1}_{-0.1}$	$51^{+10}_{-13}$
2000.27	$0.93^{+0.02}_{-0.02}$	$3.7^{+0.1}_{-0.1}$	$1.1^{+0.2}_{-0.1}$	$-1.0^{+0.1}_{-0.1}$	$21^{+4}_{-4}$	2017.70	$1.16^{+0.02}_{-0.02}$	$5.4^{+0.1}_{-0.1}$	$0.8^{+0.2}_{-0.1}$	$-2.1^{+0.2}_{-0.2}$	$52^{+6}_{-7}$
2001.21	$0.87^{+0.24}_{-0.14}$	$3.5^{+0.6}_{-1.2}$	$1.0^{+1.2}_{-0.7}$	$-1.2^{+0.8}_{-1.0}$	$21^{+21}_{-36}$	2017.89	$1.13^{+0.04}_{-0.04}$	$5.0^{+0.2}_{-0.2}$	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$	$-1.4^{+0.2}_{-0.2}$	$35^{+9}_{-9}$
2001.38	$0.95^{+0.04}_{-0.04}$	$3.9^{+0.2}_{-0.2}$	$1.2^{+1.0}_{-0.6}$	$-1.1^{+0.2}_{-0.5}$	$23^{+8}_{-7}$	2017.98	$1.15^{+0.06}_{-0.05}$	$4.2^{+0.2}_{-0.2}$	$1.4^{+0.7}_{-0.5}$	$-0.9^{+0.1}_{-0.2}$	$17^{+6}_{-5}$
2001.73	$0.93^{+0.06}_{-0.05}$	$3.9^{+0.3}_{-0.2}$	$0.9^{+1.1}_{-0.4}$	$-1.5^{+0.4}_{-0.8}$	$27^{+13}_{-8}$	2018.39	$1.12^{+0.05}_{-0.04}$	$4.5^{+0.3}_{-0.2}$	$1.4^{+0.5}_{-0.4}$	$-1.0^{+0.1}_{-0.2}$	$23^{+7}_{-7}$
2001.93	$0.83^{+0.09}_{-0.08}$	$3.4^{+0.2}_{-0.2}$	$1.2^{+1.1}_{-0.8}$	$-1.1^{+0.3}_{-0.5}$	$21^{+7}_{-8}$	2019.08	$1.07^{+0.27}_{-0.22}$	$4.7^{+0.8}_{-0.5}$	$1.3^{+1.0}_{-0.8}$	$-1.4^{+0.2}_{-0.3}$	$33^{+35}_{-22}$
2004.67	$0.81^{+0.03}_{-0.02}$	$4.4^{+0.1}_{-0.1}$	$0.7^{+0.3}_{-0.2}$	$-1.2^{+0.2}_{-0.2}$	$45^{+8}_{-7}$	2019.37	$1.16^{+0.05}_{-0.05}$	$4.4^{+0.5}_{-0.4}$	$1.2^{+0.9}_{-0.5}$	$-1.0^{+0.2}_{-0.4}$	$20^{+11}_{-9}$
2004.87	$0.73^{+0.02}_{-0.02}$	$4.7^{+0.3}_{-0.3}$	$0.7^{+0.5}_{-0.2}$	$-1.0^{+0.3}_{-0.3}$	$60^{+19}_{-19}$	2020.07	$1.12^{+0.08}_{-0.08}$	$5.3^{+0.4}_{-0.5}$	$1.2^{+0.5}_{-0.3}$	$-1.5^{+0.3}_{-0.3}$	$45^{+20}_{-22}$
2005.29	$0.88^{+0.05}_{-0.05}$	$3.7^{+0.5}_{-0.6}$	$1.4^{+1.0}_{-0.8}$	$-0.7^{+0.1}_{-0.2}$	$17^{+12}_{-14}$	2020.08	$1.06^{+0.10}_{-0.09}$	$4.6^{+0.5}_{-0.4}$	$1.9^{+0.7}_{-0.6}$	$-1.0^{+0.1}_{-0.2}$	$28^{+17}_{-13}$
2006.22	$0.81^{+0.02}_{-0.02}$	$4.6^{+0.3}_{-0.3}$	$0.6^{+0.2}_{-0.1}$	$-1.3^{+0.3}_{-0.3}$	$54^{+16}_{-17}$	2020.21	$1.13^{+0.01}_{-0.01}$	$4.8^{+0.2}_{-0.2}$	$1.1^{+0.3}_{-0.2}$	$-1.3^{+0.1}_{-0.1}$	$31^{+8}_{-8}$
2006.42	$0.81^{+0.09}_{-0.08}$	$4.2^{+1.1}_{-0.9}$	$0.6^{+1.2}_{-0.4}$	$-0.7^{+0.4}_{-1.1}$	$29^{+38}_{-32}$	2020.72	$1.17^{+0.03}_{-0.03}$	$4.8^{+0.3}_{-0.3}$	$1.7^{+0.5}_{-0.4}$	$-1.1^{+0.2}_{-0.2}$	$27^{+9}_{-9}$
2006.53	$0.87^{+0.03}_{-0.03}$	$5.1^{+0.5}_{-0.4}$	$0.7^{+0.3}_{-0.2}$	$-1.1^{+0.3}_{-0.5}$	$57^{+27}_{-22}$	2020.86	$1.04^{+0.10}_{-0.09}$	$4.6^{+0.5}_{-0.4}$	$1.6^{+0.8}_{-0.6}$	$-1.1^{+0.2}_{-0.2}$	$30^{+19}_{-15}$
2006.66	$0.96^{+0.09}_{-0.07}$	$3.6^{+0.2}_{-0.2}$	$1.4^{+0.3}_{-0.3}$	$-0.8^{+0.2}_{-0.2}$	$15^{+5}_{-5}$	2021.19	$1.14^{+0.04}_{-0.04}$	$3.8^{+0.2}_{-0.2}$	$1.9^{+0.7}_{-0.6}$	$-0.9^{+0.1}_{-0.1}$	$13^{+4}_{-3}$
2007.22	$0.85^{+0.04}_{-0.04}$	$4.8^{+0.4}_{-0.4}$	$0.6^{+0.1}_{-0.1}$	$-1.4^{+0.2}_{-0.2}$	$59^{+26}_{-24}$	2023.19	$1.13^{+0.05}_{-0.04}$	$3.9^{+0.2}_{-0.2}$	$1.4^{+1.0}_{-0.7}$	$-0.9^{+0.1}_{-0.3}$	$14^{+5}_{-4}$
2007.73	$0.80^{+0.02}_{-0.02}$	$5.7^{+0.3}_{-0.3}$	$0.4^{+0.1}_{-0.1}$	$-1.7^{+0.1}_{-0.2}$	$112^{+35}_{-31}$	2023.45	$1.09^{+0.07}_{-0.04}$	$3.8^{+0.6}_{-0.8}$	$1.4^{+0.9}_{-0.7}$	$-0.9^{+0.1}_{-0.3}$	$14^{+12}_{-15}$
2008.30	$0.88^{+0.02}_{-0.02}$	$5.6^{+0.2}_{-0.2}$	$0.7^{+0.1}_{-0.2}$	$-1.4^{+0.1}_{-0.1}$	$80^{+15}_{-16}$	2023.66	$1.03^{+0.04}_{-0.04}$	$4.2^{+0.3}_{-0.3}$	$1.1^{+0.8}_{-0.4}$	$-0.9^{+0.2}_{-0.3}$	$22^{+7}_{-7}$
2008.70	$0.90^{+0.10}_{-0.08}$	$4.2^{+0.8}_{-0.6}$	$1.2^{+1.0}_{-0.7}$	$-0.9^{+0.2}_{-0.3}$	$27^{+25}_{-21}$	2023.98	$1.01^{+0.02}_{-0.02}$	$4.6^{+0.5}_{-0.5}$	$1.0^{+0.6}_{-0.4}$	$-1.1^{+0.2}_{-0.3}$	$32^{+17}_{-19}$
2009.95	$0.94^{+0.04}_{-0.03}$	$3.5^{+0.3}_{-0.4}$	$1.0^{+0.9}_{-0.5}$	$-0.7^{+0.1}_{-0.2}$	$14^{+7}_{-8}$	2024.43	$1.03^{+0.08}_{-0.07}$	$4.3^{+0.7}_{-0.5}$	$0.8^{+1.1}_{-0.4}$	$-1.3^{+0.5}_{-0.9}$	$28^{+24}_{-18}$
2010.44	$1.02^{+0.02}_{-0.02}$	$5.3^{+0.2}_{-0.2}$	$0.8^{+0.3}_{-0.2}$	$-1.3^{+0.2}_{-0.2}$	$51^{+10}_{-12}$	2024.49	$1.03^{+0.02}_{-0.02}$	$4.2^{+0.6}_{-0.7}$	$0.5^{+0.3}_{-0.2}$	$-1.2^{+0.2}_{-0.2}$	$25^{+18}_{-20}$
2015.78	$1.16^{+0.05}_{-0.03}$	$5.8^{+1.0}_{-0.6}$	$0.8^{+1.0}_{-0.3}$	$-0.8^{+0.6}_{-1.3}$	$38^{+33}_{-20}$	2024.57	$1.08^{+0.07}_{-0.07}$	$4.8^{+0.5}_{-0.4}$	$0.7^{+0.1}_{-0.1}$	$-1.6^{+0.2}_{-0.2}$	$38^{+19}_{-17}$

значений магнитного поля предшествуют развитию самой большой вспышки на кривой блеска (рис. 1). Данный факт может быть свидетельством в пользу того, что энергия вспышки обеспечивается накапливающейся магнитной энергией (например, Sikora and Begelman, 2013). Механизм накопления магнитной энергии, очевидно, связан с процессами аккреции. Последующий энергетический выход вспышки может быть связан с процессом магнитного пересоединения.

## 5. ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Входная щель спектрографа SCORPIO-1 была повернута на позиционный угол около  $35^\circ$  для того, чтобы она прошла через центры PKS 1614+051 и галактики-спутника, изученной Husband et al. (2015) в ходе контрольных исследований мультиобъектного спектрографа MUSE 8.2-м телескопа VLT. Общие спектры блазара и галактики-спутника показаны на рис. 11.

Тщательное изучение индивидуальных спектров центральной части блазара и околоядерных обла-



**Рис. 11.** Оптические спектры блазара PKS 1614+051 (голубой цвет) и галактики-спутника, излучающей эмиссионную линию  $Ly\alpha$  (зеленый цвет). Данные представлены в условных энергетических единицах. Для удобства отсчеты спектра галактики-спутника умножены на 5. Самые сильные линии обозначены вертикальными штриховыми линиями.

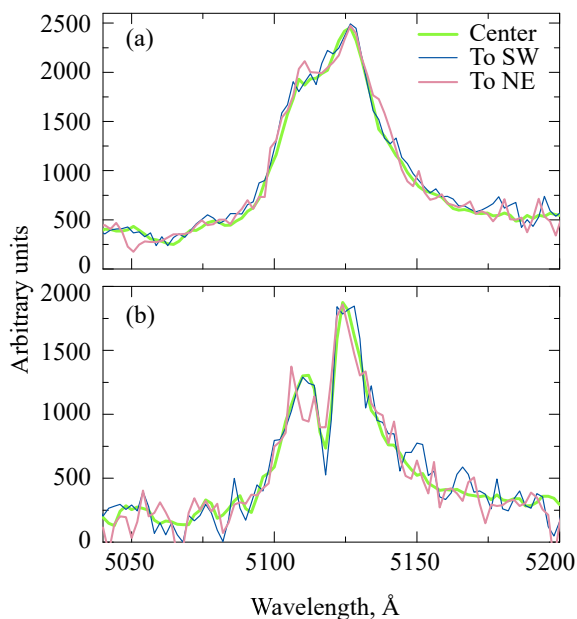
стей указало на возможные изменения профиля эмиссионной линии  $Ly\alpha$  (см. рис. 12a). Чтобы исследовать их пространственное поведение, мы аппроксимировали индивидуальные спектры, суммированные с шагом в  $1''8$  вдоль щели спектрографа, комбинацией двух гауссиан, соответствующих эмиссионной и абсорбционной компонентам. Для подтверждения результата декомпозиции этой линии мы использовали также спектральные данные, полученные для PKS 1614+051 с прибором SCORPIO-1 в ночь 30.06/01.07.2024 с вдвое лучшим спектральным разрешением, но с более низким отношением сигнала к шуму из-за короткого накопления. Щель при этом была ориентирована под позиционным углом  $40^\circ$ . Результат приведен на рис. 12b.

Результаты аппроксимации профилей эмиссионной линии  $Ly\alpha$  показаны на рис. 13, где значение красного смещения для компонент линии представлено как функция координаты вдоль щели. Красными квадратами показано красное смещение собственно самой эмиссионной компоненты для трех областей вокруг центра и двух областей галактики-спутника. Зелеными и голубыми значками показаны красные смещения абсорбционной компоненты для двух эпох — ночей 14/15.07.2024 и 30.06/01.07.2024 соответственно. Фиолетовые значки показывают точность позиционных опреде-

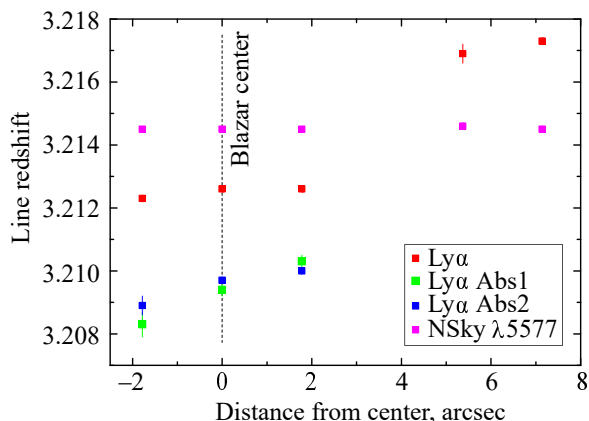
лений для линии ночного неба  $\lambda 5577$ . Результаты измерения положения эмиссионной компоненты указывают на значительную разность лучевых скоростей (около  $300 \text{ км с}^{-1}$  в системе отсчета блазара) для блазара и галактики-спутника, что находится в хорошем согласии с результатами предыдущих исследований (Djorgovski et al., 1985; Husband et al., 2015). Из-за недостаточно длительной (30-минутной) экспозиции мы не смогли зарегистрировать наличия протяженной эмиссионной структуры — моста, соединяющего блазар со спутником, исследованного прибором MUSE в цитируемой работе.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Природа HFP-радиоисточников все еще до конца не ясна, и далекий блазар PKS 1614+051 является полезным объектом для изучения ранней стадии эволюции АЯГ. Наш анализ долговременной периодичности PKS 1614+051 показывает, что она достаточно низка (10–20%) на пиковой частоте и вблизи нее, а кривая блеска плавно изменяется на данных частотах. Положение спектрального пика относительно постоянное, оно имеет нормальное распределение с медианным значением 4.6 ГГц в течение 27-летнего периода мониторинга. Кривые блеска на частотах 5–37 ГГц



**Рис. 12.** Панель (а) — три последовательных спектра центральной области PKS 1614+051, проинтегрированных с  $1''8$  шагом вдоль щели спектрографа, полученные в ночь 14/15.07.2024. Панель (б) — спектры, полученные таким же образом в ночь 30.06/01.07.2024. Спектры показаны разными цветами и отнормированы к общему максимуму для удобства сравнения.



**Рис. 13.** Красное смещение компонент линии Ly $\alpha$ : широкой эмиссии и узкой абсорбции. Для контроля показаны измерения положения линии ночного неба [O I]  $\lambda$  5577. Координата «0» соответствует положению центра блазара, она увеличивается по направлению к галактике-спутнику, находящейся в  $5''4$ – $7''1$  от центра.

коррелируют с растущей от 0.3 до 6.4 лет с увеличением частоты задержкой, что может быть объяснено как механизмом SSA с различной непрозрачностью на низких и высоких частотах, так и разными на разных наблюдаемых частотах регионами ускорения частиц (например, Marscher and Gear, 1985).

Соотношение «наблюдаемая задержка—частота» является полезным инструментом для оценки скорости распространения возмущений вдоль джета (например, Krishna Mohana et al., 2024). Так как PKS 1614+051 является экстремально компактным и нет измерений кинематики его джета, такие измерения могли бы помочь в понимании поведения джета этого блазара на парсековых масштабах. Однако, представленный анализ методом DCF не показал четкой зависимости задержки от частоты. Используя три частоты — 5, 8 и 11 ГГц, мы можем сделать лишь грубые оценки: график зависимости задержки от частоты аппроксимирован прямыми с отрицательным наклоном около  $-0.6$  лет ГГц $^{-1}$ . Обнаруженный отрицательный наклон говорит в пользу сценария, при котором задержки на меньших частотах происходят из-за большей непрозрачности, так как большее синхротронное самопоглощение наблюдается на низких частотах по сравнению с таковым на более высоких частотах.

Масштабы переменности PKS 1614+051 величиной в 0.2–1.8 лет (в системе покоя источника) на радиочастотах сопоставимы с масштабами переменности блазаров на средних и малых красных смещениях. Это значит, что для такого далекого блазара необходим более долгий в системе наблюдателя мониторинг, чтобы определить их свойства переменности. Наблюдаемый низкий уровень переменности для многих НФР может быть связан с ограниченным в системе источника временем наблюдения.

Ежедневные наблюдения на частоте 5 ГГц в 2019–2020 гг. демонстрируют малый уровень переменности  $F_{\text{var}} = 0.02$  и  $M = 0.03$  и самый короткий временной масштаб переменности в  $\tau_{\text{rest}} = 12$  дней. Однако мы обнаружили, что влияние межзвездных мерцаний является существенным и сравнимым с уровнем модуляции спектральной плотности потока.

РСДБ-карты на 15 ГГц показывают, что PKS 1614+051 имеет две компоненты, которые разнесены на 1.4 мсд, с отношением спектральных плотностей потока 3.5 (Orienti et al., 2006a), в предположении морфологии ядро—джет на масштабах парсеков. Мы оценили размер излучающей области на частоте 8 ГГц следующим образом:

$$R \leq c \tau_{\text{obs}} \delta / (1 + z), \quad (13)$$

приняв значение красного смещения  $z = 3.21$ , масштаб переменности  $\tau_{\text{obs}} = 6.9$  лет и  $\delta = 3$  для Доплер-фактора. Для вычисления последнего параметра мы использовали равновесную яркостную температуру  $T_{\text{eq}} \simeq 5 \times 10^{10}$  К, следуя Readhead (1994), и оценили  $\delta = T_b / T_{\text{eq}}$ , где  $T_b = 1.83 \times 10^{11}$  К (Pushkarev and Kovalev, 2012). Полученное значение ( $R < 1.3$  пк) примерно в

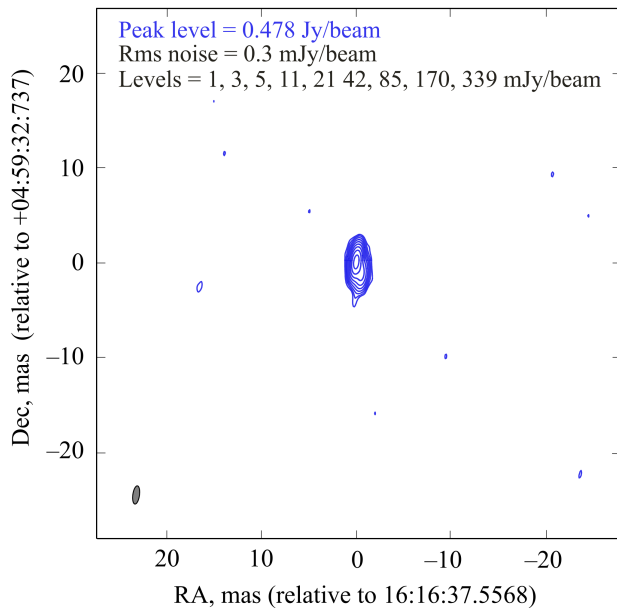


Рис. 14. РСДБ-карта PKS 1614+051 на дату 13.05.2009 г. на частоте 8.6 ГГц, размещенная в базе данных atsrogeo.

два раза меньше диаметра радиоядра (2 пк), определенного на 8.6 ГГц по данным РСДБ. Его размер мы оценили по данным из статей Pushkarev and Kovalev (2012) и Koryukova et al. (2022) ( $\theta = 0.264 \pm 0.002$  мсд, рис. 1).

Таким образом, комбинация особенностей переменности и постоянная пиковая форма спектра PKS 1614+051 могут быть объяснены излучением доминирующей северной компоненты, смешанной с переменным излучением более слабой южной компоненты. Высокие значения яркостной температуры на частотах 2.3 и 8.6 ГГц, оцененные как  $T_b \sim 8 \times 10^{11}$  К и  $T_b \sim 2 \times 10^{11}$  К в работе Pushkarev and Kovalev (2012), также свидетельствуют о доплеровском уярчении синхротронного излучения типичного для такого типа объектов, наряду с высокой (больше, чем 2%) степенью поляризации (Orienti, 2007). Результаты, полученные нами с использованием новых наблюдательных данных, говорят в пользу того, что PKS 1614+051 является НФР-блазаром.

Как следует из результатов спектроскопических исследований на БТА, положение узких линий поглощения в профилях  $\text{Ly}\alpha$  (их ширина в наших данных не отличается от ширины инструментального контура: примерно 650 и 350 км с<sup>-1</sup> для двух ночей) показывает систематический тренд вдоль щели с юго-запада на северо-восток относительно центра блазара: примерно  $\pm 90$  и  $\pm 45$  км с<sup>-1</sup> в системе покоя источника в обоих направлениях для разных положений щели. Эти значения схожи в пределах точности измерений. Как сделали вывод в работе

Husband et al. (2015), наличие таких проявлений может быть признаком большого облака газа или гало с радиусом 50 кпк. Наши данные показывают существование газового диска с определенным направлением движения, а не случайного движения с некоторой дисперсией скоростей. Предположение о наличии газового тора или дисковых структур было выдвинуто Orienti et al. (2006b) для объяснения наблюдаемых проявлений в экстремально молодых радиогалактиках.

Дополнительные наблюдения с другой ориентацией щели необходимы для подтверждения гипотезы о динамике нейтрального газа, и, возможно, они дадут более точную модель его происхождения. Таким образом, результат не противоречит предположению, что PKS 1614+051 является молодым объектом на стадии звездообразования из протяженного плотного газового окружения: газ направленно вращается вокруг активного ядра и производит сильные линии поглощения, которые четко видны на спектрах высокого разрешения (Bechtold, 1994).

Оптические наблюдения с помощью спектрографа SCORPIO-1 телескопа БТА позволяют нам предположить наличие направленного вращения газовой компоненты вокруг центра блазара, что может подтвердить идею молодого возраста PKS 1614+051, как это следует из его радиосвойств.

Из вышесказанного следует, что со статистической точки зрения мы не можем предпочесть SSA-модель неоднородной FFA-модели. Одной из причин этого может быть недостаток наблюдательных данных в дециметровом диапазоне, необходимых для более детального моделирования квазиодновременных радиоспектров. Другая возможная причина — сравнимый вклад двух процессов, SSA и FFA, в суммарный радиоспектр. Мы предполагаем, что результаты спектроскопических наблюдений на БТА с прибором SCORPIO-1 подтверждают наличие достаточного количества газового вещества, необходимого для формирования внешнего FFA-экрана. Магнитное поле  $B_{\text{eq}}$ , вычисленное в предположении равномерного распределения магнитной энергии и энергии аккрецирующего вещества (см., например, Miley, 1980) для PKS 1614+051 составляет 150–170 мГс и значительно превышает  $B_{\text{SSA}}$ . Учитывая все сделанные предположения при расчетах магнитного поля, мы не можем уверенно сделать вывод о различии этих величин; тем не менее, этот результат позволяет выдвинуть предположение о сосуществовании SSA- и FFA-процессов в PKS 1614+051. Поэтому мы делаем вывод о необходимости развития комплексных моделей поглощения для описания пиковых радиоспектров как PKS 1614+051, так и других далеких квазаров и

учитывающих вклад обоих, SSA и FFA-процессов. Это предмет дальнейших исследований.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Наблюдения выполнены на научном оборудовании САО РАН: радиотелескопе РАТАН-600 и оптических рефлекторах БТА, Цейсс-1000 и AS-500/2, а также на телескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории РАН. Наблюдения на частотах 5.05 и 8.63 ГГц выполнены с помощью радиотелескопов РТ-32 «Бадары» и «Зеленчукская» Центра коллективного пользования РСДБ-сети «Квазар» ИПА РАН (<https://iaaras.ru/cu-center/>). Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты». ВАЕ и ВЛН выражают благодарность сотрудникам отдела радиоастрономии КРАО РАН за их участие в наблюдениях. ВВВ благодарит А. Винокурова и Р. Уклена из САО РАН за помощь в наблюдениях на SCORPIO-1. Исследование выполнено с использованием базы данных NASA/IPAC Extragalactic Database (NED); базы данных CATS, доступной на сайте Специальной астрофизической обсерватории РАН; базы данных SIMBAD, действующей в CDS, Страсбург, Франция. Использовался инструмент доступа к каталогу Vizier, CDS, Страсбург, Франция. В работе использовалась база данных astrogeo (Astrogeo VLBI FITS image database), DOI:10.25966/кву8-ур57, которую поддерживает Леонид Петров.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

ЮЮК был поддержан в рамках проекта M2FINDERS, финансируемого Европейским исследовательским советом (ERC) по программе исследований и инноваций Европейского Союза Horizon 2020 (грантовое соглашение № 101018682Т).

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### ДОСТУПНОСТЬ ДАННЫХ

Лежащие в основе работы данные представлены в тексте статьи. Таблицы 4, 5, 6 доступны в базе данных Vizier. Архивные радиоданные представлены в базе данных CATS на сайте <https://www.sao.ru/cats/>. Частично данные РАТАН-600 доступны в онлайн-каталоге VLcat на сайте <https://www.sao.ru/vlcat/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev, *Astronomy Letters* **31** (3), 194 (2005). DOI:10.1134/1.1883351
2. M. F. Aller, H. D. Aller, and P. A. Hughes, *Astrophys. J.* **399**, 16 (1992). DOI:10.1086/171898
3. T. An, P. Mohan, Y. Zhang, et al., *Nature Communications* **11**, article id. 143 (2020). DOI:10.1038/s41467-019-14093-2
4. E. Bañados, C. Mazzucchelli, E. Momjian, et al., *Astrophys. J.* **909** (1), id. 80 (2021). DOI:10.3847/1538-4357/abe239
5. J. Bechtold, *Astrophys. J. Suppl.* **91**, 1 (1994). DOI:10.1086/191937
6. E. C. Bellm, S. R. Kulkarni, T. Barlow, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131** (1000), 068003 (2019). DOI:10.1088/1538-3873/ab0c2a
7. G. V. Bicknell, M. A. Dopita, and C. P. O’Dea, *Astron. J.* **485**, 112 (1997). DOI:10.1086/304400
8. G. M. Blake, *Astrophys. Letters* **6**, 201 (1970).
9. J. Buchner, *The Journal of Open Source Software* **6** (60), id. 3001 (2021). DOI:10.21105/joss.03001
10. N. N. Bursov, N. M. Lipovka, N. S. Soboleva, et al., *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **42**, 5 (1996).
11. V. S. Bychkova, A. E. Volvach, L. N. Volvach, et al., *Astrophysical Bulletin* **73** (3), 293 (2018). DOI:10.1134/S1990341318030033
12. D. Dallacasa, C. Stanghellini, M. Centonza, and R. Fanti, *Astron. and Astrophys.* **363**, 887 (2000).
13. A. Diana, A. Caccianiga, L. Ighina, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **511** (4), 5436 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac364
14. S. Djorgovski, H. Spinrad, P. McCarthy, and M. A. Strauss, *Astrophys. J.* **299**, L1 (1985). DOI:10.1086/184569
15. R. A. Edelson and J. H. Krolik, *Astrophys. J.* **333**, 646 (1988). DOI:10.1086/166773
16. D. Emmanoulopoulos, I. M. McHardy, and I. E. Papadakis, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **433** (2), 907 (2013). DOI:10.1093/mnras/stt764
17. D. Emmanoulopoulos, I. M. McHardy, and P. Uttley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **404** (2), 931 (2010). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.16328.x
18. R. Fanti, C. Fanti, R. T. Schilizzi, et al., *Astron. and Astrophys.* **231**, 333 (1990).
19. D. Foreman-Mackey, *The Journal of Open Source Software* **1** (2), id. 24 (2016). DOI:10.21105/joss.00024
20. D. Foreman-Mackey, D. W. Hogg, D. Lang, and J. Goodman, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **125** (925), 306 (2013). DOI:10.1086/670067
21. J. N. González-Pérez, M. R. Kidger, and F. Martín-Luis, *Astron. J.* **122** (4), 2055 (2001). DOI:10.1086/322129
22. J. Goodman and J. Weare, *Communications in Applied Mathematics and Computational Science* **5** (1), 65 (2010). DOI:10.2140/camcos.2010.5.65

23. P. J. Hancock, E. G. Charlton, J.-P. Macquart, and N. Hurley-Walker, arXiv e-prints astro/ph:1907.08395 (2019). DOI:10.48550/arXiv.1907.08395
24. J. Heidt and S. J. Wagner, *Astron. and Astrophys.* **305**, 42 (1996). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/9506032
25. P. A. Hughes, H. D. Aller, and M. F. Aller, *Astrophys. J.* **396**, 469 (1992). DOI:10.1086/171734
26. N. Hurley-Walker, J. R. Callingham, P. J. Hancock, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **464** (1), 1146 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2337
27. K. Husband, M. N. Bremer, E. R. Stanway, and M. D. Lehnert, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **452** (3), 2388 (2015). DOI:10.1093/mnras/stv1424
28. L. Ighina, A. Caccianiga, A. Moretti, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **519** (2), 2060 (2023). DOI:10.1093/mnras/stac3668
29. L. Ighina, A. Caccianiga, A. Moretti, et al., arXiv e-prints astro/ph:2407.04094 (2024). DOI:10.48550/arXiv.2407.04094
30. K. I. Kellermann and F. N. Owen, *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy* (Springer-Verlag, Berlin and New York, 1988), pp. 563–602.
31. M. A. Kharinov and A. E. Yablokova, *Trudy IPA RAN* (Proceedings of IAA RAS), pp. 342–347 (2012) [in Russian].
32. V. V. Komarov, A. S. Moskvitin, V. D. Bychkov, et al., *Astrophysical Bulletin* **75** (4), 486 (2020). DOI:10.1134/S1990341320040112
33. T. A. Koryukova, A. B. Pushkarev, A. V. Plavin, and Y. Y. Kovalev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **515** (2), 1736 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac1898
34. Y. Y. Kovalev, Y. A. Kovalev, N. A. Nizhelsky, and A. B. Bogdantsov, *Publ. Astron. Soc. Australia* **19**, 83 (2002). DOI:10.1071/AS01109
35. Y. Y. Kovalev, N. A. Nizhelsky, Y. A. Kovalev, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **139**, 545 (1999). DOI:10.1051/aas:1999406
36. A. Kraus, T. P. Krichbaum, R. Wegner, et al., *Astron. and Astrophys.* **401**, 161 (2003). DOI:10.1051/0004-6361:20030118
37. A. Krishna Mohana, A. C. Gupta, A. P. Marscher, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **527** (3), 6970 (2024). DOI:10.1093/mnras/stad3583
38. A. A. Kudryashova, N. N. Bursov, and S. A. Trushkin, *Astrophysical Bulletin* **79** (1), 36 (2024). DOI:10.1134/S1990341324700263
39. A. Lähteenmäki and E. Valtaoja, *Astrophys. J.* **521** (2), 493 (1999). DOI:10.1086/307587
40. T. J. W. Lazio, E. B. Waltman, F. D. Ghigo, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **136** (2), 265 (2001). DOI:10.1086/322531
41. I. Liodakis, T. Hovatta, D. Huppenkothen, et al., *Astrophys. J.* **866** (2), article id. 137 (2018). DOI:10.3847/1538-4357/aae2b7
42. N. R. Lomb, *Astrophys. and Space Sci.* **39** (2), 447 (1976). DOI:10.1007/BF00648343
43. E. K. Majorova, N. N. Bursov, and S. A. Trushkin, *Astrophysical Bulletin* **78** (3), 429 (2023). DOI:10.1134/S1990341323700141
44. A. P. Marscher, *Astrophys. J.* **264**, 296 (1983). DOI:10.1086/160597
45. A. P. Marscher and W. K. Gear, *Astrophys. J.* **298**, 114 (1985). DOI:10.1086/163592
46. E. Massaro, P. Giommi, C. Leto, et al., *Astron. and Astrophys.* **495**, 691 (2009). DOI:10.1051/0004-6361:200810161
47. P. Massey, K. Strobel, J. V. Barnes, and E. Anderson, *Astrophys. J.* **328**, 315 (1988). DOI:10.1086/166294
48. A. R. G. Mead, K. R. Ballard, P. W. J. L. Brand, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **83**, 183 (1990).
49. G. Miley, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 165 (1980). DOI:10.1146/annurev.aa.18.090180.001121
50. M. G. Mingaliev, Y. V. Sotnikova, I. Tornainen, et al., *Astron. and Astrophys.* **544**, id. A25 (2012). DOI:10.1051/0004-6361/201118506
51. T. Murphy, T. Mauch, A. Green, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **382** (1), 382 (2007). DOI:10.1111/j.1365-2966.2007.12379.x
52. C. P. O’Dea, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **245**, 20P (1990).
53. C. P. O’Dea and S. A. Baum, *Astron. J.* **113**, 148 (1997). DOI:10.1086/118241
54. C. P. O’Dea, S. A. Baum, and C. Stanghellini, *Astrophys. J.* **380**, 66 (1991). DOI:10.1086/170562
55. C. P. O’Dea and D. J. Saikia, *Astron. Astrophys. Rev.* **29** (1), article id. 3 (2021). DOI:10.1007/s00159-021-00131-w
56. M. Orienti, PhD Thesis, (Bologna, Italy, 2007).
57. M. Orienti, D. Dallacasa, and C. Stanghellini, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **408** (2), 1075 (2010). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.17179.x
58. M. Orienti, D. Dallacasa, S. Tinti, and C. Stanghellini, *Astron. and Astrophys.* **450**, 959 (2006a). DOI:10.1051/0004-6361:20054656
59. M. Orienti, R. Morganti, and D. Dallacasa, *Astron. and Astrophys.* **457** (2), 531 (2006b). DOI:10.1051/0004-6361:20064820
60. A. G. Pacholczyk, *Radio Astrophysics. Nonthermal Processes in Galactic and Extragalactic Sources* (W. H. Freeman and Co., San Francisco, 1970).
61. Y. N. Parijskij, *IEEE Antennas and Propagation Magazine* **35**, 7 (1993). DOI:10.1109/74.229840
62. R. B. Phillips and R. L. Mutel, *Astron. and Astrophys.* **106**, 21 (1982).
63. A. B. Pushkarev, M. S. Butuzova, Y. Y. Kovalev, and T. Hovatta, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **482** (2), 2336 (2019). DOI:10.1093/mnras/sty2724
64. A. B. Pushkarev and Y. Y. Kovalev, *Astron. and Astrophys.* **544**, id. A34 (2012). DOI:10.1051/0004-6361/201219352
65. A. B. Pushkarev and Y. Y. Kovalev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **452** (4), 4274 (2015). DOI:10.1093/mnras/stv1539
66. A. C. S. Readhead, *Astrophys. J.* **426**, 51 (1994). DOI:10.1086/174038



67. J. L. Richards, W. Max-Moerbeck, V. Pavlidou, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **194**, article id. 29 (2011). DOI:10.1088/0067-0049/194/2/29
68. D. R. S. Robertson, L. C. Gallo, A. Zoghbi, and A. C. Fabian, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **453** (4), 3455 (2015). DOI:10.1093/mnras/stv1575
69. K. Ross, N. Hurley-Walker, N. Seymour, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **512** (4), 5358 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac819
70. J. D. Scargle, *Astrophys. J.* **263**, 835 (1982). DOI:10.1086/160554
71. Y. Shao, J. Wagg, R. Wang, et al., *Astron. and Astrophys.* **659**, id. A159 (2022). DOI:10.1051/0004-6361/202142489
72. N. Shuygina, D. Ivanov, A. Ipatov, et al., *Geodesy and Geodynamics* **10**, 150 (2019). DOI:10.1016/j.geog.2018.09.008
73. M. Sikora and M. C. Begelman, *Astrophys. J.* **764** (2), article id. L24 (2013). DOI:10.1088/2041-8205/764/2/L24
74. J. H. Simonetti, J. M. Cordes, and D. S. Heeschen, *Astrophys. J.* **296**, 46 (1985). DOI:10.1086/163418
75. V. I. Sligh, *Nature* **199**, 682 (1963).
76. I. A. G. Snellen, M. D. Lehnert, M. N. Bremer, and R. T. Schilizzi, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **337**, 981 (2002). DOI:10.1046/j.1365-8711.2002.05978.x
77. I. A. G. Snellen, R. T. Schilizzi, A. G. de Bruyn, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **131**, 435 (1998). DOI:10.1051/aas:1998281
78. Y. Sotnikova, A. Mikhailov, T. Mufakharov, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **508** (2), 2798 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab2114
79. Y. Sotnikova, A. Mikhailov, T. Mufakharov, et al., *Galaxies* **12** (3), id. 25 (2024). DOI:10.3390/galaxies12030025
80. Y. V. Sotnikova, in *Proc. All-Russian Conf. on Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century, Nizhny Arkhyz, Russia, 2020*, Ed. by I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, and D. O. Kudryavtsev (Spec. Astrophys. Obs. Russian Acad. Sci., Nizhnij Arkhyz, 2020), pp. 32–40 (2020). DOI:10.26119/978-5-6045062-0-2\_2020\_32
81. Y. V. Sotnikova, T. V. Mufakharov, E. K. Majorova, et al., *Astrophysical Bulletin* **74** (4), 348 (2019). DOI:10.1134/S1990341319040023
82. Y. V. Sotnikova, T. V. Mufakharov, A. G. Mikhailov, et al., *Astrophysical Bulletin* **77** (3), 246 (2022). DOI:10.1134/S1990341322030117
83. C. Stanghellini, C. P. O'Dea, S. A. Baum, and E. Laurikainen, *Astrophys. J. Suppl.* **88**, 1 (1993). DOI:10.1086/191812
84. S. J. Tingay and M. de Kool, *Astron. J.* **126** (2), 723 (2003). DOI:10.1086/376600
85. S. Tinti, D. Dallacasa, G. de Zotti, et al., *Astron. and Astrophys.* **432** (1), 31 (2005). DOI:10.1051/0004-6361:20041620
86. P. G. Tsybulev, *Astrophysical Bulletin* **66**, 109 (2011). DOI:10.1134/S199034131101010X
87. P. G. Tsybulev, N. A. Nizhelskii, M. V. Dugin, et al., *Astrophysical Bulletin* **73** (4), 494 (2018). DOI:10.1134/S1990341318040132
88. M. Türler, T. J. L. Courvoisier, and S. Paltani, *Astron. and Astrophys.* **349**, 45 (1999). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/9906274
89. M. Türler, T. J. L. Courvoisier, and S. Paltani, *Astron. and Astrophys.* **361**, 850 (2000). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/0008480
90. R. Y. Udovitskiy, Y. V. Sotnikova, M. G. Mingaliev, et al., *Astrophysical Bulletin* **71** (4), 496 (2016). DOI:10.1134/S1990341316040131
91. C. M. Urry and P. Padovani, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107**, 803 (1995). DOI:10.1086/133630
92. G. Valyavin, G. Beskin, A. Valeev, et al., *Astrophysical Bulletin* **77** (4), 495 (2022). DOI:10.1134/S1990341322040186
93. H. van der Laan, *Nature* **211** (5054), 1131 (1966). DOI:10.1038/2111131a0
94. S. Vaughan, R. Edelson, R. S. Warwick, and P. Uttley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **345** (4), 1271 (2003). DOI:10.1046/j.1365-2966.2003.07042.x
95. O. V. Verkhodanov, *ASP Conf. Ser.* **125**, 46 (1997).
96. O. V. Verkhodanov, S. A. Trushkin, H. Andernach, and V. N. Chernenkov, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **58**, 118 (2005).
97. O. V. Verkhodanov, S. A. Trushkin, and V. N. Chernenkov, *Baltic Astronomy* **6**, 275 (1997).
98. G. L. Verschuur, K. I. Kellermann, and V. van Brunt, *Galactic and Extra-Galactic Radio Astronomy* (Springer, New York, 1974).
99. V. V. Vlasyuk, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **36** (3), 107 (1993).
100. V. V. Vlasyuk, Y. V. Sotnikova, A. E. Volvach, et al., *Astrophysical Bulletin* **78** (4), 464 (2023). DOI:10.1134/S1990341323600229
101. A. Volvach, L. Volvach, and M. Larionov, *Galaxies* **11** (5), 96 (2023). DOI:10.3390/galaxies11050096
102. A. E. Vol'vach, M. G. Larionov, L. N. Vol'vach, et al., *Astronomy Reports* **59** (2), 145 (2015). DOI:10.1134/S1063772914120117
103. M. A. Walker, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **294**, 307 (1998). DOI:10.1046/j.1365-8711.1998.01238.x
104. B. J. Wilkes, A. E. Wright, D. L. Jauncey, and B. A. Peterson, *Publ. Astron. Soc. Australia* **5** (1), 2 (1983). DOI:10.1017/S1323358000021664
105. M. Zechmeister and M. Kürster, *Astron. and Astrophys.* **496** (2), 577 (2009). DOI:10.1051/0004-6361:200811296

**Radio and Optical Properties of the Blazar PKS 1614+051 at  $z = 3.21$** 

Yu. V. Sotnikova<sup>1,2</sup>, A. G. Mikhailov<sup>1</sup>, A. E. Volvach<sup>3</sup>, D. O. Kudryavtsev<sup>1</sup>, T. V. Mufakharov<sup>1,2</sup>, V. V. Vlasyuk<sup>1</sup>, M. L. Khabibullina<sup>1</sup>, A. A. Kudryashova<sup>1</sup>, M. G. Mingaliev<sup>1,2</sup>, A. K. Erkenov<sup>1</sup>, Yu. A. Kovalev<sup>4</sup>, Y. Y. Kovalev<sup>5</sup>, M. A. Kharinov<sup>6</sup>, T. A. Semenova<sup>1</sup>, R. Yu. Udovitskiy<sup>1</sup>, N. N. Bursov<sup>1</sup>, S. A. Trushkin<sup>1</sup>, O. I. Spiridonova<sup>1</sup>, A. V. Popkov<sup>7,4</sup>, P. G. Tsybulev<sup>1</sup>, L. N. Volvach<sup>3</sup>, N. A. Nizhelsky<sup>1</sup>, G. V. Zhekanis<sup>1</sup>, and K. V. Iuzhanina<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

<sup>2</sup>Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, 420008 Russia

<sup>3</sup>Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nauchny, 298409 Russia

<sup>4</sup>Astro Space Center, Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

<sup>5</sup>Max Planck Institute for Radio Astronomy, Bonn, 53121 Germany

<sup>6</sup>Institute of Applied Astronomy, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 191187 Russia

<sup>7</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141700 Russia

We present a study of the radio and optical properties of the high-frequency peaker (HFP) blazar PKS 1614+051 at  $z = 3.21$  based on the data covering the time period of 1997–2024. The radio data are represented by the instantaneous 1–22 GHz measurements from the SAO RAS RATAN-600 radio telescope, radio telescope, the 5 and 8 GHz data from the IAA RAS RT-32 telescopes, and the 37 GHz data from the RT-22 telescope of CrAO RAS. The optical measurements in the  $R$  band were collected with the SAO RAS 1-m Zeiss-1000 and 0.5-m AS-500/2 telescopes, and the ZTF archive data. We have found low overall variability indices (0.1–0.2) and a median spectral peak at 4.6 GHz, which is stable during the long-term period of monitoring. An analysis of the radio light curves reveals significant time delays (0.6 to 6.4 yrs) between the radio frequencies along with variability timescales ranging from 0.2 to 1.8 yrs in the source's rest frame, which is similar to the blazars at lower redshifts. Spectral modeling suggests the presence of both synchrotron self-absorption (SSA) and free–free absorption (FFA) processes. Based on the SSA model, we provide estimates of the magnetic field strength which peaks at approximately 100 mG. A spectroscopic study with the BTA SCORPIO-1 spectrograph has found evidence of the regular motion of a neutral hydrogen envelope around the blazar center, which confirms the presence a sufficient amount of gaseous matter to form an external FFA screen. The results highlight the importance of multi-wavelength and long-term monitoring to understand the physical mechanisms driving the variability in high-redshift blazars.

Keywords: *galaxies: active—galaxies: high-redshift—galaxies: jets—blazars: individual: PKS 1614+051—radio continuum: blazars*