

# Многочастотный радиомониторинг на RT-22 в Симеизе: переменность, структура и гравитационно-волновые перспективы двойных сверхмассивных чёрных дыр и галактических киломазеров\*

А.Е. Вольвач, Л.Н. Вольвач, М.Г. Ларионов

На сегодняшний день 22-метровый радиотелескоп RT-22 в Симеизе остаётся одним из лучших радиотелескопов в России и входит в число пяти ведущих радиотелескопов мира, работающих в миллиметровом диапазоне длин волн. С использованием RT-22 сформирована уникальная база данных по переменности активных ядер галактик (АЯГ) в см и мм диапазонах длин волн, которая практически не имеет аналогов в мире. В рамках этих исследований, выделен особый класс АЯГ, в которых наблюдается квазипериодичность в изменении излучения — тесные двойные системы из сверхмассивных чёрных дыр (СМЧД), находящихся на поздних стадиях эволюции — близкой к слиянию. Статистический анализ показывает, что вследствие направленности излучения наблюдаются лишь около 1% таких объектов. Представлены результаты многолетнего многочастотного радиомониторинга ряда АЯГ с предполагаемыми двойными СМЧД: 3С 273, 3С 454.3, S5 0528 + 134 и АО 0235 + 164. На основе наблюдений предложена новая модель оценки параметров тесных двойных СМЧД, основанная исключительно на данных радиодиапазона. Проведён анализ энергетического баланса, показавший, что стандартная аккреция на одиночную СМЧД не объясняет наблюдаемую мощность излучения. Предложена альтернативная модель, в которой основное энерговыделение обусловлено прохождением вторичной СМЧД чёрной дыры через общую аккреционную среду. Методология определения физических характеристик СМЧД включает проведение гармонического и вейвлет-анализов, определение масс компаньонов и их орбитальных характеристик. Показано, что исследуемые системы являются тесными двойными СМЧД с близкими по массе компонентами. Определены: самая массивная двойная чёрная дыра (в источнике 3С 454.3) и самый мощный радиоисточник по барометрической светимости (блазар S5 0528 + 134, объект *Nimfa*). На радиотелескопе RT-22 впервые в мировой практике зарегистрированы гигантские всплески водяного мазерного излучения. Представлены результаты многолетнего мониторинга водяных киломазеров в галактических источниках IRAS 18316-0602 и W51 Main в спектральной линии 22,235 ГГц. Установлено, что источник IRAS 18316-0602 является самым мощным водяным киломазером в Галактике. Это открытие было включено в ежегодный доклад Российской академии наук Президенту Российской Федерации как одно из наиболее значимых достижений в области астрофизики за 2019 год. Подобные результаты получены впервые в мировой практике. Разработана методика оценки уровня гравитационного излучения от тесных двойных сверхмассивных чёрных дыр и тесных двойных звёздных систем. Определён уровень потока гравитационных волн, достигающего поверхности Земли от подобных источников, и доступный для регистрации детекторами гравитационных волн International Pulsar Timing Array (IPTA). Это открывает новые возможности для развития наблюдательной гравитационной астрофизики и экспериментального подтверждения моделей слияния компактных объектов.

**Ключевые слова:** активные ядра галактик, двойные сверхмассивные чёрные дыры, области звездообразования, мазеры, гравитационные волны

PACS numbers: 95.55.Jz, 98.58.Ec, **98.62.** – g

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039932>

## Содержание

1. Введение: радиотелескоп RT-22 в Симеизе — от идеи к эпохальным открытиям (265).
2. Определение параметров двойных сверхмассивных чёрных дыр по данным многочастотного мониторинга в радиодиапазоне на

примере блазаров 3С 273, 3С 454.3, S 0528 + 134, АО 0235 + 164 (266).

- 2.1. Введение. 2.2. Методика наблюдений и обработки данных. 2.3. Определение параметров двойной сверхмассивной чёрной дыры. 2.4. Дискуссия. 2.5. Выводы.

3. Гигантские всплески водяного пара на основе данных длительных мониторингов галактических киломазеров (275).

- 3.1. Введение. 3.2. Методика наблюдений и обработки данных. 3.3. Самый мощный галактический киломазер G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602). 3.4. Киломазер в W51M. 3.5. Модель первичного энерговыделения и оценка уровня потока гравитационных волн. 3.6. Выводы.

**Список литературы (288).**

А.Е. Вольвач<sup>(1,\*)</sup>, Л.Н. Вольвач<sup>(1)</sup>, М.Г. Ларионов<sup>(2)</sup>

<sup>(1)</sup> Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Бахчисарайский район, 298409 Республика Крым, Российская Федерация

<sup>(2)</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация  
E-mail: (\*) [volvach@bk.ru](mailto:volvach@bk.ru)

Статья поступила 10 мая 2025 г.

\* Статья написана на основе доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук, 19 марта 2025 г. (см. УФН 196 (3) 238 (2026))

## 1. Введение: радиотелескоп РТ-22 в Симеизе — от идеи к эпохальным открытиям

Развитие радиоастрономии во второй половине XX века стало важнейшим этапом в становлении современной астрофизики. Наряду с классическими оптическими средствами наблюдения, радиотелескопы открыли принципиально новый диапазон — миллиметровые, сантиметровые и метровые волны, позволившие заглянуть в глубины Галактики и далёкие участки Метагалактики.

В этом контексте строительство и развитие радиотелескопа РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории в Симеизе стали ключевыми событиями в истории отечественной науки. Работы начались в ноябре 1959 г. в рамках стратегической программы развития радиоастрономии. Проект предусматривал создание высокоточного параболического зеркала диаметром 22 метра, рассчитанного на приём радиоволн в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Уже в 1965 г. были завершены строительные-монтажные работы, а в сентябре 1966 г. начались первые экспериментальные наблюдения (фото 1).

Благодаря удачному географическому положению — открытому горизонту и естественной защите от радиопомех с северной стороны Крымскими горами — а также продуманной конструкции, РТ-22 быстро стал одной из наиболее чувствительных наблюдательных установок своего класса в СССР и получил международное признание.

На фоне растущего интереса к высокочастотной радиоастрономии в 1960-х годах была поставлена задача проведения первого в СССР обзора неба в коротковолновой части сантиметрового диапазона (длина волны 3 см). Целью было выявление новых радиоисточников с подъёмами спектров в высокочастотной области и объектов с выраженной переменностью излучения. Так родился Симеизский обзор неба "S" — один из первых в мире в этом диапазоне. Для его реализации была модернизирована приёмная система РТ-22, разработан оригинальный комплекс регистрации и обработки данных, включая магнитную запись и автоматизированную расшифровку с применением ЭВМ.

В ходе пилотных наблюдений 1969 г. был составлен предварительный каталог источников. Одним из важнейших открытий стал объект S0528 + 134 (Nimfa) — первый блазар, открытый в СССР. Он оказался активным ядром с высокой переменностью, компактной структурой и максимумом излучения в сантиметровом диапазоне. Позднее было установлено, что Nimfa — один из мощнейших источников барометрической светимости во Вселенной: по современным оценкам, масса его центральной чёрной дыры достигает  $\approx 3,6 \times 10^{10} M_{\odot}$ , а излучаемая мощность  $\sim 10^{48}$  эрг с<sup>-1</sup>.

Параллельно развивалась техника радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ), позволявшая преодолеть ограничения по угловому разрешению одиночных телескопов. Эти работы потребовали создания точнейших стандартов времени и частоты, что стимулировало развитие водородных частотных эталонов.

В 1973 году РТ-22 стал участником первого в мире межконтинентального РСДБ-эксперимента, обеспечив-



Фото 1. Первые экспериментальные наблюдения, 1966 год.

шего рекордное на тот момент угловое разрешение. Это событие стало важной вехой в мировой радиоастрономии и заложило основу будущих геодинамических и космических программ, включая миссию "Радиоастрон".

Таким образом, РТ-22 с момента своего становления не только стал первым инструментом в СССР, позволявшим заглянуть в миллиметровый диапазон, но и сыграл роль технологической и научной платформы, с которой начался новый этап радиоастрономии — эпоха высокоточной интерферометрии и поиска компактных переменных источников. Этот радиотелескоп был не просто наблюдательным инструментом, а настоящей экспериментальной лабораторией, где формировались новые методы, концепции и подходы, многие из которых впоследствии стали мировыми стандартами.

Одним из приоритетных направлений стали исследования активных ядер галактик (АЯГ). Многочастотный мониторинг с использованием РТ-22 позволил изучить спектральную и временную переменность, выявить квазипериодические компоненты и всплески активности, связанные с динамикой аккреционного диска и джетов. В результате была сформирована уникальная база данных, одна из крупнейших в мире, активно используемая в интерпретации процессов энерговыделения, проверке моделей аккреции и координации международных наблюдательных кампаний.

Значительный вклад РТ-22 внёс и в изучение галактических киломазеров — источников когерентного радиоизлучения в линиях H<sub>2</sub>O, OH, CH<sub>3</sub>OH и CO. Благодаря высокой чувствительности и спектральному разрешению (до 0,02 км с<sup>-1</sup>), были исследованы мазеры в зонах звездообразования, оболочках поздних звёзд, кометных атмосферах. Зарегистрировано два киломазера, в том числе самый мощный в Галактике. В ряде случаев наблюдения проводились в составе РСДБ-сетей, что позволило получить карты мазерных пятен с угловым разрешением до миллисекунд и изучить кинематику источников.

Важную прикладную роль играет участие РТ-22 в составе радиоастрономического диагностического комплекса Службы Солнца "KRIM" (включающего также РТ-2, РТ-3 и РТ-М). Комплекс обеспечивает многодиапазонный мониторинг солнечной активности и входит в международную сеть наблюдений. Разработан и запатентован метод краткосрочного прогноза солнечных



Фото 2. 22-метровый радиотелескоп РТ-22 в Симеизе, 2023 год.

вспышек, основанный на спектрально-вероятностном анализе радиодиапазонного и рентгеновского излучения, получаемого как с наземных, так и с космических обсерваторий.

С самого начала РТ-22 применялся и в ряде прикладных направлений. В рамках миссии "Вега" (1984–1986 гг.) он обеспечивал приём телеметрии от аэростатных зондов в атмосфере Венеры. Несмотря на удалённость более 100 млн км и мощность сигнала всего 1 Вт, удалось достичь точности определения положения зондов до 200 м, при их скорости около  $50 \text{ м с}^{-1}$ .

Разработан и отработан метод РСДБ-локации — комбинации радиолокации и РСДБ — с использованием РТ-22 и других антенн РСДБ-сети. С его помощью были измерены параметры движения планет, астероидов и фрагментов космического мусора. Метод показал эффективность как в фундаментальной астрометрии, так и в обеспечении безопасности космической деятельности.

В 1990-х годах РТ-22 стал инструментом первых в СНГ РСДБ-экспериментов по геодинاميке. В рамках проекта "Геодинамика" с миллиметровой точностью определены абсолютные и относительные скорости движения Крыма, выявлена его тектоническая активность, построена модель деформаций региона. На основе этих данных создан научный полигон "Симеиз–Кацивели", где дополнительно разрабатываются методы обнаружения предвестников землетрясений. Среди них — запатентованный метод анализа энтропии геомагнитного поля и подходы, основанные на параметрическом резонансе поверхностных геомагнитных волн.

Опыт, накопленный в геодинاميческих проектах, лёг в основу создания отечественной РСДБ-сети КВАЗАР-КВО, которая легла в основу системы координатно-

временного обеспечения Российской Федерации и формирования отечественной реализации Международной небесной системы координат.

Таким образом, история РТ-22 — это путь от инженерной идеи к сложнейшему научному инструменту, оказавшему влияние на целый ряд направлений современной науки — от космологии до геофизики. На сегодняшний день радиотелескоп РТ-22 остаётся одним из лучших радиотелескопов в России и входит в число пяти ведущих радиотелескопов мира, работающих в миллиметровом диапазоне длин волн (фото 2).

В данном обзоре основное внимание уделяется результатам многолетнего мониторинга активных ядер галактик и открытию галактических киломазеров, выполненным с использованием радиотелескопа РТ-22 в Симеизе.

## 2. Определение параметров двойных сверхмассивных чёрных дыр по данным многочастотного мониторинга в радиодиапазоне на примере блазаров 3С 273, 3С 454.3, S 0528 + 134, АО 0235 + 164

### 2.1. Введение

Высказывалось предположение, что некоторые из наиболее ярких активных ядер галактик (АЯГ) представляют собой компактные образования в центральных частях массивных эллиптических галактик, содержащие тесные двойные системы сверхмассивных чёрных дыр (СМЧД), вращающихся вокруг общего центра масс по эллиптическим орбитам [1]. Такие системы могут находиться на заключительных стадиях эволюции, близких к слиянию. Они составляют лишь малую долю от общего числа АЯГ и представляют особый класс объектов, демонстрирующих квазипериодичность изменения излучения. Наличие тесной двойной СМЧД может быть ключевым фактором гигантского энерговыделения, наблюдаемого в таких объектах.

Статистические исследования показывают, что плотность радиоисточников с потоками свыше 1 Янского (Ян) на частоте 20 ГГц составляет около 25 источников на стерадиан. Из них приблизительно 50 % демонстрируют плоские или инвертированные спектры, что позволяет оценить общее число ярких АЯГ на небесной сфере в  $\sim 150$ . При этом доля источников с плоским спектром снижается с уменьшением потока: на уровне 0,1 Ян и составляет лишь  $\sim 25\%$ . Это указывает на то, что более слабые источники в меньшей степени представлены среди таких АЯГ.

Наблюдения показывают, что яркие АЯГ могут формироваться уже при красных смещениях  $z \geq 2$ , как в случае S 0528 + 134. Это означает, что уже на сравнительно ранних этапах эволюции Вселенной существовали СМЧД с массами  $M \geq 10^9 M_{\odot}$ . При этом такие системы способны испускать потоки излучения  $\approx 10$  Ян, и, возможно, наблюдаться до  $z \approx 5-6$ . Однако массового числа таких объектов на высоких  $z$  не зафиксировано, что указывает на пик их формирования при  $z \approx 2-3$ .

Для оценки истинного количества таких источников необходимо учитывать их геометрию излучения: релятивистские джеты от АЯГ направлены в узком конусе — порядка  $5-6^{\circ}$ . Следовательно, может наблюдаться лишь

~ 1 % от их общего числа, что даёт оценку ~  $1,5 \times 10^4$  потенциальных АЯГ с двойными СМЧД. Это примерно  $10^{-6}$  от числа всех массивных галактик во Вселенной (~  $10^{10}$ ), что приводит к короткому времени их активной фазы — порядка  $10^4$  лет.

Из этих ~ 15 тысяч объектов только около 150 являются наблюдаемыми яркими представителями АЯГ с узконаправленным излучением. Их характерной особенностью является наличие выраженной квазипериодичности в изменении светимости, отражающей динамику двойной системы.

Существенным вопросом является источник колоссальной энергии этих систем [2, 3]. На примере нескольких АЯГ мы дали объяснения наличия явления переменности в подобных АЯГ [3–5]. Другой вид объяснения двойственности сверхмассивных чёрных дыр был дан И-Фань Ваном и Юнь-Го Цзяном, которые объяснили изменение плотности потока только изменением угла наклона между выбросами из источника и направлением на наблюдателя, хотя внутренние причины, такие как обратный эффект Комптона, не были исключены [6].

В данной работе представлены результаты многолетнего многочастотного радио мониторинга блазаров 3С 273, 3С 454.3, S 0528 + 134 и АО 0235 + 164, выполненного на радиотелескопе РТ-22 в Симеизе. Предложена модель, позволяющая на основе только радионаблюдений определять параметры тесных двойных СМЧД: массы компонентов, размеры орбит, скорости, кинетическую энергию системы, потери энергии на гравитационное излучение и время жизни объектов до слияния. Внимание также уделено перспективам регистрации гравитационно-волнового сигнала от таких систем при помощи инструментов, включая International Pulsar Timing Array (IPTA), NANOGrav и EPTA. Модель рассмотрена, также на примере двойных массивных звёзд.

## 2.2. Методика наблюдений и обработки данных

Данные наблюдений на частотах 4,8, 8, 14,5, 22,2 и 36,8 ГГц были получены с помощью 22-метрового радиотелескопа РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории. Для мониторинга на частоте 14,5 ГГц использовался 26-метровый радиотелескоп РТ-26 обсерватории Мичиганского университета в период с 1974 по 2012 гг. Данные по этому источнику были ранее опубликованы и использованы в работах [4–6]. Наблюдения на частоте 15 ГГц проводились с помощью 40-метровой радио обсерватории Owens Valley в период с 2013 по 2019 гг. [7]. Многочастотный долговременный мониторинг объектов АО 0235 + 164, 3С 454.3, S 0528 + 134 и 3С 273 представлен на рис 1а–г.

В приёмной системе был использован радиометр с диаграммой модуляции, что позволило минимизировать искажения, вызванные аномальными спектрами флуктуаций коэффициентов усиления усилителей, а также температурными флуктуациями, обусловленными атмосферными неоднородностями, которые особенно заметны на сантиметровых и миллиметровых волнах. Сигнал фиксировался как разность антенных температур при различных положениях радиотелескопа (на источнике и вне его, использовался метод приёма "on-off"). В каждом измерении радиотелескоп устанавливался попеременно то на один, то на другой приёмный рупор. Каждое наблюдение состояло из 5–20 отдельных

**Таблица 1.** Плотности потока для калибровочных источников на частотах 4,8–36,8 ГГц

4,8 ГГц	Источник	3С 144	3С 274	М 17	3С 405
	Плотность потока, Ян	612,9	71,4	584,8	378,2
8 ГГц	Источник	DR 21	3С 274	3С 144	3С 353
	Плотность потока, Ян	21,6	49,1	585,0	15,5
14,5 ГГц	Источник	3С 144	3С 274	DR 21	3С 405
	Плотность потока, Ян	446,2	29,1	20,2	94,3
22,2 ГГц	Источник	DR 21	3С 274	NGC 7027	3С 286
	Плотность потока, Ян	19,5	21,5	5,9	2,4
36,8 ГГц	Источник	DR 21	3С 274	NGC 7027	3С 286
	Плотность потока, Ян	18,3	14,3	5,1	1,56

измерений с последующим вычислением среднего значения и стандартной ошибки среднего. Калибровка измерений по температуре проводилась методом "атмосферных разрезов" с интервалом 3–4 часа. При этом фиксировались температуры антенн при различных углах места радиотелескопа. В качестве калибровочных источников использовались объекты с заранее известными характеристиками, параметры которых приведены в табл. 1.

### Гармонический анализ.

Для оценки достоверности событий и вероятности ложных тревог в наших исследованиях использовалась одна из наиболее часто применяемых практических оценок спектра мощности — спектр наименьших квадратов (МНК) [8–10]. Его математический аппарат был разработан в [11–13]. Спектр МНК строится на основе аппроксимации временного ряда суммой гармонических функций с использованием метода наименьших квадратов. Одним из преимуществ метода МНК является его способность учитывать экспоненциальное распределение отсчётов периодограммы белого шума. Однако его основным недостатком является отсутствие прямой аналитической связи между оценкой спектра мощности и его истинным значением.

Для решения этого недостатка был использован метод Шустера [5], который является более подходящим для спектрального анализа. Расчёт периодограммы Шустера  $D(\omega)$ , связанной с истинным спектром мощности и спектральным окном  $W(\omega)$ , осуществляется по фундаментальному соотношению [14, 15]:

$$D(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega') W(\omega - \omega') d\omega'. \quad (1)$$

Данное соотношение позволяет "очистить" спектр, удаляя ненужные пики, связанные с конечной и неравномерно распределённой временной сеткой, а также ложные максимумы, возникающие из-за шума. Для "очистки" спектра был использован метод CLEAN, который был изначально разработан для обработки двумерных карт, полученных при синтезе апертуры, а позднее адаптирован для спектрального анализа одно-

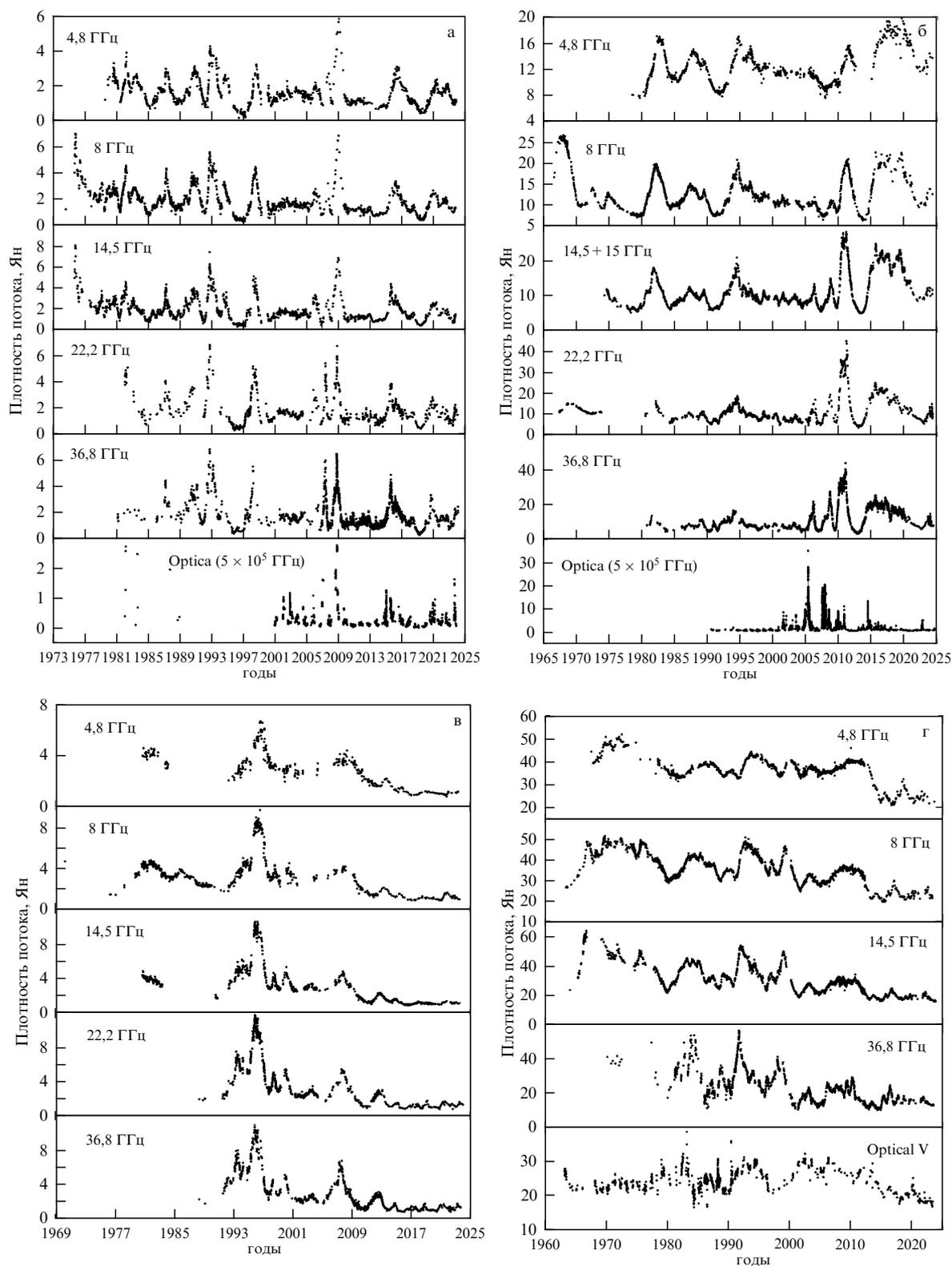


Рис. 1. Многочастотный мониторинг блазаров AO 0235 + 164 (а), 3C 454.3 (б), S 0528 + 134 (в) и 3C 273 (г) в радиодиапазоне.

мерных временных рядов [17]. Метод CLEAN заключается в последовательном вычитании всех значимых максимумов из "грязного" спектра. Каждый вычитаемый спектральный пик определяется своей комплексной амплитудой, частотой и спектральным окном, которое зависит от распределения данных по времени.

Процесс "очистки" продолжается до тех пор, пока в спектре не останется пиков, значение которых превышает пороговый уровень, определяемый вероятностью обнаружения сигнала в шуме. Этот порог можно вычислить, зная тип распределения отсчетов периодограммы шума [13, 17]. Для неравномерной временной

Таблица 2. Данные гармонического анализа вариаций потока АО 0235 + 164 на разных частотах

Частота	Период (годы)	ВЛТ <sup>1</sup>	Период (годы)	ВЛТ <sup>1</sup>	Период (годы)	ВЛТ <sup>1</sup>
8,0 ГГц	5,6 ± 0,4	0,0002	1,8 ± 0,3	0,0008	1,0 ± 0,1	0,001
14,5 ГГц	5,7 ± 0,4	0,0001	1,9 ± 0,3	0,0003	1,0 ± 0,1	0,001
36,8 ГГц	6,0 ± 0,3	0,0003	2,0 ± 0,3	0,0005	1,2 ± 0,2	0,001
Среднее по всем частотам	6,0 ± 0,2		2,0 ± 0,1		1,0 ± 0,05	
Период в системе отсчёта, связанной с источником	75 ± 2,5		25 ± 1,5		12 ± 0,7	

<sup>1</sup>Вероятность ложной тревоги (ВЛТ).

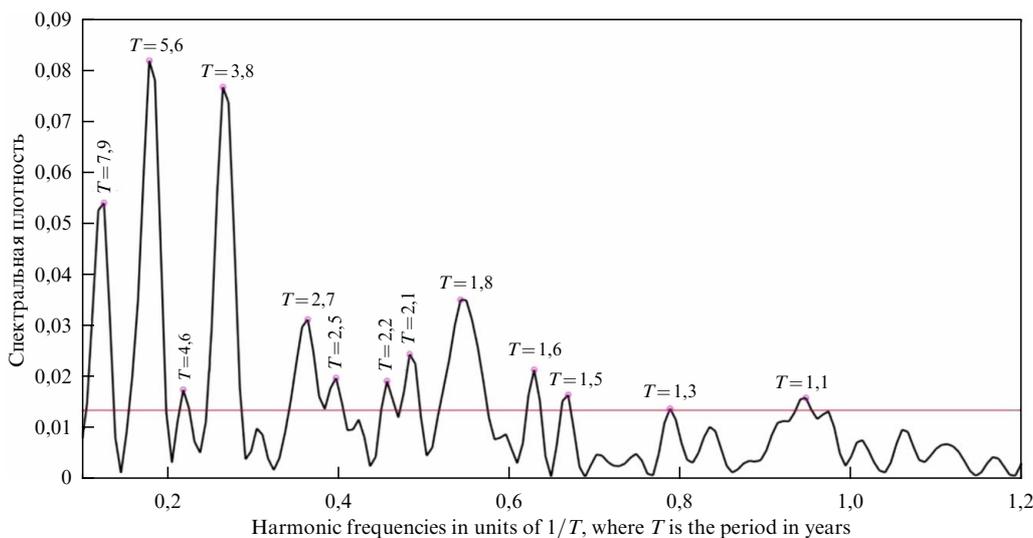


Рис. 2. Результаты гармонического анализа для источника АО 0235 + 164 в радиодиапазоне на частоте 8 ГГц.

сетки строгое аналитическое выражение для распределения шума отсутствует. Для таких рядов существуют эмпирические формулы, хотя их универсальность ограничена, и они могут быть специфичными для каждого конкретного ряда [17].

Процесс удаления ложных пиков позволяет получить чистый спектр, свободный от шумов и ложных максимумов. В результате применения метода CLEAN для каждого источника были выявлены вариации кривых блеска с различными периодами. Для блазара АО 0235 + 164 эти данные представлены в табл. 2. Все значения, приведённые в табл. 2, соответствуют пикам в спектре мощности, превышающим уровень  $5\sigma$ .

На рисунке 2 показаны результаты гармонического анализа для АО 0235 + 164 в радиодиапазоне на частоте 8 ГГц. Красная линия на графике представляет уровень пяти стандартных отклонений для спектральной плотности сигнала. Ось абсцисс показывает гармонические частоты, выраженные в единицах  $1/T$ , где  $T$  — это период, выраженный в годах.

Одним из значимых результатов является период 3,8 лет, хотя его физическое объяснение остаётся неясным. В других работах упоминается период около 8 лет. Рой и соавторы, например, проанализировали оптические данные (в R-диапазоне) блазара АО 0235 + 164 за период с 1982 по 2019 годы и обнаружили периодичность плотности потока в 8,13 лет [18]. Этот период также присутствует в наших исследованиях, но его амплитуда при-

мерно в полтора раза меньше, чем у другого обнаруженного нами периода — 6 лет. Хотя оба периода наблюдаются, из-за более высокого уровня значимости мы отдали предпочтение периоду в 6 лет.

#### Корреляционный анализ.

В базе данных Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) содержатся записи наблюдений различных астрономических источников на нескольких частотах, в получении которых мы принимали активное участие. Определение фазовых соотношений между колебаниями на разных частотах наблюдения позволяет извлечь информацию о свойствах среды, в которой эти колебания распространяются. Для выявления временного сдвига между двумя записями необходимо вычислить их взаимную функцию корреляции  $R(\tau)$ :

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x_1(t) x_2(t + \tau) dt. \quad (2)$$

Поскольку исследуемые сигналы регистрируются в определённые, вообще говоря, не равноотстоящие друг от друга моменты времени  $t_i$ , приходится иметь дело с дискретными временными функциями или временными рядами  $x_i$ . Кроме того, наблюдения длятся конечный промежуток времени, поэтому рассматриваемые ряды ограничены. В этом случае определить корреляционную функцию с помощью уравнения (2) невозможно. Поэтому часто используют оценку корреляционной функ-

ции, которая называется коррелограммой  $C_m$  [15].

$$C_m = \frac{1}{N-m} \sum_{k=0}^{N-m-1} (x_k - \bar{x})(y_{k+m} - \bar{y})$$

$$m = 0, 1, \dots, N-1. \quad (3)$$

Следует отметить, что коэффициент  $1/(N-m)$  в уравнении (3) введён для того, чтобы исключить искажение коррелограммы, связанное с конечностью временного ряда, поэтому такую оценку называют смещённой. Для нормализации оценки  $C_m$  она делится на произведение стандартных отклонений ряда  $\sigma_x \sigma_y$ , где

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} (x_k - \bar{x})^2, \quad (4)$$

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} (y_k - \bar{y})^2, \quad (5)$$

Сказанное выше относится к простейшему случаю равномерного распределения временных выборок. Однако используемые нами временные ряды имеют неравномерную временную сетку. Поэтому использование классических методов нахождения оценок функций взаимной корреляции невозможно.

Одним из способов решения этой проблемы является интерполяция неравномерного ряда на равномерную временную ось. После этого для вычисления оценки функции корреляции используется уравнение (2). При этом каждая выборка, независимо от того, была ли она фактически зафиксирована или является продуктом интерполяции, вносит одинаковый вклад в искомую функцию корреляции. Кроме того, существенным недостатком метода является невозможность определения теоретической надёжности полученного результата.

Другой подход к определению оценок функций взаимной корреляции неравномерных временных рядов, свободный от указанных недостатков, подробно обоснован в [19]. В своём исследовании авторы предлагают использовать так называемую дискретную корреляционную функцию DCF (Discrete Correlation Function), определяемую с помощью набора всех возможных корреляций UDCF<sub>ij</sub> (Unbinned Discrete Correlation Functions) следующим образом:

$$\text{UDCF}_{ij} = \frac{(x_i - \bar{x})(y_j - \bar{y})}{\sqrt{(\sigma_x^2 - e_x^2)(\sigma_y^2 - e_y^2)}}. \quad (6)$$

Здесь  $e_x, e_y$  — ошибки измерения случайных величин  $x$  и  $y$  соответственно. Каждое значение UDCF<sub>ij</sub> имеет свою задержку. Для вычисления максимально дискретной корреляционной функции DCF( $\tau$ ) ось времени разбивается на определенное количество интервалов  $\Delta\tau$  (бинов), после чего каждому интервалу ставится в соответствие среднее значение всех UDCF<sub>ij</sub>, для которых  $\tau - \Delta\tau/2 \leq \Delta\tau_{ij} < \tau + \Delta\tau/2$ :

$$\text{DCF}(\tau) = \frac{1}{M} \sum \text{UDCF}_{ij}. \quad (7)$$

При выборе размера бина следует руководствоваться поставленными целями, поскольку чем шире бин, тем лучше усредняющее уравнение (6), но в то же время тем хуже временное разрешение оси  $x$ , и наоборот.

Часто при одновременных наблюдениях во временных рядах возникают коррелированные ошибки измерения, приводящие к интенсивному ложному пику при  $\tau = 0$ . При выборе размера бина следует руководствоваться своими целями, так как чем шире бин, тем лучше усредняющее уравнение (4), но при этом хуже временное разрешение оси  $x$ , и наоборот.

Данный метод позволяет легко получить стандартное отклонение полученных значений DCF( $\tau$ ). В случае, если значения UDCF<sub>ij</sub> не коррелированы внутри заданного бина, стандартное отклонение определяется дисперсией значений UDCF<sub>ij</sub> вокруг среднего DCF( $\tau$ ). Для того чтобы исключить влияние этих ошибок, необходимо исключить из множества UDCF<sub>ij</sub> все элементы, для которых  $i = j$ . В этом случае все остальные отчёты коррелограммы оказываются свободными от этих ошибок, чего нельзя сказать в случае использования метода интерполяции.

$$\sigma_{\text{DCF}}^2(\tau) = \frac{1}{N-1} \sum (\text{UDCF}_{ij} - \text{DCF}(\tau))^2. \quad (8)$$

Таким образом, методика построения оценок взаимных корреляционных функций, описанная в [19], имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с методом интерполяции. Неоспоримым преимуществом является возможность определения достоверности полученного результата. В нашем исследовании для сравнения использовали оба подхода. Пример кросс-корреляции данных наблюдений в оптическом и радиодиапазонах (36,8 ГГц) для АО 0234 + 164 показан на рис. 3.

Корреляции и задержки по определению значимы, поскольку они происходят со значительными гармониками. Мы получили эмпирическую зависимость задержек всплесков на разных частотах, которую можно аппроксимировать обратной логарифмической зависимостью:

$$\Delta T = k \frac{0,25}{\log v}, \quad (9)$$

где  $\Delta T$  — задержка, выраженная в годах от начала всплески в оптическом диапазоне ( $v$  ГГц) и 36,8 ГГц,  $v$  — частота наблюдений в ГГц,  $k$  — коэффициент. Эта зависимость была выведена эмпирическим путём. Для всплесчных событий временные сдвиги определялись с помощью описанного метода кросс-корреляции. Такая закономерность изменения задержек в зависимости от частоты свидетельствует скорее о внутренних причинах,

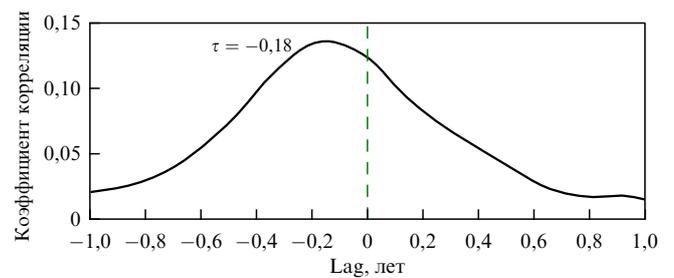


Рис. 3. Взаимная корреляция данных наблюдений между оптическим ( $V$ ) и радиодиапазоном (36,8 ГГц) для AGN AO 0235 + 164. По оси абсцисс показаны частоты гармоник в единицах  $1/T$ , где  $T$  — период, выраженный в годах.

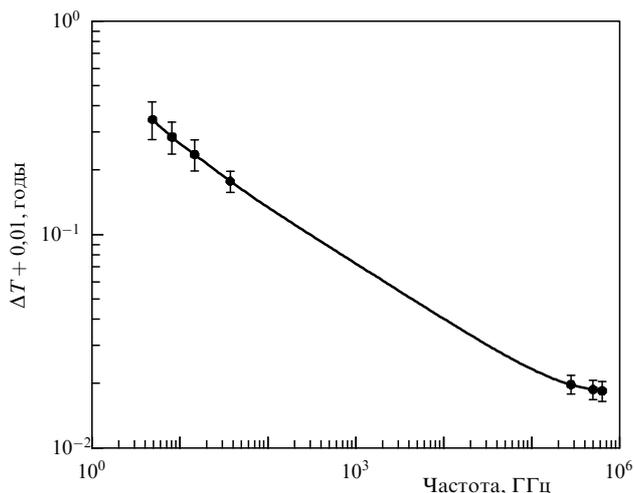


Рис. 4. Зависимость задержек начала вспышки на частотах 4,8 ГГц, 8 ГГц, 14,5 ГГц, 36,8 ГГц,  $2,8 \times 10^5$  ГГц (J),  $5 \times 10^5$  ГГц (R) относительно оптической (V)  $6,36 \times 10^5$  ГГц для 3С 454.3.

вызывающих изменения плотности потока в АЯГ. Зависимость задержек явлений от частоты в случае мерцаний в межгалактической среде отличается от частотной [20].

Для вспышки 2015 г. (см. рис. 1) методом кросс-корреляции были определены задержки между оптическим диапазоном длин волн (V) и миллиметровыми волнами (36,8 ГГц и 22,2 ГГц). Они оказались равными 21 и 8,2 дня соответственно. Это позволило определить коэффициент в уравнении (9). Полученное значение коэффициента  $k \approx 1,5$ . Зависимость задержек начала вспышек на частотах 22,2 ГГц и 36,8 ГГц относительно оптического диапазона длин волн (V) для 3С 454.3 представлена на рис. 4.

После 2009 г. вспышечная активность источника S0 528 + 134 (рис. 16) начинает затухать. Следствием этого может быть изменение угла между джетом из источника и направлением на наблюдателя. Это выразилось в том, что задержки между частотами уменьшились в 2,5 раза по сравнению со вспышкой 2008 – 2009 гг. В [5] на основе анализа наблюдательных данных было высказано предположение, что величина задержек вспышечных явлений на разных частотах является квадратичной функцией углов между направлением выбросов и лучом зрения наблюдателя. Согласно наблюдательным данным, эти углы в АО 0235 + 164 должны находиться в диапазоне ( $2^\circ - 3^\circ$ ). Согласно работам [21,22], этот угол равен  $2,9^\circ$ , что соответствует фактору Лоренца  $\gamma = 20$ . При малых значениях  $\theta$  существует соотношение, связывающее этот угол с фактором Лоренца, как упоминалось ранее,  $\gamma = 1/\theta$ . Факторы Лоренца  $\gamma$ , равные 30–40, были получены на основе данных VLBI для компонент, распространяющихся вдоль джета [23]. Это означает, что активность источника может меняться со временем в зависимости от его внутренних свойств и ориентации выбросов в зависимости от их направления на наблюдателя.

#### Вейвлет анализ.

Для выявления возможных изменений значений периодических составляющих на протяжении всего времени мониторинга использовался метод вейвлет-анализа данных. Он состоял из следующих этапов. Цикл наблюдений длительностью 12 лет (половина исходного времени мониторинга) исследовался с помощью гармонического анализа. Длительность 12 лет была выбрана таким

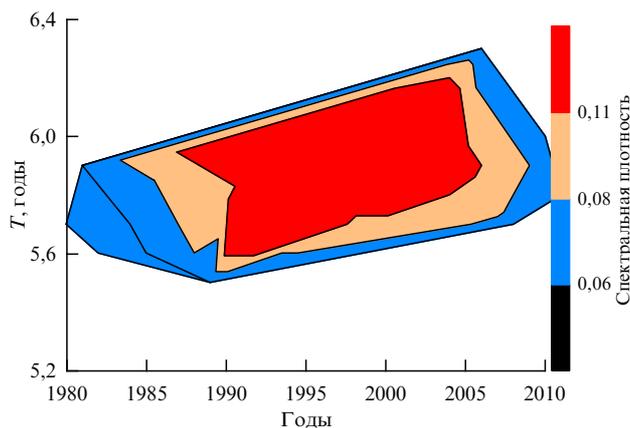


Рис. 5. Данные вейвлет-анализа блазара АО 0235 + 164. Изменение периода в годах (левая ось ординат) в зависимости от времени (ось абсцисс) построено для периода 1980 – 2010 гг. На правой оси ординат — спектральная плотность потока.

образом, чтобы период прецессии 6 лет уместился дважды. Далее производился скользящий сдвиг 12-летнего набора данных с интервалом 1 год в сторону увеличения периода наблюдения. При этом каждый раз проводился гармонический анализ 12-летних данных. Результаты представлены на рис. 5, где для АО 0235 + 164 построен график изменения периода от времени за период времени 1980 – 2010 гг. Изменения периода 6 лет за 25 лет составили 0,2 года, что меньше погрешностей определения этого периода. Таким образом, в пределах погрешности никаких изменений в периодах не обнаружено.

### 2.3. Определение параметров двойной сверхмассивной чёрной дыры

В таблице 2 приведены данные гармонического анализа вариаций потока АО 0235 + 164 на разных частотах. Уверенно выделяется период 6 лет. Этот период может быть связан с наличием прецессионных движений центральной СМЧД и связанного с ней аккреционного диска (АД). Более короткие периоды 2,0 и 1,0 года выделяются на всех частотах радиодиапазона. Их можно связать с периодом орбитального движения компаньона. Период 1,0 год объясняется тем, что компаньон дважды пересекает АД за один орбитальный период 2 года. Другие промежуточные периоды, возможно, связаны с периодами нутации или комбинационными периодами в системе, которая, помимо центрального тела, имеет также АД и массу аккрецирующего вещества.

Период 6 лет может быть прецессионным, как и в случае других ярких АЯГ [24]. Разброс значений этого периода не превышает пределов статистических ошибок. Гармонические компоненты изменений плотностей потоков, предполагаемые от СМЧД, использовались в ряде работ. Так, для 3С 120 приведены значения  $T_{pr} = 12,3$  года,  $T_{orb} = 1,4$  года [25, 26]. В источнике ОJ 287 выделены два периода (один — 11,65 года, второй — 1,1 или 1,6 года) на основе оптических данных [27–29]. У 3С 273 выделены прецессионный и орбитальный периоды 12,4 и 3,0 года [3].

Амплитуды периодов 6,0, 1 и 2 (75, 12 и 25 в исходной системе координат) года имеют максимальные значения по сравнению с другими периодами. Имеется набор промежуточных комбинационных периодов от 3 лет до

5,5 лет, с меньшими амплитудами, что, как было сказано, может быть объяснено вариациями движений системы, состоящей более чем из двух тел, к которым добавлены массивный АД и аккрецирующая среда [30].

Набор данных, полученных в оптическом диапазоне, более ограничен по сравнению с радиодиапазоном (R-диапазон, нижняя панель, рис. 1). Однако их анализ даёт те же орбитальные и прецессионные периоды, что и в радиодиапазоне. Это подтверждает наши предположения о том, что использование только радиочастотных данных позволяет получить основные результаты в определении характеристик, изучаемых СМЧД.

Рой проанализировал оптические данные (R-диапазон) блазара АО 0235 + 164 за период 1982–2019 гг. В результате была обнаружена периодичность изменения плотности потока  $\sim 8,13$  лет [31]. Разница в двухлетних периодах, полученных Роем и нами, возможно, связана с более короткой выборкой данных, которую мы использовали в нашем анализе. Выражения для параметров СМЧД, полученные на основе только мониторинга в радиодиапазоне, позволяют оценить следующие физические характеристики: массы компаньонов и размеры орбит. Соотношения для расчёта числовых данных получены на основе законов Кеплера и приводят к следующим результатам [4]:

$$m = \frac{16\pi^2 R^3}{3GT_{\text{орб}} T_{\text{пр}}}, \quad M = \frac{16\pi^2 R^3 (0,75T_{\text{пр}} - T_{\text{орб}})}{3GT_{\text{орб}}^2 T_{\text{пр}}}. \quad (10)$$

Здесь  $m$  и  $M$  — масса спутника,  $R$  — радиус орбиты спутника,  $T_{\text{пр}}$ ,  $T_{\text{орб}}$  — соответственно периоды прецессии центрального тела и орбитальный период спутника.

В уравнение (10) можно подставить данные  $T_{\text{пр}}$  и  $T_{\text{орб}}$  полученные на основе результатов в радиодиапазоне (табл. 2, последняя строка). Далее, для нахождения результатов периодов в системе координат, связанных с проведением наблюдений, необходимо учитывать влияние релятивистского  $\gamma$ -фактора.

$$T_{\text{источник}} \approx \frac{T_{\text{наблюд}} \gamma^2}{1+z}. \quad (11)$$

Это приводит к значениям периодов в системе координат, связанной с источником:  $T_{\text{источник, пр}} \approx 75$  лет и  $T_{\text{источник, орб}} \approx 25$  лет. АО 0235 + 164 является уникальной системой с точки зрения близости масс компаньонов. Согласно выражению для отношения масс (10):  $(M+m)/m \approx 0,75(T_{\text{пр}}/T_{\text{орб}})$ ,  $M \approx 1,25m$ .

Анализируя выражение (10), можно заметить, что между массами спутников и радиусами их орбит существует кубическая зависимость. Это позволяет установить возможный диапазон размеров орбит спутников с помощью некоторых дополнительных физических условий. К таким условиям относится ограничение на массу двойных СМЧД, которая не может превышать десятков миллиардов масс Солнца, в противном случае устойчивость АД может быть нарушена. Ограничения на массы снизу связаны с большими наблюдаемыми мощностями излучения от объектов в широком диапазоне длин волн и слишком коротким временем жизни источника из-за потерь энергии при гравитационном излучении [13]. Такие ограничения позволяют назвать диапазон масс спутников и величины их орбит с допустимыми погрешностями на основе уравнения (10):  $m \approx 6,0 \times 10^9 M_{\odot}$ ,  $M \approx 7,5 \times 10^9 M_{\odot}$ ,  $R_{\text{комп}} \approx 2 \times 10^{17}$  см. Если использовать значе-

ние периода прецессии 8 лет (100 лет в системе координат, связанной с источником), то получим, соответственно, значения для:  $m \approx 8,0 \times 10^9 M_{\odot}$ ,  $M \approx 1,0 \times 10^{10} M_{\odot}$ . В этом случае наряду с 3С 454.3 блазар АО 0235 + 164 становится одной из самых массивных СМЧД.

Спутники вращаются по круговым орбитам вокруг общего центра тяжести. Размеры орбит близки друг к другу и составляют:  $R_{\text{комп}} = 2 \times 10^{17}$  см и  $R_{\text{центр}} = 1,6 \times 10^{17}$  см. Скорости спутников на орбите будут соответственно равны:  $v_{\text{комп}} \approx 1,7 \times 10^4$  км с<sup>-1</sup>,  $v_{\text{центр}} \approx 1,4 \times 10^4$  км с<sup>-1</sup>. Здесь следует иметь в виду, что орбитальный период 25 лет взят в системе координат, связанной с источником. Полученное значение орбитальной скорости спутника даже превышает скорость вещества при взрыве сверхновой I типа.

Например, при скорости спутника  $1,7 \times 10^9$  см с<sup>-1</sup> температура среды может повыситься примерно до  $10^{10}$  К. За фронтом ударной волны возникает эффект изотропизации движения частиц плазмы. При этом направленное движение ударной волны трансформируется в хаотическое движение частиц, определяемое температурой плазмы  $mv^2/2 = 3kT/2$ . Для водородной плазмы получаем  $T \approx 10^{10}$  К. Для более тяжёлых ядер температура будет выше. В любом случае температура плазмы выше порога образования электронно-позитронных ( $e-n$ ) пар ( $T \approx 5 \times 10^9$  К). Сверхзвуковые ударные волны с учётом фактора делюции достигают начала струи и образуют сгустки плазмы с магнитным полем. Сгустки состоят из узлов (неоднородностей) разных размеров. Вблизи начала струи электрические и магнитные поля могут разгонять плазменные образования почти до скорости света, образуя, помимо облаков электронно-протонной плазмы, "струи", состоящие из  $e-n$  пар. В это время в гамма-диапазоне можно наблюдать наибольшую активность. Это возможный, но напрямую не доказанный сценарий развития событий.

Предположительно, орбиты спутников пересекают их общий аккреционный диск (АД). В этом случае его размеры должны превышать  $10^{17}$  см. Оценку радиуса АД можно сделать на основе формулы прецессии центрального тела в двойной системе от СМЧД [32]:

$$T_{\text{пр}} \approx 10^6 \left( \frac{M+m}{10^9 M_{\odot}} \right)^{1/2} \left( \frac{a}{10^{19} \text{ см}} \right)^3 \left( \frac{a_d}{10^{18} \text{ см}} \right)^{-3/2} \times \left[ \frac{(1+q)^{1/2}}{(q \cos \theta)} \right] \text{лет}, \quad (12)$$

где  $q = m/M$ ,  $a = r_{\text{комп}} + r_{\text{центр}}$  — расстояние между спутниками,  $a_d$  — радиус АД,  $\theta$  — угол между плоскостями орбит и АД. Уравнение (12) можно преобразовать к виду, удобному для вычисления радиуса АД:

$$a_d \approx 10^{22} \left( \frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right)^{1/3} \frac{r_{\text{комп}} + r_{\text{центр}}}{10^{19} \text{ см}} (1+q)^{1/3} (T_{\text{пр}} q \cos \theta)^{2/3} \text{ см}. \quad (13)$$

Подставляя данные периода прецессии в уравнение (10)  $T_{\text{пр}} \approx 75$  лет (табл. 2), получаем данные о массе спутников  $m \approx 6,0 M_{\odot}$ ,  $M \approx 7,5 M_{\odot}$ , расстояния между ними  $a_{\text{центр+комп}} \approx 3,6 \times 10^{17}$  см,  $\theta = 0$  (плоскость АД и орбиты совпадают) и  $q$ . Значение  $a_d$  составит:  $a_d \approx 2,3 \times 10^{18}$  см. Если принять полутолщину аккреционного диска равной стандартному  $\alpha$ -диску [33], то имеем  $a_{d \text{ OJ287}} \approx 0,07 a_d \approx 5,6 \times 10^{17}$  см, что сопоставимо с разме-

ром орбиты компаньона ( $r_{\text{комп}} \approx 2,0 \times 10^{17}$  см), но меньше расстояния между компаньонами ( $a_{(\text{центр}+\text{комп})} \approx 3,6 \times 10^{17}$  см). Таким образом, в этом случае АД нельзя назвать физически тонким диском.

Наблюдения рентгеновских двойных звёзд указывают на значительную полутолщину аккреционных дисков вплоть до  $h \approx 0,25a_d$ . С другой стороны, известно, что стандартные аккреционные  $\alpha$ -диски имеют существенно меньшую полутолщину  $h \approx 0,07a_d$ . Независимыми численными методами показано, что их максимальная полутолщина не может превышать  $h \approx 0,1a_d$ . Наиболее вероятной причиной увеличения толщины АД в рентгеновском диапазоне длин волн является наличие над диском вещества в виде горячей короны, рассеивающей жесткое излучение от центрального источника и внутреннего диска. Наблюдения рентгеновских двойных звёзд указывают на значительную полутолщину аккреционных дисков до  $h \approx 0,25a_d$  [33–35]. Наши данные лишены этого недостатка рентгеновского диапазона длин волн и не противоречат теоретическим данным о стандартных аккреционных  $\alpha$ -дисках.

На основе анализа наблюдательных данных было высказано предположение, что величина задержек вспышечных явлений на разных частотах является функцией углов между направлением выбросов и лучом зрения наблюдателя [36]. Величина задержки связана с гамма-фактором и углом между выбросом и направлением на наблюдателя —  $\gamma = 1/\theta$ . По данным наблюдений за вспышкой 2009 г. эти углы в АО 0235+164 должны составлять  $2,9^\circ$ , что соответствует фактору Лоренца  $\gamma \approx 20$ . После этого амплитуда вспышек становилась всё меньше и меньше. Это могло быть связано с увеличением угла между выбросом — "струей" и направлением на наблюдателя.

## 2.4. Дискуссия

За последние десятилетия было разработано и успешно применено несколько подходов к определению параметров двойных СМЧД. Одним из наиболее широко применяемых методов является поиск квазипериодических вариаций светимости объекта, обусловленных орбитальным движением компонентов и прецессией аккреционного диска. Ярким примером является блазар ОJ 287, в котором наблюдается периодичность вспышек с интервалом  $\sim 12$  лет. Эта периодичность может объясняться прохождением вторичной чёрной дыры через общий с первичной АД, что позволяет моделировать орбиту и оценить массы компонентов [37, 38]. Аналогичные подходы применялись к объекту АО 1302-102 [39], где наблюдалась периодичность порядка 5 лет по данным оптических обзоров CRTS и LINEAR.

В ряде случаев наблюдаемые изменения направления релятивистских джетов можно объяснить действием прецессионных сил, возникающих из-за взаимодействия между двумя СМЧД [40, 41]. Этот метод требует комплексного моделирования структуры джета на основе VLBI-наблюдений.

В спектрах некоторых АЯГ были обнаружены двойные или смещённые широкие эмиссионные линии. Наблюдение доплеровских смещений широких эмиссионных линий в спектре АЯГ позволяет выявить орбитальное движение чёрных дыр. Изменения профилей и положений линий, таких как  $H\beta$  и  $Mg II$ , интерпретируются как следствие движения одной из компонент двойной системы

[42–44]. Подобные исследования были выполнены для объектов SDSS J 1536+0441, J 093201.60+031858.7 и др. Однако данный метод чувствителен к физическим характеристикам аккреционного диска, и возможны альтернативные интерпретации наблюдаемых эффектов.

Для относительно близких АЯГ возможно прямое наблюдение двух ядер посредством VLBI-наблюдений. Примером является радиоисточник 0402+379, для которого была зафиксирована пара активных ядер на расстоянии  $\sim 7$  пс [45–47]. Такие наблюдения позволяют напрямую измерить расстояние между компонентами и оценить их массу. Этот метод позволяет отслеживать движение отдельных компонент на субпарсековых масштабах. Однако даже при использовании самых мощных глобальных сетей VLBI (например, VLBA, EHT) трудно достичь разрешения, необходимого для получения прямого изображения двойных СМЧД на больших космологических расстояниях.

Наличие двойной СМЧД способно вызвать прецессию джета, приводящую к его S-образной или винтообразной структуре. Моделирование таких структур позволяет установить период прецессии и сделать выводы о параметрах орбиты. Подобный подход применялся, например, к объектам 3C 345 [48], S5 1803+784 и 3C 273 [49]. Совмещение многолетних радионаблюдений с моделями прецессии даёт важную информацию о динамике систем.

Численное гидродинамическое моделирование аккреции в системах с двумя СМЧД позволяет воспроизвести наблюдаемые вариации светимости и морфологию излучения. Такие модели учитывают возмущения, вызываемые вторичным компонентом, формирование спиральных волн в аккреционном диске и модуляции потока вещества. Работы [50, 51] продемонстрировали, что взаимодействие между компонентами и общим для СМЧД аккреционным диском приводит к характерной периодичности в кривой блеска и спектре излучения. В ряде работ используется моделирование аккреции и релятивистской гидродинамики в двойных системах для получения синтетических кривых блеска и карт джета [52]. Их сравнение с данными мониторинга позволяет уточнять параметры моделей: массу, эксцентриситет орбиты, радиус орбиты и другие.

В некоторых исследованиях применяются методы временных задержек между сигналами в различных диапазонах — например, между оптическим и рентгеновским, — для выявления орбитальных эффектов и структуры аккреционного потока. Такие методы требуют длительных высокоточных временных рядов и статистического анализа, но могут быть эффективными при наличии длительных рядов наблюдений [53–56].

Обобщая подходы, можно выделить тренд к междисциплинарному синтезу: объединение спектроскопии, радио интерферометрии, фотометрии и численного моделирования. Особенно перспективным представляется объединение многочастотного мониторинга и методов интерферометрии, о чём говорится в ряде недавних исследований [57, 58].

Существующие методы определения параметров двойных СМЧД охватывают широкий спектр наблюдательных и теоретических подходов. Каждый из них имеет свои ограничения, связанные с расстоянием до объекта, разрешением наблюдательной аппаратуры и доступностью данных. Наиболее надёжные результаты полу-

чаются при комплексном подходе, сочетающем несколько независимых методов. В этом контексте методика, предложенная в настоящей работе — анализ многочастотных рядов радионаблюдений с помощью гармонического и вейвлет-анализа, — является особенно ценной для исследования космологически удалённых объектов, не поддающихся прямому разрешению, таких как 3С 454.3, S 0528 + 134, АО 0235 + 164.

Согласно полученным результатам, двойная СМЧД АО 0235 + 164 является одной из самых массивных и динамичных систем. Её запас кинетической энергии составляет:  $E_{\text{кин}} = E_{\text{кин},M} + E_{\text{кин},m} \approx 1,5 \times 10^{61}$  эрг. Эта энергия расходуется на гравитационное излучение, преодоление динамического трения в плотной среде АД. Время жизни СМЧД АО 0235 + 164 до слияния [59]:

$$T_{\text{слияния}} \approx \frac{2 \times 10^{-2} c^5 R^4 (1 - e^2)^{7/2}}{G^3 m M (m + M)}, \quad (14)$$

где  $R = R_{\text{комп}} \approx 3 \times 10^{17}$  см,  $m \approx 6 \times 10^9 M_{\odot}$  и  $M \approx 7,5 \times 10^9 M_{\odot}$  — массы спутников,  $c$  — скорость света,  $e = 0$  — эксцентриситет орбиты спутника. Отсюда получаем  $T_{\text{слияния}} \approx 4,6 \times 10^5$  лет. По космическим меркам это совсем немного. Эти данные получены исключительно из радионаблюдений, и описанный метод их получения применим ко всем АЯГ, где имеются длительные многочастотные ряды в разных диапазонах радиоволн.

Полученные результаты согласуются с работами других исследователей, которые также наблюдали сходную динамику для систем с двойными сверхмассивными чёрными дырами. Например, в исследовании [60] было показано, что такие системы, как АО 0235 + 164, могут испытывать значительные потери энергии через гравитационные волны, что ускоряет их слияние и изменяет их орбитальные параметры. В дополнение к этому, анализ [61] на основе спектроскопических данных подтверждает высокую кинетическую активность подобных систем, указывая на возможность обнаружения гравитационных волн с помощью чувствительных детекторов.

Мы также провели расчёты скорости потери энергии через излучение ГВ [62]:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{32G^4 M^2 m^2 (M + m) (1 + (73e^2/24) + (37e^4/96))}{5c^5 a^5 (1 - e^2)^{7/2}}. \quad (15)$$

Для найденных значений масс спутников АО 0235 + 164, значений  $a = R_{\text{центр}} + R_{\text{комп}} \approx 3,6 \times 10^{17}$  см и эксцентриситета  $e = 0$  имеем  $\langle dE/dt \rangle \approx 5,7 \times 10^{47}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Полученное значение в полтора раза меньше, чем у самого мощного излучателя ГВ 3С 454.3 [4] и сопоставимо с мощностью ГВ от ОJ 287 [63]. Учитывая, что АО 0235 + 164 находится дальше ОJ 287, он является одним из ведущих кандидатов на обнаружение ГВ. Наши результаты по мощности излучения АО 0235 + 164  $\approx 5,7 \times 10^{47}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , совпадают с данными других исследований, таких как работа [64], где для блазаров, таких как ОJ 287, были получены аналогичные результаты по мощности излучения гравитационных волн. Это подтверждает, что АО 0235 + 164 имеет сопоставимую мощность излучения с другими активными ядрами галактик, которые являются перспективными кандидатами для обнаружения гравитационных волн.

В настоящее время известно четыре блазара, предположительно обладающих известными физическими параметрами. Под параметрами мы подразумеваем прецессионные и орбитальные периоды спутников СМЧД, радиус орбиты спутника, массы спутников и время жизни до слияния. Указанные характеристики блазаров приведены в табл. 3.

Самая массивная система — АЯГ 3С 454.3. Центральный объект, возможно, имеет массу 24 млрд солнечных масс. Этот же объект является и самым короткоживущим со временем жизни до слияния компонентов всего  $5,5 \times 10^4$  лет. Эти результаты также подтверждаются исследованиями [65], где для системы 3С 454.3 были проведены аналогичные расчёты времени жизни до слияния, что указывает на её большую динамическую активность.

За этим АЯГ по перечисленным характеристикам следует ОJ 287. На третьем месте находится проанализированный нами блазар АО 0235 + 164. Тем не менее, мы приходим к выводу, что сверхмассивная чёрная дыра АО 0235 + 164, а также сверхмассивные чёрные дыры 3С 454.3 и ОJ 287, являются перспективными для обнаружения гравитационных волн от нее с помощью детектора гравитационных волн International Pulsar Timing Array (IPTA), который работает на этой сверхнизкой частоте и обладает высокой чувствительностью, необходимой для обнаружения низких значений мощности вблизи поверхности Земли [66].

Можно отметить ещё один важный вывод. Для таких космологически далёких источников, как 3С 454.3, S 0528 + 134, АО 0235 + 164, невозможно установить двойственность СМЧД с помощью прямых интерферометрических наблюдений. Это подтверждается результатами [67], где для аналогичных систем, таких как ОJ 287, было показано, что существующие методы не позволяют разрешить такие компоненты на космологических расстояниях. Действительно, угловое расстояние между компонентами источника СМЧД составляет около  $10^{-5}$  угловых секунд с учётом расстояния до объекта  $R \approx 2 \times 10^{27}$  см. Глобальные интерферометры не могут обеспечить разрешение в 1–2 мкс без надёжного разрешения двойной системы.

Таким образом, для установления двойственности таких систем могут потребоваться новые подходы. Одним из перспективных методов является использование комбинированных данных, таких как радионаблюдения на различных частотах, включая миллиметровые и оптические диапазоны длин волн, что позволит точно установить орбитальные параметры спутников. Мы предлагаем использовать наш подход для анализа таких объектов, что может обеспечить более высокую точность в установлении их двойственности и понимании их внутренней динамики.

Кроме того, наш результат относительно блазаров 3С 454.3, S 0528 + 134, АО 0235 + 164, который подтверждает их статус как перспективных кандидатов на обнаружение гравитационных волн, открывает новые горизонты для дальнейших наблюдений и исследований. Благодаря использованию современных детекторов гравитационных волн, таких как IPTA, возможно обнаружить сигналы от этих объектов, что приведет к новым открытиям в астрофизике и даст ценную информацию о динамике СМЧД.

Стандартная аккреция вещества на быстро движущуюся СМЧД не способна обеспечить наблюдаемую

Таблица 3. Физические параметры 3С 454.3, S 0528 + 134, АО 0235 + 164, 3С 273. Все периоды указаны в годах

3С 454.3	Прецессионный период в системе координат источника ( $T_{\text{пр}}$ )	Орбитальный период в системе координат источника ( $T_{\text{орб}}$ )	Орбитальный полупериод в системе координат источника ( $T_{\text{орб}}/2$ )
	$188 \pm 19$	$31,0 \pm 2,8$	$15,0 \pm 1,5$
Радиус компаньона (см)	Масса центральной СМЧД ( $M_{\odot}$ )	Масса компаньона ( $M_{\odot}$ )	Время жизни компаньонов до слияния (годы)
$4,5 \times 10^{17}$	$2,4 \times 10^{10}$	$6,8 \times 10^9$	$5,5 \times 10^4$
S 0528 + 134	Прецессионный период в системе координат источника ( $T_{\text{пр}}$ )	Орбитальный период в системе координат источника ( $T_{\text{орб}}$ )	Орбитальный полупериод в системе координат источника ( $T_{\text{орб}}/2$ )
	$100 \pm 10$	$52 \pm 7,4$	$24 \pm 3,4$
Радиус компаньона (см)	Масса центральной СМЧД ( $M_{\odot}$ )	Масса компаньона ( $M_{\odot}$ )	Время жизни компаньонов до слияния (годы)
$2,0 \times 10^{17}$	$5 \times 10^9$	$2,5 \times 10^9$	$10^5$
АО 0235 + 164	Прецессионный период в системе координат источника ( $T_{\text{пр}}$ )	Орбитальный период в системе координат источника ( $T_{\text{орб}}$ )	Орбитальный полупериод в системе координат источника ( $T_{\text{орб}}/2$ )
	$72 \pm 2,5$	$25 \pm 1,5$	$12 \pm 0,7$
Радиус компаньона (см)	Масса центральной СМЧД ( $M_{\odot}$ )	Масса компаньона ( $M_{\odot}$ )	Время жизни компаньонов до слияния (годы)
$2,0 \times 10^{17}$	$7,5 \times 10^9$	$6,0 \times 10^9$	$4,6 \times 10^5$
3С 273	Прецессионный период в системе координат источника ( $T_{\text{пр}}$ )	Орбитальный период в системе координат источника ( $T_{\text{орб}}$ )	Орбитальный полупериод в системе координат источника ( $T_{\text{орб}}/2$ )
	$287 \pm 20$	$77 \pm 5$	$38 \pm 2,5$
Радиус компаньона (см)	Масса центральной СМЧД ( $M_{\odot}$ )	Масса компаньона ( $M_{\odot}$ )	Время жизни компаньонов до слияния (годы)
$4,5 \times 10^{17}$	$1,0 \times 10^{10}$	$0,55 \times 10^{10}$	$3 \times 10^5$

светимость. Согласно формуле Шварцмана (1971):

$$\frac{dE}{dt}_{\text{accretion}} \approx 2 \times 10^{33} \left(10^{-2} \frac{M}{M_{\odot}}\right)^{3/2} (10^{-1} v)^{-9/4} n^{1/2} [\text{эрг с}^{-1}].$$

Подставляя значения  $M \approx 2,4 \times 10^{10} M_{\odot}$ ,  $n \approx 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $v \approx 3 \times 10^4 \text{ км с}^{-1}$ , получаем светимость порядка  $L_{\text{accretion}} \approx 3,4 \times 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$ . Это значение на 7 порядков меньше полной наблюдаемой светимости квазара 3С 454.3, что исключает аккрецию как доминирующий источник энергии.

Предлагаемая нами модель объясняет энерговыделение прохождением вторичного компонента двойной СМЧД через аккреционный диск главной чёрной дыры. Это взаимодействие сопровождается всплесками электромагнитного и гравитационно-волнового излучения. Таким образом, источник энергии в наиболее ярких АЯГ — не аккреция, а кинетическая энергия спутника и гравитационное взаимодействие в тесной системе.

## 2.5. Выводы

1. Предложена модель расчёта параметров двойных СМЧД на основе данных многочастотного мониторинга в радиодиапазоне. Она успешно продемонстрирована на активных ядрах галактик 3С 273, 3С 454.3, S 0528 + 134, АО 0235 + 164.

2. Параметры модели включают определение масс компонентов СМЧД, размеров их орбит, скорости движения, запаса кинетической энергии системы, потерь энергии за счёт гравитационного излучения и времени жизни системы до слияния.

3. На основе полученных физических характеристик 3С 273, 3С 454.3, S 0528 + 134, АО 0235 + 164 показано, что данные активные ядра галактик могут быть очень массивными и близкими СМЧД, содержащими компаньоны с практически равными массами.

4. Показано, что массивные системы, такие как 3С 273, 3С 454.3, S 0528 + 134 и АО 0235 + 164, могут быть мощными излучателями гравитационных волн в диапазоне  $10^{-8} - 10^{-9}$  Гц, которые могут быть обнаружены детекторами International Pulsar Timing Array.

## 3. Гигантские вспышки водяного пара на основе данных длительных мониторингов галактических киломазеров

### 3.1. Введение

Одной из центральных задач современной астрофизики, необходимой для понимания эволюции структуры Вселенной, является изучение механизмов звездообразования. Этот процесс оказывает фундаментальное влияние на формирование и развитие галактик, химическое обогащение межзвёздной среды и динамическую эволюцию космических объектов. В отличие от непрерывного электромагнитного излучения, которое создаётся в результате тепловых и синхротронных процессов, спектральные линии формируются на определённых частотах за счёт квантовых переходов в атомах и молекулах. Эти линии являются важнейшими диагностическими инструментами для исследования физических условий в зонах звездообразования [68].

В пределах Млечного Пути звездообразование происходит преимущественно в холодных и плотных молекулярных облаках, температура которых составляет порядка 10–100 К. Именно в таких условиях возможна конденсация вещества, ведущая к образованию протозвёзд. Эти области содержат большое количество молекул, включая CO, NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, HCN, CH<sub>3</sub>OH и др., которые излучают в дальнем инфракрасном и радиодиапазонах. Благодаря этому спектральное наблюдение в этих диапазонах позволяет получать информацию о плотности, температуре, скорости движения вещества и химическом составе звёздных колыбелей [69, 70].

Особое внимание уделяется мазерному излучению, которое возникает в результате инверсии населённости энергетических уровней молекул. Для устойчивого поддержания инверсной заселённости требуется внешняя энергетическая накачка — радиационная или ударная. Мазеры наблюдаются, например, в регионах активного звездообразования, оболочках звёзд поздних стадий эволюции и даже в ядрах галактик [71].

История изучения межзвёздной среды уходит корнями в XVII век: впервые термин *interstellar medium* был предложен Фрэнсисом Бэконом в 1626 г. Однако систематическое изучение началось лишь в XX веке, когда в 1930-е годы были обнаружены молекулярные полосы в спектрах холодных звёзд, планетных атмосфер и комет [72]. Прорыв в радионаблюдениях молекулярных линий произошёл в 1963 г., когда в спектре сверхновой Кассиопеи А была впервые зарегистрирована линия гидроксильной молекулы (OH) в радиодиапазоне [73]. С тех пор радиоастрономия молекулярных линий активно развивается, особенно с появлением радиointерферометров высокой чувствительности, таких как ALMA и NOEMA [74].

На сегодняшний день известно более 4500 спектральных линий, принадлежащих примерно 80 различным молекулярным видам, включая органические соединения и прекурсоры аминокислот [75]. Эти наблюдения позволяют не только уточнять модели звездообразования, но и исследовать процессы химической эволюции материи, ведущие к формированию планетных систем и, возможно, к возникновению жизни.

Современные теоретические и численные модели звездообразования учитывают турбулентность, магнитные поля, лучевую обратную связь и влияние ближайших массивных звёзд. В комплексе с наблюдательными данными это позволяет строить всё более точные сценарии формирования звёздных популяций в разных типах галактик и на разных стадиях их эволюции [76, 77].

Исследование отдельных источников началось с открытия интенсивного источника молекулярных линий в Орионе в том числе и с помощью РТ-22 в Симеизе. Уже в 1960–1970-х годах важный вклад в эти исследования внёс 22-метровый радиотелескоп РТ-22, расположенный в Симеизе (Крымская астрофизическая обсерватория). Благодаря высокой чувствительности и спектральному разрешению, РТ-22 стал одним из первых инструментов в СССР, с помощью которого были зарегистрированы молекулярные спектральные линии в радиодиапазоне. Впоследствии исследования расширились и к концу 1970-х годов было обнаружено, что очень молодые звёзды проходят период эволюции, и связь между молекулярными облаками и звездообразованием очень тесная.

Знаковым событием в развитии отечественной радиоастрономии стало проведение в 1971 г. первых в мире

межконтинентальных РСДБ (радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой) наблюдений молекулярных линий. Система, включавшая РТ-22 в Симеизе и 37-метровый радиотелескоп в Хайстеке (США), зарегистрировала излучение в линии водяного пара на частоте 22,235 ГГц (переход  $6_{16} - 5_{23}$ ) [78]. В результате было достигнуто рекордное на тот момент угловое разрешение  $\sim 0,1$  миллизекунды дуги, позволившее выявить мельчайшие пространственные структуры мазерных источников в нашей Галактике. Одним из важнейших результатов этих наблюдений стало открытие мощной вспышки в комплексе W 49 — области интенсивного звездообразования в галактическом плече Персея. Быстрые вариации потока излучения свидетельствовали о чрезвычайно малых размерах мазерных зон, что подтверждалось высокоразрешающими РСДБ-наблюдениями [78, 79]. Было также установлено, что источники H<sub>2</sub>O-мазеров часто образуют компактные скопления, структурно связанные с молодыми звёздами и их аккреционными потоками [80, 81].

На сегодняшний день радиотелескоп РТ-22 продолжает играть важную роль в исследованиях звездообразования и молекулярной астрофизики. Современная техническая модернизация позволила реализовать наблюдения практически всех основных классов космических мазеров, включая OH-, H<sub>2</sub>O-, CH<sub>3</sub>OH- и SiO-мазеры [79, 82]. Кроме того, РТ-22 позволяет проводить спектральные наблюдения в миллиметровом диапазоне частот от 85 до 115 ГГц, что охватывает линии многих молекул, в том числе высокоэнергетических и органических соединений [83, 84].

Программы такого рода реализуются лишь на ограниченном числе радиотелескопов в мире, поскольку требуют сложной технической инфраструктуры: прецизионных приёмников, криогенных систем охлаждения, высокостабильных гетеродинов и мощных программных комплексов для спектрального анализа и корреляции данных [85, 86]. Благодаря этим возможностям, РТ-22 остаётся ценным инструментом в исследованиях ранних стадий звездообразования, физики межзвёздной среды и эволюции молекулярных облаков [79, 84, 87].

### 3.2. Методика наблюдений и обработки данных

На РТ-22 была проведена модернизация существующих приёмных устройств с целью повышения чувствительности и надёжности их работы. Были созданы новые приёмные системы в новых частотных диапазонах. Выбор новых частотных диапазонов диктовался как задачами наблюдения наименее изученных мазерных источников, так и важностью решаемых астрофизических проблем. Использовались как криогенные, так и неохлаждаемые приёмники с усилителями на НЕМ транзисторах, что обеспечивало собственную шумовую температуру приёмных систем  $T_{ш}$  около 30 К на частоте 1,6 ГГц при работе в неохлаждаемом режиме и  $T_{ш}$  около 10 К на частоте 4,8 ГГц в криогенном режиме. Шумовая температура системы на частоте 22 ГГц в охлаждаемом варианте:  $T_{ш} = 22$  К. В продолжение традиционных наблюдений, при которых исследовались излучения основного состояния  $^2P_{1/2}$  молекулы OH (частоты 1,612 ГГц; 1,665 ГГц; 1,667 ГГц; 1,720 ГГц), был создан приёмник на 4,8 ГГц, позволивший проводить исследования излучения на переходах состояния  $^2P_{3/2}$ . Наблюдения мазерных источников в линии водяного пара на волне 1,35 см до границы прошлого тысячелетия про-

водились с помощью аппаратуры, использующейся при интерферометрических наблюдениях со сверхдлинными базами.

В 2000 г. на 22-м радиотелескоп РТ-22 был установлен новый приёмник на волну 1,35 см, изготовленный в КрАО. Начиная с 2002 г. разработан и введён в действие криоэлектронный радиометр с охлаждением до водородной температуры (15 К) на частоту 22 ГГц и фурье-спектр анализатор параллельного типа. Ввод в действие фурье-спектр анализатора параллельного типа существенно увеличило частотное разрешение и дало возможность проводить систематические и комплексные исследования областей звездообразования. Дальнейшими работками в 2009 г. был введён в действие приёмник с частотным разрешением 0,5 кГц на базе фурье-спектр анализатора параллельного типа для спектрально-поляризметрических наблюдений мазерных источников в линии водяного пара.

Измерения параметров системы радиотелескоп-радиометр проводились с помощью системы регистрации Марк-5В+ и программного обеспечения, созданного в лаборатории радиоастрономии КрАО [88–91]. Шумовая температура системы определялась по источникам с известными в данном диапазоне потоками: DR 21, Vir-A, Cyg-A, Tau-A. Производился также учёт влияния углового размера источника на ширину главного лепестка диаграммы направленности. Перед каждым измерением шумовой температуры системы, точность наведения на источник определялась сканированием по двум направлениям (альфа и дельта). Затем радиотелескоп устанавливался поочередно на радиоисточник и на точку, отстоящую от него (источник – фон).

### 3.3. Самый мощный галактический киломазер G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602)

Источник IRAS 18316-0602 не был выдающимся в каталоге IRAS, поэтому он сначала не привлек к себе особого внимания исследователей. Сверхмощные вспышки, произошедшие в IRAS 18316-0602 в конце 2016 г. и сентябре 2017 г. – феврале 2018 г. (рис. 6) заставили изменить к нему отношение и задуматься над тем, каким образом такой обычный источник мог увеличить поток в линии водяного пара почти до  $1,3 \times 10^5$  Ян, т.е. почти в тысячу раз?

Мазер водяного пара  $\text{H}_2\text{O}$  (переход  $6_{16} - 5_{23}$ ) в инфракрасном галактическом источнике IRAS 18316-0602 был обнаружен в марте 1989 г. в процессе проведения обзора выборки объектов из каталога IRAS Point Source Catalog (PSC), отобранных по определённым критериям. Работы проводились на 32-м радиотелескопе в Медине (Италия) группой исследователей, которые пронаблюдали 260 инфракрасных источников и в 17% из них были обнаружены мазеры  $\text{H}_2\text{O}$ . Большинство мазеров были новыми и среди них мазер IRAS 18316-0602 [92]. Во время открытия IRAS 18316-0602 его интегральный поток в линии  $\text{H}_2\text{O}$  был  $F_\nu \approx 1000$  Ян.

На РТ-22 источник эпизодически наблюдался с 2000 г., но более регулярные наблюдения были начаты с начала 2017 г. В объекте не было зафиксировано серьёзных подъёмов плотности потока излучения. На рисунке 6 показан график зависимости плотности потока в линии водяного пара в зависимости от эпохи наблюдений. Основная масса данных, показанных на графике, опубликована в работах [92, 93] (крестиками), данные наших

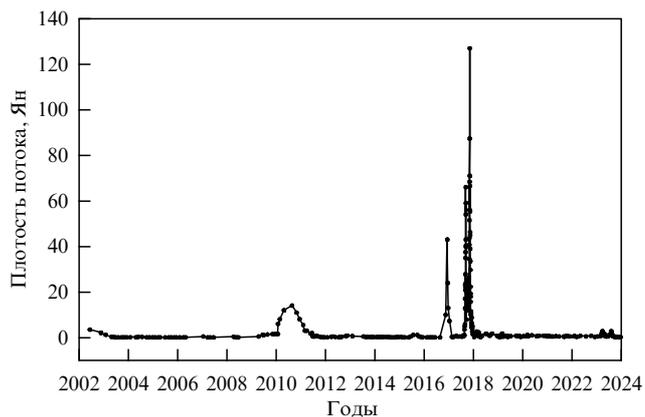


Рис. 6. Долговременный мониторинг IRAS 18316-0602 в линии водяного пара.

наблюдений помечены кружками. На рисунке 6 видно, что в течение промежутка времени с 2000 г. по август 2017 г. произошли 3 изолированные большие вспышки с нарастающей по времени амплитудой. И хотя максимум вспышки 2002 г. не удалось прописать полностью, видно, что она была меньше следующего максимума в 2010–2011 гг. Вспышки конца 2016 г. по амплитуде больше двух предыдущих [93].

Наряду с увеличением амплитуды вспышек со временем отмечается обратная тенденция изменения длительности вспышки. Длительность вспышки 2002 г. составляла около 2 лет. Продолжительность процесса 2010–2011 гг. уменьшилась вдвое — до одного года. Всплеск потока в конце 2016 г. сократился до одного месяца. Нельзя исключить возможность, что мы имеем дело с разными объектами, вспыхивающими в 2002 г., 2010–2011 г. и 2016 г.

Если на основе наблюдательных данных по длительному мониторингу амплитуды мазера  $\text{H}_2\text{O}$  допустить существование квазипериода, то его величина будет  $T_{\text{пер}} \approx 7-8$  лет. Но амплитуда супервспышек, которые очерчивают этот период, варьируется на порядок величины, нарастая с течением времени. Не просто указать физический процесс, разделенный по времени на 15 лет (время между первой и третьей супервспышками), который объяснял бы наличие такой зависимости амплитуды со временем:

$$\log \left( \frac{A_2}{A_1} \right) \approx k \log \Delta T, \quad (16)$$

где  $A_2/A_1$  — отношение амплитуд последующей и предыдущей вспышек,  $\Delta T$  — время между вспышками в годах и  $k \approx 0,5$  — константа.

С начала последней вспышки водяного мазера в источнике IRAS 18316-0602 в сентябре 2017 г. нами проводился мониторинг объекта в большинстве случаев ежедневно (рис. 7) [94, 95]. Кривая изменения спектральной плотности потока — двугорбая. Такая форма может свидетельствовать о том, что произошли резкие изменения в физических характеристиках областей излучения мазера водяного пара, в том числе, связанные с внезапным впрыском энергии. Форма кривой изменения плотности потока со временем (экспоненциальный рост и падение потока, а также двойственность) исключает объяс-

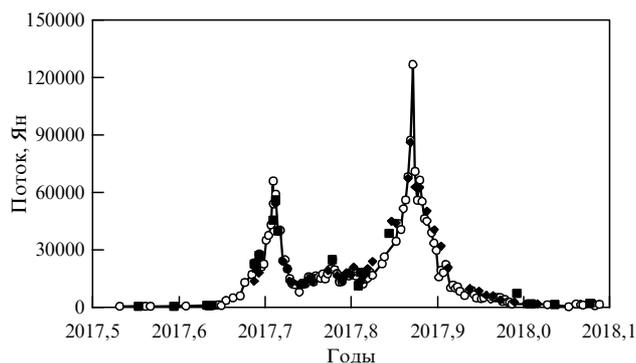


Рис. 7. Двойная вспышка мазерного излучения в источнике IRAS 18316-0602. Кружками обозначены данные РТ-22 Симеиз, квадратами — данные HartRAO, ромбами — данные Торунь.

нение феномена вспышки эффектом диаграммы направленности излучения. Поэтому, от такой гипотезы, объясняющей переменность плотности потока излучения мазера водяного пара, следует отказаться.

Отличительной особенностью последних гигантских вспышек в IRAS 18316-0602 являются также их длительности, которые ощутимо меньше длительности двух первых вспышек (рис. 6). Суммарная длительность двойной вспышки 2017–2018 гг. и вспышки конца 2016 г. (15 месяцев) соизмерима с длительностью вспышки 2010–2011 гг. Если источник вспышек один и тот же, то это может быть связано с тем, что в первых двух супервспышках частота съёма данных чрезвычайно низкая. Вспышка 2010–2011 гг. обозначена семью точками, а 2002 г. — всего тремя. При такой скважности наблюдений, когда сбор данных осуществлялся с интервалами в 2–3 месяца, визуально может сложиться впечатление, что мы имеем дело со слившимися несколькими вспышками, когда процессы дезактивации мазера уступали место процессам его активации между съёмом данных (см. рис. 6). Впрочем, не исключена вероятность того, что мощные вспышки мазера водяного пара в IRAS 18316-0602 происходили с 2002 г. с нарастающей амплитудой в соответствии с соотношением (16) и активировались разными источниками.

Гигантская вспышка мазера водяного пара в G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602), произошедшая в сентябре 2017 г. – феврале 2018 г., была четвёртой по счёту и самой мощной за всё время наблюдения источника. Выполненный детальный по времени мониторинг плотно-

сти потока во время вспышки позволяет сделать важные выводы, связанные с анализом формы вспышки.

Форма вспышек не симметричная. Склоны двойной вспышки указывают на то, что их можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью (рис. 7). Экспоненциальная форма кривой плотности потока мазера служит важнейшим признаком состояния мазера во время вспышки — он работает в ненасыщенном режиме, когда усиление мазера возрастает экспоненциально с ростом скорости накачки [96].

Форма центральной части мазерной линии вблизи максимальной фазы (снижающейся до 50 кГц) свидетельствует в пользу однокомпонентного источника, ответственного за основную долю увеличения плотности потока. Образцы записей линии водяного пара в IRAS 18316-0602 вблизи максимумов первой и второй вспышек 2017–2018 гг. показаны на рис. 8.

На склонах вспышек ниже 20 тысяч Ян становится очевидным, что объект, излучающий линию водяного пара, не является однокомпонентным, скорее состоит как минимум из двух составляющих, одна из которых активизируется в меньшей степени. Пример записи линии во вспышках до уровня 20 кЯн приведён на рис. 9.

На рисунке 7 (построенного как и все последующие рисунки по максимумам плотности потока излучения в линии) чётко просматривается вторая составляющая вспышки, имеющая колоколообразную форму. Полная длительность этой составляющей — 4 месяца. Её начало было в первых числах сентября 2017 г. Окончание этой составляющей вспышки — конец 2017 г. Амплитуда составляющей вспышки (20 кЯн) превышает амплитуду вспышек 2002 г. и 2010–2011 гг. в соответствии с выражением (1). Поэтому, можно сделать вывод, что источник с колоколообразной формой вспышки 2017–2018 гг. в IRAS 18316-0602 идентичен тому, который был во вспышках 2002 г. и 2010–2011 гг., но амплитуда вспышки (20 кЯн) в полтора–два раза больше амплитуды вспышки 2010–2011 гг.

Ясно также, что узкая двойная экспоненциальная вспышка мазерного излучения 2017–2018 гг., как и вспышка конца 2016 г., имеет отличную природу от вспышек 2002 г. и 2010–2011 гг. Это чётко просматривается на нашей двойной вспышке, которая совместила в себе оба источника всех предыдущих вспышек. Дополнительной отличительной особенностью вспышки 2017–2018 гг. является её двойственная природа.

Как и в случае вспышки 2016 г. [Е.Е. Лехт, М.И. Пашенко, Г.М. Рудницкий, А.М. Толмачёв *АЖ* 95 (3) 224

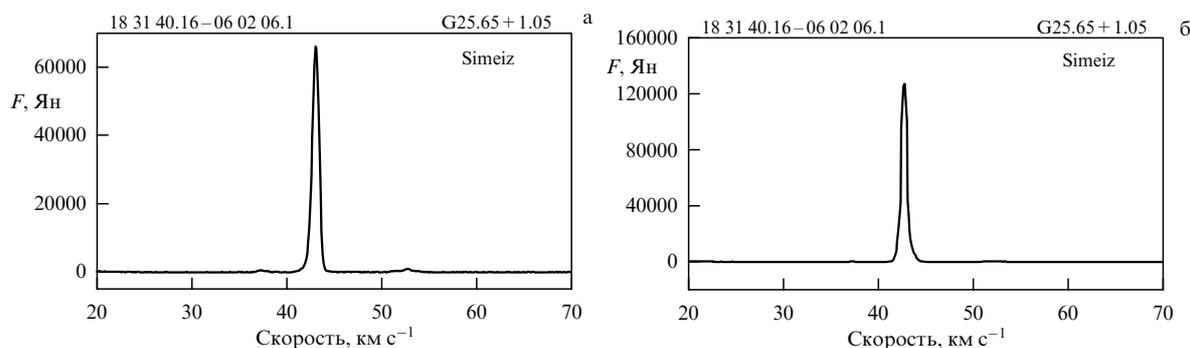


Рис. 8. Образец записи линии водяного пара в G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602) в максимуме: (а) первой вспышки, (б) второй вспышки (2017–2018 гг.).

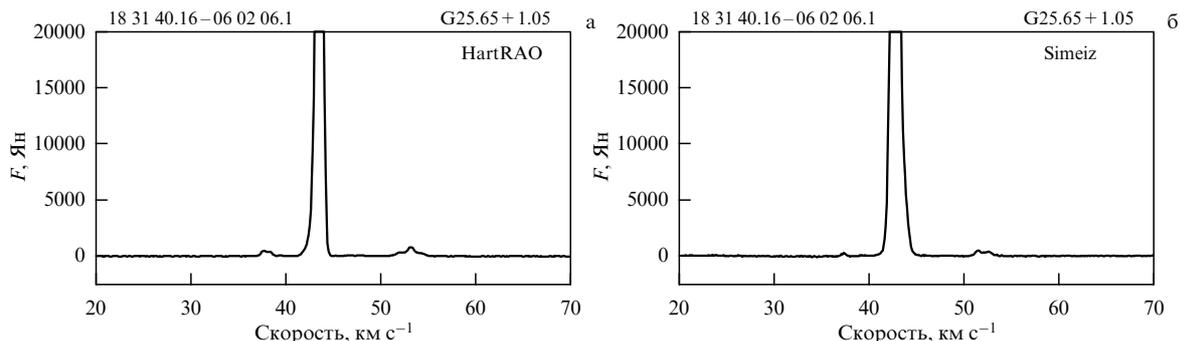


Рис. 9. Образец записи линии водяного пара в G25.65+1.05 (IRAS 18316-0602) в максимуме первой (а) и второй (б) вспышки 2017–2018 гг. до уровня 20 кЯн.

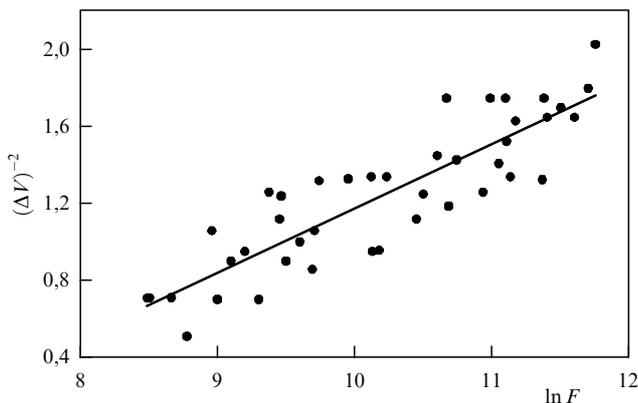


Рис. 10. Зависимость ширины линии мазера водяного пара от потока во время вспышки в G25.65+1.05 (IRAS 18316-0602) в сентябре 2017 г. – феврале 2018 г.

(2018)] в рассматриваемой нами вспышке в 2017–2018 гг. наблюдается зависимость ширины линии от амплитуды вспыхивающего явления.

В координатах  $(\ln F, \Delta V^{-2})$  эта зависимость представлена на рис. 10, где  $F$  — плотность потока в максимуме линии в Янских, а  $\Delta V$  — ширина линии на уровне 0,5 в км с<sup>-1</sup>. Экспериментальные данные нанесены точками. График аппроксимирован прямой линией. В максимуме активности линия строго симметричная и идеально описывается гауссианой.

Это также показывает, что мазер находится в ненасыщенном состоянии. Данные, однако, не носят ярко выраженного характера. Сходные результаты были получены и для гигантской вспышки в Orion KL [97, 98], где было сделано заключение о том, что мазер находится в ненасыщенном состоянии вплоть до почти максимальной амплитуды вспышки.

Следует также отметить, что лучевая скорость мазерной линии двух разных рассмотренных составляющих вспышки 2017–2018 гг. практически одна и та же и равна около 42,8 км с<sup>-1</sup>. Значит, зоны излучения должны находиться на близком расстоянии. Близкие мазерные глобулы излучают мазерную линию на близких лучевых скоростях, но характеристика изменения амплитуды линий различная. Не очень понятно, как единый внешний источник накачки мазера может работать таким различным способом? По-видимому, объяснение следует искать в различии характеристик мазерных глобул, которые излучают различным способом, создавая различие в амплитуде и длительности вспышки.

Гигантская амплитуда вспышки (около 130 кЯн) и расстояние до источника (12,5 кпк) делают киломазер IRAS 18316-0602 самым мощным в нашей Галактике. Как и в случае W49, для обеспечения наблюдаемой инфракрасной светимости как первичный источник энергии необходима одиночная звезда не ниже класса O5 даже, возможно, O4. Кратные звёзды в центре туманности также могут обеспечить наблюдаемую инфракрасную светимость с классом самой массивной звезды O5. Это одни из самых массивных звёзд в Галактике.

#### Измерение линейной поляризации в IRAS 18316-0602.

В соответствии с принятой методикой наблюдений 17 сентября 2017 г. в фазе первого максимума двойной вспышки объекта IRAS 18316-0602 была измерена его линейная поляризация в линии водяного пара. При каждом повороте плоскости поляризации поляризатора на фиксированный угол выходной сигнал радиометра интегрировался в течение 3 мин при помощи спектр анализатора. Наблюдения проводились в меридиане, поэтому полученный позиционный угол максимума амплитуды соответствует позиционному углу линейной поляризации в источнике, который равен  $-22^\circ$ .

Значение величины линейной поляризации, вычислялось по формуле:

$$P\% = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}, \quad (17)$$

где  $P_{\max}$  — максимальное значение плотности потока в линейной поляризации,  $P_{\min}$  — минимальное значение плотности потока в линейной поляризации,

Максимальное значение величины линейной поляризации составило величину около 30 %, что почти вдвое меньше в сравнении с максимальными значениями величин линейно поляризованного потока излучения во время мощных вспышек в таких известных киломазерах, как W49 и Orion KL. Так в Orion KL во время гигантской вспышки мазера водяного пара в 1980 г. процент линейной поляризации достигал почти 60 % [99, 100]. Линейный рост процента поляризации с увеличением плотности потока мазера H<sub>2</sub>O в сотни раз до указанного уровня во вспышке 1980 г. является индикатором ненасыщенного мазера, действовавшего в Orion KL, при котором преобладает стимуляция скорости излучения, и усиление мазера возрастает экспоненциально со скоростью накачки [96]. С ростом плотности потока во вспышке 1980 г. от 10<sup>6</sup> Ян до максимального значения 2,2 × 10<sup>6</sup> Ян процент поляризации остаётся неизменным. В этом

случае усиление мазера растёт линейно со скоростью накачки, и мазер становится насыщенным.

В случае источника IRAS 18316-0602 во вспышке 2017–2018 гг. процент линейной поляризации вдвое меньше, чем в Orion KL во время супервспышки 1980 г. Поэтому, естественно предположить, что мазер во время вспышки сентября 2017 г. – февраля 2018 г. в источнике IRAS 18316-0602 находился в ненасыщенном состоянии. Это является дополнительным аргументом в пользу ненасыщенного состояния мазера водяного пара в IRAS 18316-0602 в дополнение к экспоненциальной форме кривой изменения плотности потока.

Кроме того, свидетельством в пользу ненасыщенного состояния мазерного усиления служит поведение ширины линии мазера водяного пара. Согласно модели профиля линии мазера, предложенной в работе [101], в случае ненасыщенного мазера ширина линии уменьшается с увеличением плотности потока по закону:

$$\log P = A + B\Delta\nu^{-2}, \quad (18)$$

где  $P_{\max}$  — значение плотности потока вспышки,  $\Delta\nu$  — ширина линии мазера водяного пара в процессе вспышки. Наблюдательные данные не противоречат этому соотношению, но точность не позволяет сделать однозначные выводы.

Таким образом, во время двойной гипервспышки мазера водяного пара в IRAS 18316-0602 в 2017–2018 гг. мы имеем основные условия существования ненасыщенного мазера. Во время возрастания плотности потока излучения наблюдается его экспоненциальный рост [102, 103]. Это происходит как для первой, так и для второй вспышек. Затем происходит экспоненциальный спад потока, также, в обеих вспышках. Измерен не очень высокий процент линейной поляризации в максимуме плотности потока вспышки.

#### Интерферометрические наблюдения.

Интерферометрические эксперименты по наблюдению IRAS 18316-0602 были выполнены в сентябре 2017 г. в виде серии 6 последовательных ежедневных сессий на интерферометре, в состав которого вошли три 32-м радиотелескопа РСДБ-комплекса "Квазар-КВО" и 22-м радиотелескоп — РСДБ станция Симеиз [103]. В РСДБ наблюдениях начало полосы было установлено на частоту 22229 ГГц, длительность сканов исследуемого источника составляла 20 минут. В качестве калибратора был выбран источник 3C454.3, который наблюдался сканами по 5 или 20 минут в начале, в середине и в конце сеанса. Корреляционная обработка данных РСДБ наблюдений проводилась на программном корреляторе DiFX 2.4.1 в ИПА РАН на гибридном блейд-серверном кластере. На рисунке 11 приведена карта, полученная 27 сентября 2017 г., когда источник находился в фазе после прохождения первого из двойных максимумов плотности потока излучения.

На приведённой карте 1 мс дуги соответствует линейному масштабу около 20 а.е. Данный масштаб получен из расчёта того, что расстояние до источника составляет 12,5 кпк. При таком разрешении трудно рассчитывать на выделение отдельных глобул, но общая картина распределения излучения данной области просматривается достаточно чётко. Видна яркая центральная деталь, которую естественно связать с глобулой (или компактными глобулами), в которых произошла уникальная по своей

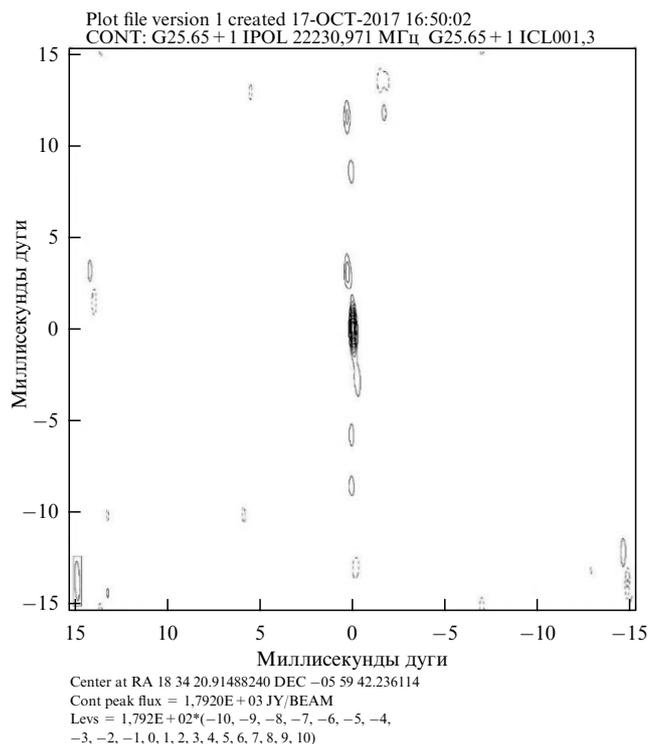


Рис. 11. Интерферометрическое изображение IRAS 18316-0602, полученное на базе "КВАЗАР-Симеиз" 27 сентября 2017 г.

мощности вспышка мазера водяного пара. Все остальные детали значительно уступают ей по амплитуде.

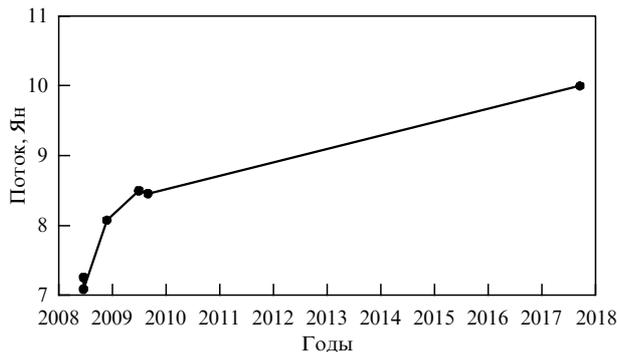
Реализованное разрешение не даёт возможности выделить две компоненты излучения, связанные с двумя разными по форме вспышками: одна из которых является центральной деталью на рис. 7, вторая — колоколообразной формы и меньшей амплитуды. Тем не менее, интерферометрические данные подтверждают наши выводы о том, что разные глобулы, ответственные за разные части формы вспышки, близки друг к другу и находятся в компактной области. Полученные данные не противоречат результатам наблюдений других выдающихся галактических источников мазерного излучения, по которым компактные области Н II имеют размеры  $l_{\text{НII}} \approx 10^{16}$  см [103]. Следовательно, молекулярные диски, где могут располагаться мазерные глобулы, имеют размеры порядка  $l_{\text{disc}} \approx 10^{17}$  см ( $\approx 10^4$  а.е.) и более.

Можно сделать вывод, что интерферометрические данные, полученные во время вспышки мазера водяного пара в IRAS 18316-0602, подтверждают наличие компактных глобул, ответственных за мощнейший подъём плотности потока излучения в этом источнике.

*Субмиллиметровые данные, полученные в связи с наблюдением мазера водяного пара в IRAS 18316-0602.*

Наблюдения галактического источника G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602) были проведены на длине волны 870 мкм вблизи максимума первой вспышки мазера водяного пара 15–16 сентября 2017 г. при благоприятных погодных условиях на большой болометрической камере "APEX" [103].

Оптимизация фокуса телескопа была выполнена с использованием планеты Сатурн, поправки наведения определены по ближайшему точечному источнику J1743-038. Как калибраторы потока были использованы



**Рис. 12.** Долговременные изменения плотности потока излучения G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602) на длине волны 870 мкм, полученные на большой болометрической камере "АРЕХ".

Сатурн, горячее молекулярное ядро G34.26 + 0.15 и G10.62-0.38. Два из этих галактических источников наблюдались оба дня перед G25.65 + 1.05 и после него.

Долговременные изменения плотности потока излучения G25.65 + 1.05 на длине волны 870 мкм показаны на рис. 12. За время наблюдений за этим источником, с 2008 по 2018 гг. спектральная плотность потока возросла на 40 % — с 7 Ян до 10 Ян. Половина из этого подъёма произошла ко времени начала вспышки 2010 г. (до 8,5 Ян), вторая половина (до 19 Ян) зафиксирована во время первой (двойной) вспышки 2017 г. (15–16 сентября 2017 г.).

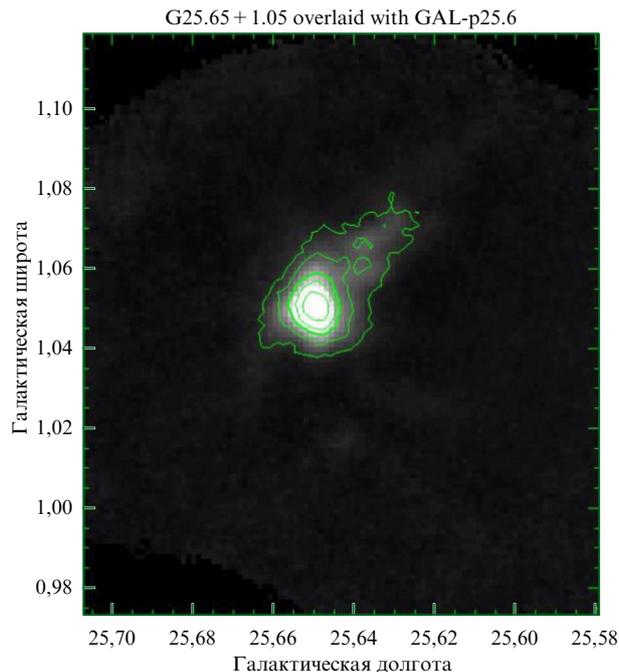
Субмиллиметровый поток источника, который является продолжением ИК-излучения, изменился во время вспышек мазера водяного пара на десятки процентов. Данный наблюдательный факт может свидетельствовать в пользу того, что первичным источником активности может быть центральная массивная звезда, скрытая от нашего взора гигантским поглощением в оптическом диапазоне длин волн, которое может составлять даже сотни звёздных величин.

Важным является вопрос, предшествовал ли подъём субмиллиметрового потока началам вспышек мазеров водяного пара? Судя по графику на рис. 12 — да. Мы видим, что к началу 2010 г. поток уже возрос до уровня 8,5 Ян и достиг некоторого локального максимума. С этого момента началась вспышка мазера водяного пара 2010–2011 гг. К сожалению, данные субмиллиметровых наблюдений отсутствуют далее до сентября 2017 г., когда произошла мощнейшая вспышка, в максимуме которой спектральная плотность субмиллиметрового потока уже составляла 10 Ян.

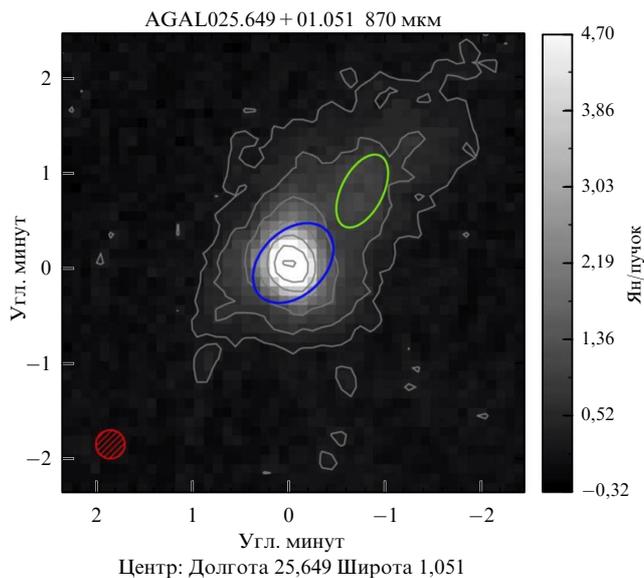
Таким образом, можно резюмировать, что подъём субмиллиметрового потока излучения, а с ним, возможно, и ИК-потока связан со вспышками мазерного излучения, сопровождая его, или даже опережая эти вспышки.

На рисунке 13 показана карта источника G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602), полученная с большой болометрической камерой в сентябре 2017 г. во время вспышки мазерного излучения.

На рисунке 14 показана карта G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602), полученная как фрагмент каталога ATLASGAL. Разрешение карты дано красным кружком в левом нижнем углу рисунка. Размеры источника и его ориентация определяются голубым эллипсом. Зелёным цветом обозначена локализация других источников, найденных в обзоре галактической плоскости. Размеры изображе-



**Рис. 13.** Изображение G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602), полученное на длине волны 870 мкм с большой болометрической камерой "АРЕХ".



**Рис. 14.** Изображение G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602) из каталога ATLASGAL.

ния  $5 \times 5$  угловых минут. Точность координат в каталоге не позволяет сравнить координаты источника с интерферометрическими положениями. Совпадение координат можно констатировать на уровне нескольких угловых секунд. Это соответствует десяткам тысяч а.е. с учётом расстояния до G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602).

На рисунке 15 приведено изображение G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602), полученное в среднем участке инфракрасного диапазона с использованием IRAC полосовых фильтров (3,5, 4,6, 5,8, 8,0 мкм). Данные взяты из GLIMPSE Legacy Project. Разрешение изображения показано красным кружком в левом нижнем углу рисунка. Источник расположен в центре карты. В пределах оши-

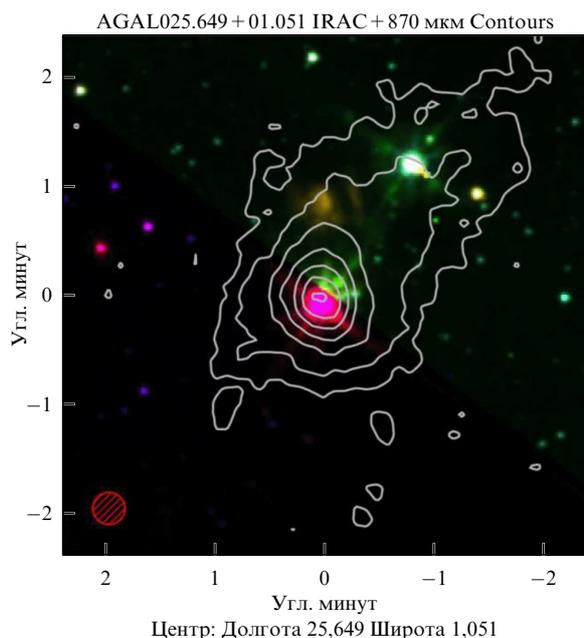


Рис. 15. Изображение G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602) в среднем участке инфракрасного диапазона (3,5, 4,6, 5,8, 8,0 мкм).

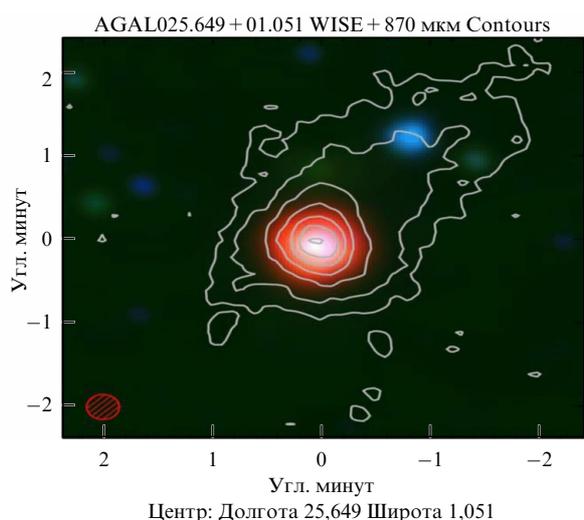


Рис. 16. Изображение G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602) в среднем участке инфракрасного диапазона (3,4, 4,6, 12, 22 мкм).

бок координат положения субмиллиметрового и ИК-источников совпадают, что не противоречит физическим условиям, которые реализуются в молодых галактических объектах.

На рисунке 16 — изображение G25.65 + 1.05 (IRAS 18316-0602), полученное в среднем участке инфракрасного диапазона с использованием IRAC полосовых фильтров (3,4, 4,6, 12, 22 мкм). Данные получены из GLIMPSE Legacy Project. Разрешение изображения показано красным кружком в левом нижнем углу рисунка. Источник расположен в центре карты. Карты, полученные в ИК-диапазоне, соответствует друг другу.

### 3.4. Киломазер в W51M

W51 расположен в Гигантском молекулярном облаке (GMC) спирального рукава Стрельца Млечного Пути [104]. Среди гигантских молекулярных облаков это одно

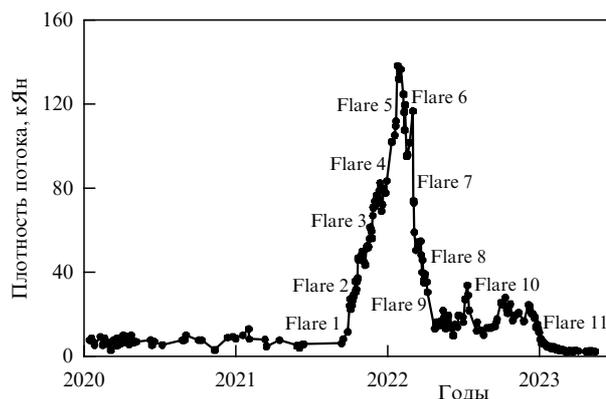


Рис. 17. Мощное явление вспышки водяного мазера около  $60 \text{ км с}^{-1}$ . Отдельные вспышки пронумерованы.

из немногих с массой более  $10^6 M_{\odot}$  [105]. При картировании в непрерывном спектре W51 имеет сложную структуру. Наблюдения с высоким разрешением в пределах секунды дуги выявили три отдельных компонента: W51 IRS1, W51 Main и W51 IRS2. Расположение этих структур с их частями в различных диапазонах длин волн показано в [106]. Наблюдения выявили присутствие ряда сформированных звёзд O и массивных протозвёзд, связанных с этими компонентами W51 [107, 108]. На основе тригонометрических измерений параллакса W51 Main/South была установлена его связь с гигантской областью H II, а расстояние до объекта составило около 5 кпк [109].

Результаты долговременного мониторинга водного мазера на детали вблизи  $60 \text{ км с}^{-1}$  в направлении W51 Main представлены на рис. 17. Интервалы сбора данных обычно составляли 1–2 дня за весь период наблюдений с 1 января 2020 г. по 7 июня 2022 г. [110]. Вспышечное явление было самым мощным за всю историю наблюдений источника, как по продолжительности, так и по значениям плотности потока. По мощности излучения этот источник находится на одном уровне с галактическим киломазером W49N, если учитывать амплитуду явления, равную 140 кЯн, и расстояние до W51. Таким образом, можно предположить, что в Галактике обнаружен новый киломазер.

Сложное вспышечное явление состояло из множества отдельных коротких вспышек, частично перекрывающихся друг друга во времени. Основная вспышечная активность продолжалась полтора года с сентября 2021 г. по февраль 2023 г. Многочисленные вспышки, формирующие общую картину явления, по всей видимости, возникли в мазерном скоплении, размеры и плотность мазерных пятен в котором весьма впечатляют. По предварительной скромной оценке, размер скопления составляет около 10–20 а.е. Это основано на предположении, что мазерные пятна имеют размер 0,5–1 а.е., что приводит к выводу о наличии в скоплении сотен мазерных пятен.

Осуществляя мониторинг наблюдений водного мазера с помощью одного радиотелескопа, мы можем регистрировать только изменяющиеся во времени плотности потока и лучевые скорости спектральных линий. Иными словами, мы фиксируем динамическую картину изменений спектра источника. Поэтому при проведении оптимального исследования необходимо использовать комплексный спектрально-временной метод. Нам необходимо одновременно анализировать данные монито-

ринга плотности потока и спектральные данные. Тогда становится возможным понимание динамики процессов, происходящих в активных центрах формирования мазеров.

Мощное вспыхивающее явление началось с резкого подъёма плотности потока водяного лазера. Это связано с появлением очень короткой Вспышки 1 длительностью всего несколько дней и амплитудой около 25 кЯн. Вспышки 1–5, каждая из которых последовательно экспоненциально увеличивалась по амплитуде, достигли максимума вспыхивающего явления. Все Вспышки 1–9, вероятно, возникли из мазерных пятен, расположенных в очень компактной области, поскольку они одновременно находились близко к лучу зрения наблюдателя. Казалось, что агент, инициировавший появление водяных мазеров, последовательно проходил через плотно "упакованные" в небольшой кластер мазерные пятна. Зная скорость распространения этого агента и длительность вспышки, мы можем определить размеры кластера и отдельных мазерных пятен независимым образом. Далее, в разделе обсуждения, мы попытаемся сделать приблизительные оценки этих величин.

Достигнув максимума, плотность потока вспыхивающего явления экспоненциально падает с каждой последующей Вспышкой 6–9 до уровня около 15 кЯн [110]. Далее вспыхивающее явление продолжается появлением отдельных коротких вспышек до февраля 2023 г., когда оно завершилось падением плотности потока до фонового значения в несколько кЯн. В последующий период вспыхивающего явления (сентябрь 2022 г. – февраль 2023 г.) наиболее значимыми были Вспышка 10 с амплитудой около 35 кЯн и Вспышка 11, достигшая амплитуды 30 кЯн и состоявшая из нескольких отдельных вспышек меньшей амплитуды и длительности (см. рис. 17).

Включение в анализ спектрального рассмотрения позволяет продвинуться в понимании физической картины генерации мазерного излучения [111]. Для лазера в ненасыщенном состоянии предсказываются как раз экспоненциальный рост и падение плотности потока во время вспышки, а также уменьшение ширины линии с ростом плотности потока [112]. Такая зависимость для Вспышек 1–5 показана на рис. 18. Зависимость линейна, если её представить в виде отношения обратной величины квадрата полуширины спектральной линии к логарифму плотности потока [113]. Её форма и наклон указывают на то, что короткие Вспышки 1–9, скорее всего, принадлежат водному лазеру в ненасыщенном состоянии. Полученные наклоны близки друг к другу и зависимость представляет собой практически единое целое за возможным исключением Вспышки 1. В этом случае диапазон изменения плотности потока составляет около 120 кЯн — от 20 до 140 кЯн. При этом ширины линий изменялись от 0,4 до 0,6 км с<sup>-1</sup>. Подтверждение ненасыщенного состояния водных мазеров для Вспышек 1–9 можно увидеть из мониторинга плотности потока, построенного в натуральных логарифмах плотностей потоков (рис. 18б).

Ещё один важный вывод заключается в том, что каждая предыдущая вспышка создаёт входную плотность потока для последующей, в дополнение к плотности потока, которую генерирует Вспышка 0 для всех Вспышек 1–9 (рис. 19). Вспышка 0 сверху перекрывается Вспышкой 5, поэтому внутри Вспышки 5 мы не увидим форму Вспышки 0. Видимые крылья Вспышки 0 позво-

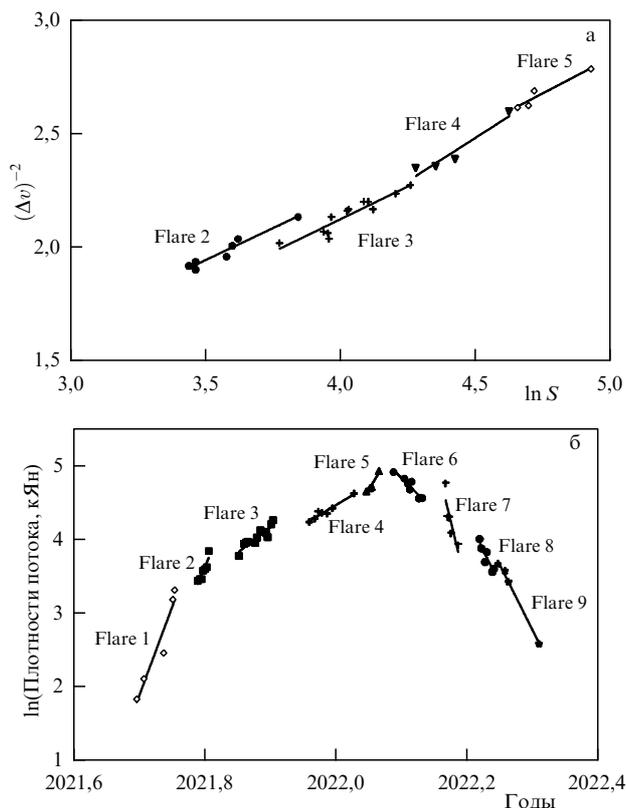


Рис. 18. (а) Зависимость между шириной спектральной линии в степени минус два  $(\Delta\nu)^{-2}$  км с<sup>-1</sup> и натуральным логарифмом плотности потока  $\ln(S)$  кЯн для Вспышек 1–5. (б) Мощное явление вспышки водяного лазера около 60 км с<sup>-1</sup>. Плотности потока Вспышек 1–9 нанесены в масштабе натуральных логарифмов.

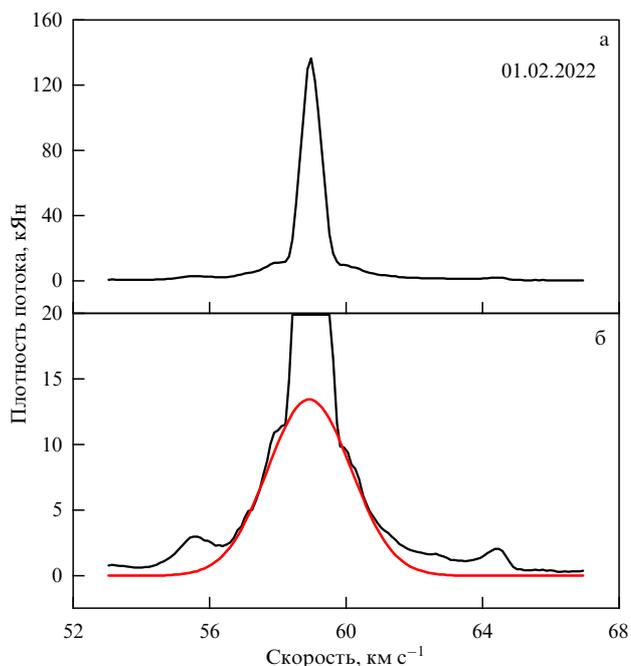


Рис. 19. Спектры особенностей вблизи 60 км с<sup>-1</sup> для Вспышки 5 (а) и Вспышки 0 вместе со Вспышкой 5 (б). Гауссова аппроксимация Вспышки 0 ((б), красная линия). Амплитуда Вспышки 5 на рис. б ограничена уровнем плотности потока 20 кЯн, при котором Вспышка 0 более отчётливо видна.

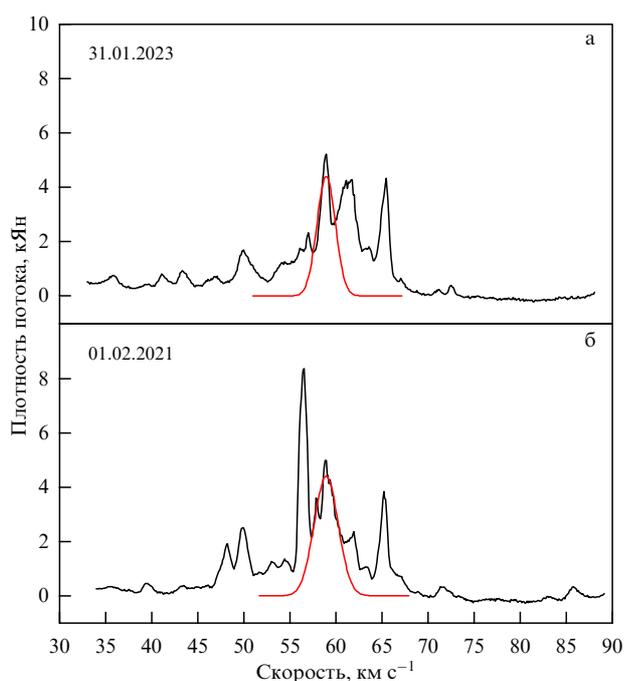
ляют построить её гауссову аппроксимацию и не более того. Всё это говорит о том, что для появления сверхмощных вспышек водяного лазера требуются очень большие входные плотности потока в мазерные конденсации, в которых эти вспышки происходят. Это значит, что входные плотности потока в каждую мазерную конденсацию формируются не только длинной Вспышкой 0, но и всеми предыдущими вспышками для всех последующих вспышек, которые частично перекрывают друг друга. Кроме того, поскольку даже только Вспышка 0 имеет плотность потока около 15 кЯн, даже это очень высокая плотность потока. Таких больших входных потоков мы ещё не видели ни в одном мазерном источнике.

Длительная Вспышка 11, длившаяся с августа 2022 г. по январь 2023 г., представляла собой набор из нескольких (3–4) субвспышек, первая из которых имела амплитуду более 30 кЯн. После окончания Вспышки 9 наблюдается достаточно высокий уровень мазерной активности не ниже 13 кЯн, ниже которого плотности потоков Вспышек 1–10 не опускались [110].

Полуширина спектральной линии Вспышки 0 составляет около  $3,0 \pm 0,2$  км с<sup>-1</sup>. Формула для выражения значения кинетической температуры приведена в [112]:

$$T_{k, H_2O} = \frac{\Delta v_{H_2O}^2 m_{H_2O} c}{8k \ln 2}, \quad (19)$$

здесь  $\Delta v_{H_2O}^2$  выражено в (км с<sup>-1</sup>)<sup>2</sup>,  $m_{H_2O}$  — масса молекулы воды,  $c$  — скорость света,  $k$  — постоянная Больцмана. Из неё следует значение  $T_{k, H_2O} \approx 3100 \pm \pm 200$  К. В погрешность входит неопределенность гауссового приближения. Таким образом, получено беспрецедентно высокое значение  $T_{k, H_2O}$  для мазерных вспышек за весь период наблюдения источника.



**Рис. 20.** Спектры особенностей вблизи 60 км с<sup>-1</sup> для Вспышки 0 и фоновых вспышек ((а) до явления вспышки и (б) после явления вспышки).

До и после вспышечного явления его спектральные характеристики менялись в основном за счёт уменьшения плотностей потоков компонент лучевой скорости отдельных вспышек (рис. 20). Вспышка 0 имеет значительно меньшую амплитуду, чем в максимуме. Падение амплитуды вспышки может быть связано с уменьшением плотности среды и/или степени ионизации. Это может происходить на краю мазерной конденсации, где плотность среды ниже. Сохранение высокого значения  $T_{k, H_2O}$  во время Вспышки 0 (более года) является очень важным результатом.

Полезно будет проанализировать динамику изменения лучевых скоростей вспышек, участвующих в создании и развитии вспышечного явления. Рассматривая рис. 19б и сравнивая его с рис. 20, можно увидеть, что отдельные вспышки на рис. 19 присутствуют и на рис. 20. Это касается и слабых вспышек вблизи частот 56, 60, 64 км с<sup>-1</sup> на рис. 17. Причём амплитуды этих вспышек даже не особенно уменьшились к концу вспышечного явления. Резюмируя ситуацию, можно отметить, что к концу вспышечного явления Вспышка 0 уменьшилась по амплитуде примерно в три раза. Это можно объяснить тем, что агент, инициирующий Вспышку 0, находился в это время на границе мазерного пятна, в котором происходит эта вспышка. Переходя в среду меньшей плотности, скорость ударных волн увеличивается, что приводит к повышению температуры среды ( $v \sim T^{1/2}$ ). Поэтому может стать очевидным некоторое расширение насыщенной мазерной характеристики.

Между спектрами Вспышки 0 до начала и после вспышечного явления прошло два года. Сходство параметров Вспышки 0 в этих двух случаях может указывать на то, что область возникновения Вспышки 0 может находиться за пределами мазерного скопления, где находятся мазерные пятна, ответственные за возникновение Вспышек 1–9. Эта область может представлять собой гало газа и пыли, в которое погружен диск, содержащий мазерное скопление. Если агент, ответственный за возникновение ударных волн, один и тот же, то при меньшей плотности среды и её больших размерах температура и насыщенность лазера будут выше. Учитывая, что Вспышка 0 присутствует в течение всего периода повышенной активности, который составляет около трёх лет, можно оценить размер газопылевого диска, в котором находятся мазерные конденсации, ответственные за Вспышки 1–9. При скорости агента, инициирующего водяные лазеры,  $10^2$  км с<sup>-1</sup>, получаем нижнюю границу для размера диска  $d_{\text{disk}} \approx 10^{15}$  см. Нижняя граница обусловлена тем, что наш мониторинг не начинался с начала повышенной активности водяного лазера. Важной особенностью Вспышки 0 является также то, что её скорость не изменилась за весь период наблюдений. Это косвенно подтверждает наше предположение о том, что источником этой особенности является протяжённое гало вокруг газопылевого диска.

На рисунке 21 показан дрейф частоты максимумов Вспышек 1–9. Ошибки значений максимумов частоты вспышек определялись в основном точностью подгонки гауссовых кривых к радиальным спектральным линиям и составили около 0,01 км с<sup>-1</sup> (треть разрешения по скорости). Полученная зависимость не противоречит физической картине, в которой источник, инициирующий мазерное излучение, достигает последовательно мазерных концентраций, расположенных во вращающемся

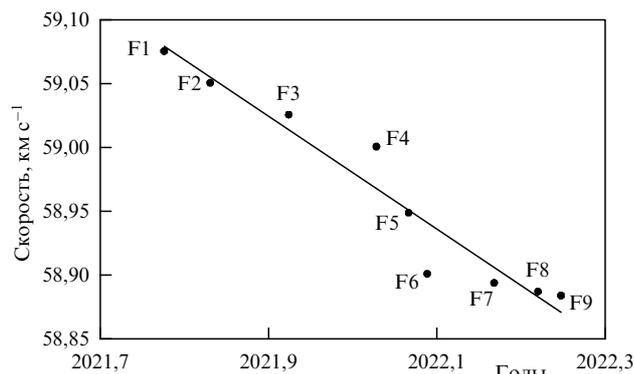


Рис. 21. Дрейф частот максимумов Вспышек 1–9.

газопылевым диске. Изменения частот максимумов вспышек происходят последовательно, без резких отклонений. Это можно объяснить также тем, что широкий фронт ударных волн распространяется под малым углом к линии, вдоль которой расположены водяные мазеры. Поэтому частичное перекрытие мазерных пятен друг другом находит естественное объяснение (см. рис. 17).

Известно, что вокруг молодых массивных звезд в областях активного звездообразования существуют газопылевые молекулярные диски с характерными размерами около  $10^{16}$  см, в которых располагаются мазерные пятна (сгущения) [114]. Например, согласно интерферометрическим картам радиус молекулярного диска в W49N равен  $\sim 2 \times 10^{16}$  см [115]. То же самое относится к W51 Main, представляющему собой очень плотное облако газа и пыли, включающее массивную ( $30M_{\odot}$  или более) молодую звезду O-класса с вращающимся и одновременно расширяющимся диском газа и пыли диаметром  $5 \times 10^{15} - 3 \times 10^{16}$  см [116]. Эта физическая картина W51 Main может соответствовать структуре и излучению водяного мазера вблизи особенности лучевой скорости  $60 \text{ км с}^{-1}$ , которую мы обнаружили в нашем исследовании явления гигантской вспышки.

Нашими исследованиями W51 Main установлено, что с учётом длительности коротких мощных вспышек в 7 суток на уровне половины плотности потока все 9 вспышек существуют около полугода [110]. При скорости распространения ударных волн, инициирующих водяные мазеры,  $10^2 \text{ км с}^{-1}$  и длительности Вспышек 1–9 раз по 250 суток мы имеем линейные размеры скопления мазеров около 10 а.е. При этом объём скопления мазеров может вмещать гораздо больше сгущений. При этом мы всегда подразумеваем, что источником первичного энерговыделения являются частично выброшенные оболочки двойных сверхмассивных звезд, вращающихся вокруг общего центра тяжести и находящихся в мощном приливном гравитационном взаимодействии друг с другом.

Если мазеры расположены на внешних частях газопылевого диска, то мы можем определить минимальный размер диска для деталей около  $60 \text{ км с}^{-1}$ , предположив, что масса центральной звезды составляет  $30M_{\odot}$ . Мы получаем значение размера диска, равное  $3,4 \times 10^{15}$  см. Это в 1,5 раза меньше, чем полученное из интерферометрических наблюдений для W51 Main Генцелем и др. [116]. Это говорит о том, что масса центральной звезды может превышать  $30M_{\odot}$ .

### 3.5. Модель первичного энерговыделения и оценка уровня потока гравитационных волн

Гигантские вспышки мазера водяного пара должны быть обеспечены мощными источниками первичного энерговыделения, приводящими к подъёму плотности потока излучения в линии в сотни раз. К таким инициаторам мазеров водяного пара следует отнести ИК-излучение молекулярного газопылевого облака, в которое погружены мазерные конденсации, и/или система мощных ударных волн, распространяющихся от центрального звёздного объекта. Источниками накачки также могут быть биполярные выбросы, которые возбуждают мазерные источники. При этом остаётся неясным, чем именно инициируется активность центральных звёздных объектов, среди которых могут быть как звезды поздних спектральных классов, типа T Tauri, так и массивные звезды ранних спектральных классов, находящихся на подступах к главной последовательности.

Существует ряд гипотез относительно механизмов инициации излучения в линии водяного пара в галактических источниках, которые связаны как с изменением температуры пыли, так и с плотностью фотонного потока, идущего от центрального источника.

Гигантские вспышки мазеров водяного пара в галактических киломазерах: Orion KL, W49, W51, IRAS 18316-0602, происходят редко, не чаще одного раза в 5–10 лет [102, 103, 110, 111]. Какие физические процессы инициируют эти вспышки, при которых плотности потоков излучения в линиях могут возрастать в сотни раз? Не вызывает сомнений, что основное энерговыделение в системе обеспечивается массивными звездами ранних спектральных классов, находящихся на стадии, предшествующей главной последовательности. Процесс формирования и эволюции таких звезд, как правило, скрыт от наших глаз из-за гигантского поглощения в оптическом диапазоне в направлении на такие звёздные комплексы. Спектры излучения в ИК-диапазоне имеют максимумы в далёкой инфракрасной области, что указывает на заметное поглощение в этом интервале длин волн. И только радиодиапазон позволяет разглядеть компактные H II области, свидетельствующие о наличии массивных звезд ранних спектральных классов, обеспечивающих ионизацию окружающего пространства вплоть до расстояний  $10^{18}$  см от центральной очень массивной звезды. Тем не менее, остаётся вопрос о том, единственная звезда ионизует окружающее пространство, или их несколько.

Известно, что около половины звезд в галактиках — двойные и кратные системы. Скорее всего, они сформировались в процессе эволюции газопылевого облака фрагментацией его на составные части. Принципиальным моментом такой ситуации является взаимодействие этих кратных систем в плане возможности инициации источников первичного энерговыделения в газопылевых облаках. Как такие источники приводят к гигантским вспышкам в киломазерах водяного пара?

Среди основных механизмов возбуждения мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  отмечаются радиационный и ударный механизмы. Первый обеспечивается посредством трансформации квантов центральной звезды в инфракрасный источник туманности, а второй — через систему ударных волн, проходящих сквозь среду, где расположены мазерные глобулы. При этом, остаётся вопрос, что собой представляют источники гигантского энерговыделения взрывным образом обеспечивающие такие мощные вспышки мазеров водяного пара?

Глядя на двойную вспышку мазера  $\text{H}_2\text{O}$  в IRAS 18316-0602 и вспыхнувшее явление в W51M, в процессе которых мазер находился в ненасыщенном состоянии, приходишь к мысли, что процесс такой активации мазера осуществлялся в течение месяца, после чего происходил экспоненциальный спад плотности потока излучения [102, 110]. Каким процессом могла осуществляться такая накачка молекул  $\text{H}_2\text{O}$  в изолированной мазерной глобуле? На то, что глобула была единственной, указывает факт наличия узкой линии излучения на фиксированной частоте. Такие параметры излучения в линии должны обеспечить высокая плотность глобулы, её значительная масса и большой перепад температуры, сохраняющийся в течение заметного промежутка времени порядка одного месяца. Назвать физический процесс, приводящий к изменению характеристик мазерной глобулы с сохранением ненасыщенного состояния мазера в течение десятков дней и заканчивающийся так же неожиданно, как и начавшись, по-видимому, не так-то просто.

Мощный звёздный ветер, скорее всего, не может быть источником такого первичного энерговыделения из-за низких значений своих энергетических характеристик. Частичные многократные сбросы оболочек звезды в принципе могут обеспечить энергетику процесса. Так, при скорости перемещения сброшенной оболочки  $v \approx 5 \times 10^7 \text{ см с}^{-1}$  ( $500 \text{ км с}^{-1}$ ), за месяц она переместится на расстояние  $l \approx 1,5 \times 10^{14} \text{ см}$  (10 а.е.), что существенно превышает размеры мазерных глобул. Следовательно, чтобы мазерная глобула находилась в активированном состоянии, необходимо иметь размеры сброшенной оболочки около 10 а.е. Возможно, скорость сброса оболочки даже ниже. Отметим, что при взрывах сверхновых скорость движения вещества может достигать значений  $v \approx 10^9 \text{ см с}^{-1}$ . Таким образом, рассмотренный механизм активации мазерного излучения весьма вероятен.

Механизм аккреции не очень подходит из-за того, что последние вспышки конца 2016 г. и 2017–2018 гг. в IRAS 18316-0602 по длительности похожи между собой, и представить такую регулярную аккрецию просто не логично.

Предлагались, также, модели горячего плотного материала во вращающемся аккреционном диске [117] или пульсационно нестабильные массивные звёзды [118]. При этом, за предполагаемую периодичность могут быть ответственны сталкивающиеся звёздные ветры двойных звёзд [119].

В наблюдаемом нами источнике действительно просматривается некий квазирегулярный процесс, как по длительности вспышки, так и по интервалам между вспышками. Вспышки в IRAS 18316-0602, произошедшие в 2002–2003 гг., 2010 г. и в конце 2016 г. — (2017–2018 гг.) не исключают наличие квазипериода взрывной активности примерно в 7 лет.

Кроме всего прочего, имеется возможность существования двойных вспышек. Кроме двойной вспышки в IRAS 18316-0602 (2017–2018 гг.) двойная вспышка, возможно, наблюдалась в Orión KL в 1979–1980 гг. [120] и каскад вспышек наблюдался в W51M [110].

Перечисленные соображения приводят к мысли о том, что источником такой квазипериодической активности могут быть тесные кратные массивные звёздные системы. В частном случае это могут быть тройные звёзды. Квазипериод определяется временной стабильностью системы, в которой третье тело и сам аккрецион-

ный диск нарушают условие гармоничности и, следовательно, стабильности периода вспышек.

Оценим параметры орбиты компаньонов системы для достижения наблюдаемых характеристик вспышек мазера водяного пара в IRAS 18316-0602 [102, 103]. Используя законы небесной механики можно показать, что для массивной центральной звезды массой  $30M_\odot$  в паре с менее массивным объектом, находящимся на эллиптической орбите с полуосью в 25 а.е., период обращения вокруг общего центра тяжести составит около 8 лет. Именно такой квазипериод между гипертвспышками мазера водяного пара в системе IRAS 18316-0602 как раз и наблюдается. В периастре системы происходит мощное гравитационное возмущение очень массивной центральной звезды, приводящее к частичному сбросу её оболочки.

Сброшенная оболочка, достигая аккреционного диска, где расположены мазерные глобулы, создает мощную систему ударных волн, что приводит к взрывному повышению температуры в мазерной глобуле и её плотности. В связи с этим наблюдается экспоненциальный рост накачки мазера в течение всего времени прохождения оболочки. После окончания активации мазера происходит экспоненциальное падение плотности потока излучения за счёт падения плотности пара  $\text{H}_2\text{O}$ , температуры и плотности вещества мазерной глобулы.

Вопрос возможности излучения гравитационных волн (ГВ) от тесных двойных звёздных систем (ТДЗС) поставлен впервые, и основывается на имеющихся новых экспериментальных данных и полученной детальной информации, касающейся мазерного излучения, возникающего в плотных массивных газопылевых комплексах [110, 121].

Одним из эффективных механизмов повышения плотности среды является воздействие звёздного ветра. В этом случае мазерные источники  $\text{H}_2\text{O}$  являются местами взаимодействия звёздного ветра формирующейся звезды с газовыми сгустками в её оболочке. В любом случае, первичным источником выделения энергии в системе является тесная массивная двойная звезда, движущаяся по эллиптическим орбитам вокруг общего центра тяжести. Во время периастра системы усиливающиеся гравитационно-приливные взаимодействия между звёздами могут приводить к выбросу частей их оболочек в космос. Это может привести к мощному звёздному ветру, приводящему к вспышкам водяных мазеров, расположенных в газопылевом диске вокруг двойной системы.

Центральная звезда ( $\approx 30M_\odot$ ) может иметь компаньона с массой в десятки масс Солнца. При гравитационно-приливных взаимодействиях друг с другом в периастре системы оболочки той или иной звезды могут выбрасываться в окружающее пространство [122]. Сверхзвуковая ударная волна распространяется по газопылевому диску, содержащему мазерные конденсации. В этом случае массивные ТДЗС могут быть ответственны за гигантские вспышки водяных мазеров в таких галактических киломазерах, как W49N и W51 Main.

Если в зоне активного звездообразования находятся ТДЗС, то можно оценить уровень гравитационных волн, исходящих от них, предположив, что они находятся в фазе, близкой к слиянию. Эти системы могут излучать гравитационные волны [123]. Мощность ГВ от этих объектов и плотность потока  $S_{\text{Earth}}$  у поверхности Земли со-

ставляют:

$$\frac{dE}{dt} = L = \left\{ \frac{32G^4 m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2)(1 + 3,5e^2 + 1,4e^4)}{5c^5 a^5 (1 - e^2)^{1/2}} \right\} \text{ эрг с}^{-1}, \quad (20)$$

$$S_{\text{Earth}} = \frac{L}{4\pi} R^2. \quad (21)$$

Здесь  $L$  — светимость (мощность излучения),  $S_{\text{Earth}}$  — плотность потока у поверхности Земли,  $m_1$  — масса центральной звезды,  $m_2$  — масса спутника,  $e$  — эксцентриситет,  $a$  — большая полуось орбиты,  $c$  — скорость света,  $R$  — расстояние от источника до Земли.

Для получения конкретных числовых значений можно принять  $R_{W51} = 5$  кпк,  $m_1 = m_2 = 30M_{\odot}$ ,  $e = 0,7$ ,  $a = 5 \times 10^{11}$  см. Тогда будем иметь:  $dE/dt_{W51} \approx 2,2 \times 10^{36}$  эрг с<sup>-1</sup>. Это даёт значение плотности потока на поверхности Земли:  $S_{W51, \text{Earth}} \approx 0,9 \times 10^{-9}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Это вполне соизмеримо с расчётным значением плотности потока ГВ на поверхности Земли от такого известного источника, как OJ287. Необходимо учитывать разницу в расстояниях между W51 Main и OJ287:  $R_{\text{OJ287}} \approx 3,3 \times 10^{27}$  см,  $m_1 \approx 10^{10}M_{\odot}$ ,  $m_2 \approx 10^8M_{\odot}$ ,  $e \approx 0,7$ ,  $a \approx 10^4$  а.е. Получаем значение плотности потока ГВ от OJ287 у поверхности Земли  $S \approx 0,7 \times 10^{-9}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> [124].

Следовательно, чтобы иметь сопоставимые плотности потока вблизи Земли от W51 Main и OJ287, компаньоны в W51 должны находиться очень близко друг к другу и находиться на расстоянии около десяти звёздных радиусов. Такие двойные массивные звёздные системы действительно находятся на стадии эволюции, близкой к их слиянию. Потеря энергии для киломазера G25.65 + 1.05 за счёт излучения ГВ составит  $\approx 2,3 \times 10^{34}$  эрг<sup>-1</sup>, и таким образом на поверхности Земли плотность потока ГВ от объекта составит  $\approx 0,5 \times 10^{-11}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> [121]. Это на два порядка меньше уровня ГВ от самых ярких АЯГ [124–129]. Однако в Галактике есть области активного звездообразования ближе к Земле, чем W51 Main. Например, W3 и множество других [130–132]. Поэтому обнаружение ГВ от ТДЗС является актуальной задачей.

Получен важный вывод о том, что галактические массивные ТДЗС, наряду со сверхмассивными чёрными дырами, такими как OJ287, перспективны для обнаружения от них гравитационных волн в диапазоне  $\approx 10^{-6} - 10^{-7}$  Гц с помощью IPTA (International Pulsar Timing Array) — это детектор гравитационных волн, работающий на этой низкой частоте и обладающий высокой чувствительностью, необходимой для регистрации столь низких значений плотностей потоков [133]. Это открывает новые широкие возможности для дальнейшего исследования гравитационных волн с целью их экспериментального обнаружения.

### 3.6. Выводы

1. На радиотелескопе РТ-22 открыто явление гигантских мазерных вспышек водяного пара в галактических источниках. Обнаружены два киломазера: IRAS 18316-0602 и W51 Main, один из которых IRAS 18316-0602 признан самым мощным в Галактике. Это открытие вошло в ежегодный доклад Российской академии наук Президенту Российской Федерации как один из наиболее значимых результатов в области астрофизики за 2019 г. Подобные результаты были получены в мировой практике впервые.

2. Выполнен длительный мониторинг галактических киломазеров IRAS 18316-0602 (G25.65 + 1.05) и W51 M в линии водяного пара (переход  $6_{16} - 5_{23}$ , частота линии  $f = 22,235$  ГГц) с использованием радиотелескопа РТ-22 КраО. Уникальная двойная вспышка 2017–2018 гг. в источнике IRAS 18316-0602 продемонстрировала экспоненциальный рост плотности потока излучения, что свидетельствует о ненасыщенном состоянии мазеров в течение всей вспышки. Это подтверждается также сравнительно низкой степенью линейной поляризации ( $\sim 30\%$ ).

3. В источнике W51 Main наблюдалось беспрецедентное по амплитуде и продолжительности вспыхивающее явление, обусловленное наложением нескольких мощных коротких Вспышек 1–9 на более продолжительную, но менее мощную Вспышку 0. Последняя имела широкую спектральную линию, характерную для насыщенного мазера, в то время как короткие вспышки были обусловлены ненасыщенными мазерами с узкими линиями. Получены новые важные физические параметры вспышек водяного мазера W51 Main: состояния водяного мазера во время вспышек, их амплитуды, ширины мазерных линий, кинетические температуры H<sub>2</sub>O и наличие каскадного усиления водяного мазера, необходимого для возникновения мощных коротких вспышек.

4. Наблюдательные данные позволили установить, что наиболее мощные водяные мазеры создают совокупным излучением, идущим от нескольких ненасыщенных мазерных пятен на луче зрения наблюдателя, каждое из которых последовательно усиливает мазерное излучение, передавая его следующей мазерной конденсации, в результате чего возникает сверхмощное излучение. Мощные короткие вспышки располагаются поверх менее мощных, но более продолжительных. Широкие доплеровские спектральные линии менее мощных вспышек указывают на то, что их мазеры, скорее, находятся в насыщенном состоянии, тогда как мазеры более мощных вспышек с узкими линиями находятся в ненасыщенном состоянии. Полученная закономерность наличия каскадного усиления является новой и фундаментальной для объяснения физической природы усиления и излучения мазера.

5. Обнаружено, что для генерации мощных водяных мазеров необходимы плотности входного потока, превышающие несколько кЯн, что может указывать на высокую плотность мазерных пятен (до сотен единиц) в компактных скоплениях.

6. Предложена модель энерговыделения, согласно которой вспышки мазерного излучения связаны с гравитационными возмущениями в тесных двойных звёздных системах, особенно на стадии их слияния. В этом контексте мощные мазерные вспышки могут рассматриваться как потенциальные электромагнитные индикаторы генерации гравитационных волн в окрестностях массивных двойных систем.

**Благодарности.** В этом исследовании использовались данные из программы мониторинга радиотелескопа OVRO 40 м, которая частично финансируется грантами NASA NNX08AW31G, NNX11A043G, NNX14AQ89G и NSF, а также грантами AST-0808050 и AST-1109911. Оптические данные использовались из проекта спектрополяриметрического мониторинга обсерватории Стюарда, финансируемого грантами Fermi Guest Investigator NNX08AW56G, NNX09AU10G, NNX12AO93G и NNX15AU81G, а также из проекта мониторинга квазаров Штефана Карге (Stefan Karge) из Франкфурта.

## Список литературы

1. Sillanpää A et al. *Astron. Astrophys.* **305** L17 (1996)
2. Вольвач А Е и др. *Астрон. журн.* **84** 503 (2007); Volvach A E et al. *Astron. Rep.* **51** 450 (2007)
3. Volvach A, Volvach L, Larionov M *Galaxies* **11** (5) 96 (2023)
4. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Astron. Astrophys.* **648** A27 (2021)
5. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Astron. Astrophys.* **691** L9 (2024)
6. Вольвач А Е и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* (4) 100 (2024); Volvach A et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **51** 100 (2024)
7. Richards J L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **194** 29 (2011)
8. Wen L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **163** 372 (2006) DOI:10.1086/500648
9. Claudi R et al. *Commun. Asteroseismol.* **145** 53 (2004) DOI:10.1553/cia145s51
10. Lanza A F, Rodono M, Zappala R A *Astron. Astrophys.* **269** 351 (1993)
11. Barning F J M *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **17** 22 (1963)
12. Lomb N R *Astrophys. Space Sci.* **39** 447 (1976)
13. Scargle J D *Astrophys. J.* **263** 835 (1982)
14. Deeming T *Astrophys. Space Sci.* **36** 137 (1975)
15. Витязев В В *Анализ неравномерных временных рядов* (СПб.: Изд-во Санкт-Петербургского ун-та, 2001)
16. Roberts D H, Lehar J, Dreher J W *Astron. J.* **93** 968 (1987)
17. Horne J H, Baliunas S L *Astrophys. J.* **302** 757 (1986)
18. Roy A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **513** 5238 (2022)
19. Edelson R A, Krolik J H *Astrophys. J.* **333** 646 (1988)
20. Birks J B *The Theory and Practice of Scintillation Counting* (Oxford: Pergamon Press, 1964) DOI:10.1016/C2013-0-01791-4
21. Fujisawa K et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **51** 537 (1999)
22. Padovani P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **347** 1282 (2004)
23. Escudero Pedrosa J et al. *Astron. Astrophys.* **682** A100 (2024)
24. Вольвач А Е и др. *Астрон. журн.* **92** 168 (2015); Volvach A E et al. *Astron. Rep.* **59** 145 (2015)
25. Caproni A, Abraham Z *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 1218 (2004)
26. Aller M F et al., in *Variability of Blazars. Proc. of the Conf. in Honour of the 100th Anniversary of the Birth of Yrjö Väisälä* (Eds E Valtaoja, M Valtonen) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992) p. 126
27. Sillanpää A et al. *Astrophys. J.* **325** 628 (1988)
28. Shukla H, Stoner R E *Astrophys. J. Suppl.* **106** 41 (1996)
29. Pietilä H et al. *Astron. Astrophys.* **345** 760 (1999)
30. Massaro E et al. *Astron. Astrophys.* **495** 691 (2009)
31. Roy A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **513** 5238 (2022)
32. Dunn R J H, Fabianos A C, Sanders J S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **366** 758 (2006)
33. Сулейманов В Ф, Липунова Г В, Шакура Н И *Астрон. журн.* **84** 612 (2007); Suleimanov V F, Lipunova G V, Shakura N I *Astron. Rep.* **51** 549 (2007)
34. McClintock J E et al. *Astrophys. J.* **258** 245 (1982)
35. Ioannou Z et al. *Astron. Astrophys.* **382** 130 (2002)
36. Вольвач А Е и др. *Астрон. журн.* **86** 835 (2009); Volvach A E et al. *Astron. Rep.* **53** 777 (2009)
37. Valtonen M J et al. *Nature* **452** 851 (2008)
38. Dey L et al. *Astrophys. J.* **866** 11 (2018)
39. Graham M J et al. *Nature* **518** 74 (2015)
40. Caproni A, Abraham Z *Proc. Int. Astron. Union* **2004** (IAU222) 83 (2004) DOI:10.1017/S1743921304001541
41. Lister M L et al. *Astron. J.* **137** 3718 (2009)
42. Shen Y et al. *Astrophys. J.* **775** 49 (2013)
43. Eracleous M et al. *Astrophys. J. Suppl.* **201** 23 (2012)
44. Tsalmantza P et al. *Astrophys. J.* **738** 20 (2011)
45. Rodriguez C et al. *Astrophys. J.* **646** 49 (2006)
46. Bansal K et al. *Astrophys. J.* **843** 14 (2017)
47. Boccardi B et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **25** 4 (2017)
48. Lobanov A P, Roland J *Astron. Astrophys.* **431** 831 (2005)
49. Britzen S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **478** 3199 (2018)
50. D'Orazio D J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **436** 2997 (2013)
51. Farris B D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **447** 80 (2015)
52. Noble S C et al. *Astrophys. J.* **755** 51 (2012)
53. Sergeev S G, Nazarov S V, Borman G A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **465** 1898 (2017)
54. Charisi et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **463** 2145 (2016)
55. Liu X et al. *Astrophys. J. Lett.* **803** L16 (2015)
56. Graham M J et al. *Nature* **518** 74 (2015)
57. Burke-Spolaor S et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **27** 5 (2019)
58. Antoniadis J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **510** 4873 (2022)
59. Fernandez J J, Kobayashi S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **487** 1200 (2019)
60. Regimbau T et al. *Astrophys. J.* **799** 69 (2015)
61. Mingarelli C M F et al. *Nature Astron.* **9** 183 (2025)
62. Peters P C *Phys. Rev.* **136** B1224 (1964)
63. Sun Y-T et al. *Chinese Astron. Astrophys.* **35** 123 (2011)
64. Valtonen M J et al. *Nature* **452** 851 (2008)
65. Fang Y, Yang H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **523** 5120 (2023)
66. Manchester R N *Chinese J. Astron. Astrophys.* **6** 139 (2006)
67. Fish V L, Shea M, Akiyama K *Adv. Space Res.* **65** 821 (2020)
68. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975)
69. Бочкарев Н Г *Основы физики межзвездной среды* 2-е изд. (М.: URSS, 2010)
70. Tielens A G G M *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005)
71. Elitzur M *Astronomical Masers* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 170) (Dordrecht: Kluwer Acad., 1992) DOI:10.1007/978-94-011-2394-5
72. Douglas A E, Herzberg G *Astrophys. J.* **94** 381 (1941)
73. Weinreb S et al. *Nature* **200** 829 (1963)
74. Wootten A, Thompson A R *Proc. IEEE* **97** 1463 (2009)
75. McGuire B A *Astrophys. J. Suppl.* **259** 30 (2022)
76. Krumholz M R *Phys. Rep.* **539** 49 (2014)
77. Federrath C, Klessen R S *Astrophys. J.* **761** 156 (2012)
78. Берк Б Ф и др. *Астрон. журн.* **49** 465 (1972); Burke B F et al. *Sov. Astron.* **16** 379 (1972)
79. Johnston K J et al. *Astrophys. J.* **166** L21 (1971)
80. Letokhov V, Johansson S *Astrophysical Lasers* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2008) DOI:10.1093/acprof:oso/9780199548279.001.0001
81. Gray M *Maser Sources in Astrophysics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2012) DOI:10.1017/CBO9780511977534
82. Reid M J, Moran J M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **19** 231 (1981) DOI:10.1146/annurev.aa.19.090181.001311
83. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Astrophys. J.* **955** 10 (2023)
84. Migenes V, Reid M J (Eds) *Cosmic Masers: From Proto-Stars to Black Holes, IAU Symp. 206, 5–10 March 2001, Rio de Janeiro, Brazil* (ASP Conf. Ser., Vol. 206) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2002)
85. Elitzur M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **30** 75 (1992) DOI: 10.1146/annurev.aa.30.090192.000451
86. Volvach L N, Volvach A E, Strepka I D *Astron. Astrophys. Trans.* **25** 379 (2006)
87. Вольвач Л Н и др. *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии* **2** (1) 13 (2019)
88. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **496** L147 (2020)
89. Volvach A E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **494** L59 (2020)
90. Volvach L N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **487** L77 (2019)
91. Volvach L N et al. *Astron. Astrophys.* **628** A89 (2019)
92. Palla F et al. *Astron. Astrophys.* **246** 249 (1991)
93. Лехт Е Е и др. *Астрон. журн.* **95** 224 (2018); Lekht E E et al. *Astron. Rep.* **62** 213 (2018)
94. Volvach A E et al., The Astronomer's Telegram, No. 10728 (2017)
95. Volvach A E et al., The Astronomer's Telegram, No. 10853 (2017)
96. Goldreich P, Keeley D A, Kwan J Y *Astrophys. J.* **179** 111 (1973)
97. Omodaka T et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **51** 333 (1999)
98. Shimoikura T et al. *Astrophys. J.* **634** 459 (2005)
99. Abraham Z et al. *Astron. Astrophys.* **100** L10 (1981)
100. Abraham Z, Vilas Boas J W S, del Ciampo L F *Astron. Astrophys.* **167** 311 (1986)
101. Goldreich P, Kwan J *Astrophys. J.* **190** 27 (1974)
102. Volvach L N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **482** L90 (2019)
103. Вольвач Л Н и др. *Астрон. журн.* **96** 51 (2019); Volvach L N et al. *Astron. Rep.* **63** 49 (2019)
104. Westerhout G *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **14** 215 (1958)

105. Ginsburg A et al. *Astrophys. J.* **842** 92 (2017)
106. Goldader J D, Wynn-Williams C G *Astrophys. J.* **433** 164 (1994)
107. Figueredo E et al. *Astron. J.* **136** 221 (2008)
108. Kang M et al. *Astrophys. J.* **706** 83 (2009)
109. Sato M et al. *Astrophys. J.* **720** 1055 (2010)
110. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Astrophys. J.* **955** 10 (2023)
111. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Astron. J.* **64** 66 (2022)
112. Goldreich P, Kwan J *Astrophys. J.* **190** 27 (1974)
113. Вольвач Л Н, Вольвач А Е, Ларионов М Г *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии* **5** (2) 153 (2022)
114. White G J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **186** 377 (1979)
115. Walker R C et al. *Astrophys. J.* **211** L135 (1977)
116. Genzel R et al. *Astron. Astrophys.* **78** 239 (1979)
117. Hirota T et al. *Astrophys. J. Lett.* **739** L59 (2011)
118. Parfenov S, Sobolev Yu *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444** 620 (2014)
119. Hollenbach D, Elitzur M, McKee C F *Astrophys. J.* **773** 70 (2013)
120. Maswanganye J P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 2730 (2015)
121. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *J. Astrophys. Astron.* **45** 32 (2024)
122. Вольвач Л Н и др. *Астрон. журн.* **96** 638 (2019); Volvach L N et al. *Astron. Rep.* **63** 652 (2019)
123. Manchester R N *Chinese J. Astron. Astrophys. Suppl.* **6** 139 (2006)
124. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *iScience* **27** (4) 109427 (2024) DOI:10.1016/j.isci.2024.109427
125. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Astron. Astrophys.* **648** A27 (2021)
126. Volvach A, Volvach L, Larionov M *Astrophys. J.* **992** 60 (2025) DOI:10.3847/1538-4357/adfee2
127. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Astron. Astrophys.* **691** L9 (2024)
128. Burns R A et al. *Nature Astron.* **7** 557 (2023) DOI:10.1038/s41550-023-01899-w
129. Вольвач А Е и др. *Космические исследования* **57** (2) 99 (2019); Volvach A E et al. *Cosmic Res.* **57** 85 (2019)
130. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **522** L6 (2023)
131. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **507** L52 (2021)
132. Volvach A E, Volvach L N, Larionov M G *Astron. Astrophys.* **672** A182 (2023)
133. Manchester R N *Class. Quantum Grav.* **30** 224010 (2013) DOI:10.1088/0264-9381/30/22/224010

### Multi-frequency radio monitoring on RT-22 in Simeiz: variability, structure and gravitational-wave prospects of binary supermassive black holes and galactic kilomasers

A.E. Volvach<sup>(1,\*), L.N. Volvach<sup>(1), M.G. Larionov<sup>(2)</sup></sup></sup>

<sup>(1)</sup> Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, pos. Nauchny, Bakhchisaraiskii region, 298409 Crimea, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation  
E-mail: <sup>(\*)</sup> volvach@bk.ru

Using the 22-meter RT-22 radio telescope (Simeiz), a unique database on the variability of active galactic nuclei (AGN) in the centimeter and millimeter wavelength ranges has been created. This database is virtually the only one of its kind in the world in this frequency range. A special class of AGNs has been identified — tight binary systems of supermassive black holes (SMBHs) at an evolutionary stage close to merger, exhibiting quasi-periodic variability in their emission. Statistical analysis indicates that, due to beaming effects, only about 1% of such systems are observable. We present results of long-term, multi-frequency radio monitoring of several AGNs suspected of harboring binary SMBHs: 3C 273, 3C 454.3, S5 0528 + 134, and AO 0235 + 164. Based on these observations, a new model is proposed for estimating the parameters of tight binary SMBHs solely from radio data. An energy balance analysis demonstrates that standard accretion onto a single SMBH cannot account for the observed emission power. An alternative model is proposed, in which the primary energy release is caused by the secondary SMBH traversing a common accretion environment. The methodology for determining the physical parameters of the SMBHs includes harmonic and wavelet analyses, as well as estimation of companion masses and orbital parameters. The results suggest that these systems may consist of extremely massive and compact binaries with nearly equal-mass components. The most massive binary black hole (3C 454.3) and the most powerful radio emitter in the Universe (S5 0528 + 134, "Nimfa") have been identified. For the first time in global practice, the phenomenon of giant flares of water maser emission in Galactic sources has been discovered using the RT-22 radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory. We present the results of long-term monitoring of water kilomasers in the Galactic sources IRAS 18316–0602 and W51 Main at the 22.35 GHz line. It has been established that IRAS 18316–0602 is the most powerful water kilomaser in the Galaxy. This discovery was included in the annual report of the Russian Academy of Sciences to the President of the Russian Federation as one of the most significant astrophysical achievements of 2019. Such results have been obtained for the first time in the global scientific community. A methodology has been developed to estimate the level of gravitational radiation from tight binary SMBHs and compact binary stellar systems. The flux of gravitational waves reaching the Earth from such sources has been estimated, showing that it is potentially detectable by gravitational wave detectors such as the International Pulsar Timing Array (IPTA). This opens up new broad possibilities for further research of gravitational waves with the aim of their experimental detection.

**Keywords:** active galactic nuclei; binary supermassive black holes; star-forming regions; masers; gravitational waves

PACS numbers: 95.55.Jz, 98.58.Ec, **98.62. – g**

Bibliography — 133 references

Received 10 May 2025

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **196** (3) 264–289 (2026)

*Physics – Uspekhi* **69** (3) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039932>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.03.039932>