

ВСПЫШКА МАЗЕРА ВОДЯНОГО ПАРА В ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ЛИНИИ W49N

© 2019 г. Л. Н. Вольвач^{1*}, А. Е. Вольвач^{1,2}, М. Г. Ларионов³,
Г. К. МакЛеод^{4,5}, П. Волак⁶, М. Олеч⁶, Б. Крамер⁷, К. Ментен⁷,
А. Краус⁷, Я. Бранд^{8,9}, А. Заничелли⁸, С. Поппи¹⁰, С. Ригини⁸

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Крым, Россия

²Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁴Радиоастрономическая обсерватория Хартебестхук, Крюгерсдорп, ЮАР, Россия

⁵Университет Западного Онтаро, Лондон, Канада

⁶Центр астрономии, факультет физики, астрономии и информатики, Университет Николая Коперника, Торунь, Польша

⁷Институт радиоастрономии им. Макса Планка, Бонн, Германия

⁸Национальный институт астрофизики, Институт радиоастрономии, Болонья, Италия

⁹Итальянский региональный центр ALMA, Институт радиоастрономии, Болонья, Италия

¹⁰Национальный институт астрофизики, Астрономическая обсерватория Каглиари, Селаргиус, Италия

Поступила в редакцию 27.12.2018 г.; после доработки 29.01.2019 г.; принята к публикации 29.01.2019 г.

Мощные вспышечные явления в галактических киломазерах тесным образом связаны с областями интенсивного звездообразования. Они способствуют выяснению физических процессов, происходящих в этих образованиях. Нами зафиксирована сверхмощная вспышка в высокоскоростной линии -81 км/с в галактическом мазерном источнике W49N. В результате мониторинга на радиотелескопах РТ-22 (Симеиз), РТ-26 (Торун), РТ-100 (Эффельсберг) и РТ-32 (Медицина) в период с сентября 2017 г. по ноябрь 2018 г. получена форма изменения спектральной плотности потока источника в зависимости от времени. В максимуме поток достиг уровня $P \approx 5 \times 10^4$ Ян. Вспышка имеет двойственный характер и разную длительность компонент. Характер изменений спектральной плотности потока первой вспышки, имеющий значительно меньшую длительность, по-видимому, связан с резким увеличением плотности среды и потока квантов, а также со значительным ростом температуры до сотен кельвинов. Предложен механизм первичного энерговыделения, связанный с существованием тесных массивных кратных систем в областях звездообразования. Мощное гравитационное возмущение в периастре системы может приводить к частичному сбросу оболочки центральной массивной звезды в направлении, близком к большой оси эллипса орбиты компаньона. Это объясняет значительную асимметрию высокоскоростных линий в W49N. Сброшенная оболочка является источником энергии, более существенным, чем звездный ветер, и может объяснить гигантские вспышки в объекте. Для подтверждения этого предположения необходимы дальнейшие всесторонние исследования в этом направлении, включая проведение мониторинговых РСДБ-исследований.

Ключевые слова: звездообразование, радиолинии, мазеры.

DOI: 10.1134/S0320010819050073

ВВЕДЕНИЕ

Мазерный источник W49N расположен дальше центра нашей Галактики. Он находится в плотной конденсации, расположенной в массивной H_{II} области. Расстояние до объекта составляет около

15 кпк (Сато и др., 1967; Вин-Виллиамс, 1971). По более современным данным, объект находится ближе и расстояние до него около 11 кпк (Занг и др., 2013).

Болометрическая светимость ассоциированного с ним ИК-источника имеет значение $L \sim 6 \times 10^5 L_0$, а в качестве возбуждающей звезды (центрального источника) необходимо иметь массивную звезду

*Электронный адрес: volvach@bk.ru

раннего спектрального класса O5 (Хекман, Сулливан, 1976).

Этот мазерный источник является одним из богатейших по набору линий мазера водяного пара, расположенных в диапазоне скоростей ± 150 км/с. Существуют серьезные проблемы, связанные с объяснением механизмов генерации линий в таком широком диапазоне скоростей. Необходимо при этом следовать многочисленным наблюдательным фактам, накопившимся со времени открытий мазеров.

Интерферометрические данные свидетельствуют о том, что как низкоскоростные (± 15 км/с), так и высокоскоростные ($> \pm 15$ км/с) линии инициируются из общего центра (Матвеевко и др., 1988; Гарей и др., 1989; Омодака и др., 1999).

Более того, есть указания, что одна и та же глобула (или чрезвычайно близкие глобулы) могут давать излучение нескольких мазерных линий (Голдрейх, Келли, 1972). В работе (Гензел и др., 1979) была предпринята попытка объяснения такого излучения мазерных глобул. Там рассмотрены эффекты сверхтонкой структуры мазерной линии водяного пара (эффекты Зеемана и Штарка), турбуленция, геометрические эффекты. Было показано, что для объяснения наблюдательных данных не хватает двух порядков величины (Морган и др., 1978; Слыш, 1973; Варшалович и др., 2006).

Для объяснения турбуленцией требуются температуры 3×10^5 К, которых конечно нет в областях мазерного излучения. Кроме того, трудно представить порождение турбуленцией высокоскоростных линий, не обладающих симметрией относительно локальной системы скорости.

В случае геометрических эффектов требуется высокая степень симметрии во вращающемся газопылевом диске, и объяснение можно рассматривать только для низкоскоростных линий (Гензел и др., 1979).

Предложено объяснение высокоскоростных мазерных деталей посредством взрывов сверхновых. Отсутствие нетепловых источников на месте возникновения мазерного излучения связывалось с молодостью сверхновых (моложе 100 лет) (Баудри и др., 1974). Авторы сами отмечают малую вероятность этой гипотезы из-за слишком большого числа сверхновых, возникающих при этом в Галактике.

Возможен кинематический источник возникновения высокоскоростных деталей с положительным смещением — рассеивающая модель “Raman scattering”. Для ее реализации требуются непомерно высокие температуры $T \approx 10^6$ К, что совершенно неприемлемо для областей мазерных глобул.

В работе представлены подробные данные наблюдений одной из самых мощных двойных вспышек мазера водяного пара (H_2O , частота линии в местной системе покоя равна 22.2350798 ГГц) в высокоскоростной детали -81 км/с. Рассмотрены возможные механизмы возникновения излучения в высокоскоростных линиях.

МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Радиотелескоп РТ-22 КрАО для приема и регистрации сигналов от источников в линии водяного пара был оснащен спектрально-поляризметрическим радиометром с фурье-спектр анализатором параллельного типа. Радиометр имел 512 и/или 2048 каналов. Разрешение по лучевой скорости — 8 кГц и 2 кГц в линии H_2O соответственно (Нестеров и др., 2000). Полоса приема информации составляла 4 МГц при использовании системы регистрации Марк-5В+ и 16 МГц — при регистрации на регистратор РДР1. Шумовая температура системы $T_{\text{ш}}$ менялась в пределах 150–200 К в зависимости от изменений атмосферных условий. Ширина диаграммы направленности радиотелескопа на 22 ГГц (θ) составляла 150 угл. сек. Поглощение в атмосфере определялось по шумовому сигналу калибровочной ступеньки, по так называемым разрезам атмосферы и фиксированным температурным перепадам на апертуре радиотелескопа ΔT_{noise} . Перепады осуществлялись нагрузками, находящимися при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Калибровка по потоку производилась с использованием источников DR 21, Vir-A, Cug-A. Чувствительность радиотелескопа была 13 Ян/К.

Приемник на длину волны 1.35 см устанавливался во вторичном фокусе РТ-22. Высокостабильная частота 5 МГц от водородного стандарта частоты VCH-1005 синхронизировала перестраиваемые по частоте гетеродины. При этом обеспечивалось преобразование входных частот приема в промежуточную частоту с приведенными выше значениями полос (Вольвач и др., 2009). Наблюдательный цикл состоял из накопления сигнала в течение 5–10 мин при наведении на источник и столько же — при отведении с источника на фиксированное расстояние. Циклы могли повторяться нужное число раз для достижения установленного отношения сигнал/шум. Прием данных в линейной поляризации проводился в off-line режиме. Калибровка антенной температуры (T_a) осуществлялась с применением калибровочного сигнала от генератора шума (ГШ). Значение температуры ГШ устанавливалось с использованием известного температурного перепада на апертуре радиотелескопа

(Тпер), который обеспечивался согласованной нагрузкой на апертуру.

Наблюдательные методики в обсерваториях Торунь (Польша), Эффельсберг (Германия) и Медичина (Италия) были схожи с наблюдениями на РТ-22 (Симеиз). В обсерватории Торунь цифровой автокоррелятор на 4096 каналов имел разрешение по скорости — 26 м/с. Чувствительность радиотелескопа составляла 0.108 К/Ян.

При проведении наблюдений с помощью 32-м радиотелескопа в Медичине для регистрации использовалась система Хагос в одной из стандартных конфигураций (ХК00), что позволяло одновременно проводить наблюдения как в левой, так и в правой круговых поляризациях, кроме того, дополнительно использовался режим “zoom mode” (Мелис и др., 2015). Спектры были получены в четырех полосах с центром на частоте покоя 22.235 ГГц с поправкой на ожидаемую скорость LSR источников. Полосы имели ширину 62.5, 7.8, 2 и 0.5 МГц для 2048 каналов, что давало разрешение 30.5 кГц (0.44 км/с), 3.8 кГц (5.14×10^{-2} км/с), 0.95 кГц (1.29×10^{-2} км/с) и 0.24 кГц (3.21×10^{-3} км/с) соответственно. Наблюдения проводились в режиме ON-OFF: 4 цикла ON (на источнике), 4 цикла OFF (отвод от источника на 0.5° к востоку) и 1 цикл CAL (калибровка), каждый продолжительностью 30 с. Циклы повторяли 3 раза для каждого источника. Точность наведения составляла $5''$ – $10''$. Ширина диаграммы направленности на частоте 22 ГГц составляла ~ 100 угл. сек. Измеренные сигналы были скорректированы с учетом поглощения в атмосфере Земли. Изменения эффективной площади радиотелескопа от угла места и чувствительность антенны определялись с помощью наблюдений калибровочных источников 3С48, 3С123, 3С286 и NGC7027 с использованием значений плотности потока из работы Перлей, Бутлер (2013). Значения температуры системы в зените (с поправкой на атмосферу и угол места) составляли 120–150 К. Типичные значения среднеквадратичных отклонений составляли 0.7 Ян.

Наблюдения на 100-м радиотелескопе в Эффельсберге проводились с приемником на длину волны 1.3 см, установленном во вторичном фокусе. Центральная частота приема была равна 22.235 ГГц, ширина диаграммы направленности составляла ~ 38 угл. сек. Спектральные наблюдения проводились с использованием FFT спектрометра с 65 535 каналами. Полоса пропускания составляла 100 МГц, разрешение по скорости около 20 м/с. Спектральные данные, получаемые при наблюдениях, исправлялись за поглощение в атмосфере с учетом зависимости чувствительности телескопа от угла места. Коэффициент пересчета от антенной

температуры к плотности потока определялся методом непрерывных наблюдений (в режиме сканирования) калибровочных источников 3С286, NGC7027 и др. (Краус и др., 2003).

МОНИТОРИНГ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА В W49N В ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ЛИНИИ H₂O

Длительный мониторинг W49N в линии — 81 км/с проводился с сентября 2017 г. и в течение 2018 г. Данные спектральных измерений снимались с интервалами времени 1–2 дня. На рис. 1 показана зависимость спектральной плотности потока излучения в линии водяного пара на указанной скорости, полученная по максимумам спектральных линий.

На рис. 1 видно, что первая, самая мощная, вспышка имеет существенно меньшую длительность по сравнению со второй, в 5 раз уступающей ей по амплитуде. Один из возможных вариантов объяснения второй вспышки — мы можем наблюдать последовательное возбуждение линии в близко расположенных глобулах. Скоротечные процессы, отраженные в форме первой вспышки, вероятно, свидетельствуют в пользу единичной глобулы, инициируемой мощным ударным физическим явлением, скорее всего, связанным с катаклизмическими процессами, произошедшими в центральной массивной звезде раннего спектрального класса.

Наличие двух типов вспышек, случившихся в близких пространственных областях, возможно, даже является типичным случаем. Нечто похожее мы наблюдали в другом самом мощном галактическом киломазере G25.65+1.05 (IRAS 18316-0602) (Вольвач и др., 2019а).

На рис. 2, 3 эти вспышки показаны отдельно с целью более удобного восприятия их формы и деталей. Любая новая информация о характере изменения спектральной плотности потока в линии мазера водяного пара и вариации ее спектральных характеристик имеет большое значение для изучения механизма накачки линии и динамики мазерных областей.

Анализ кривой мониторинга плотности потока во время высокоскоростной вспышки приводит к принципиальным выводам.

Формы как первой, так и второй вспышек не симметричны (рис. 2, 3). Передние склоны можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью. 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 (Голдрейх и др., 1973).

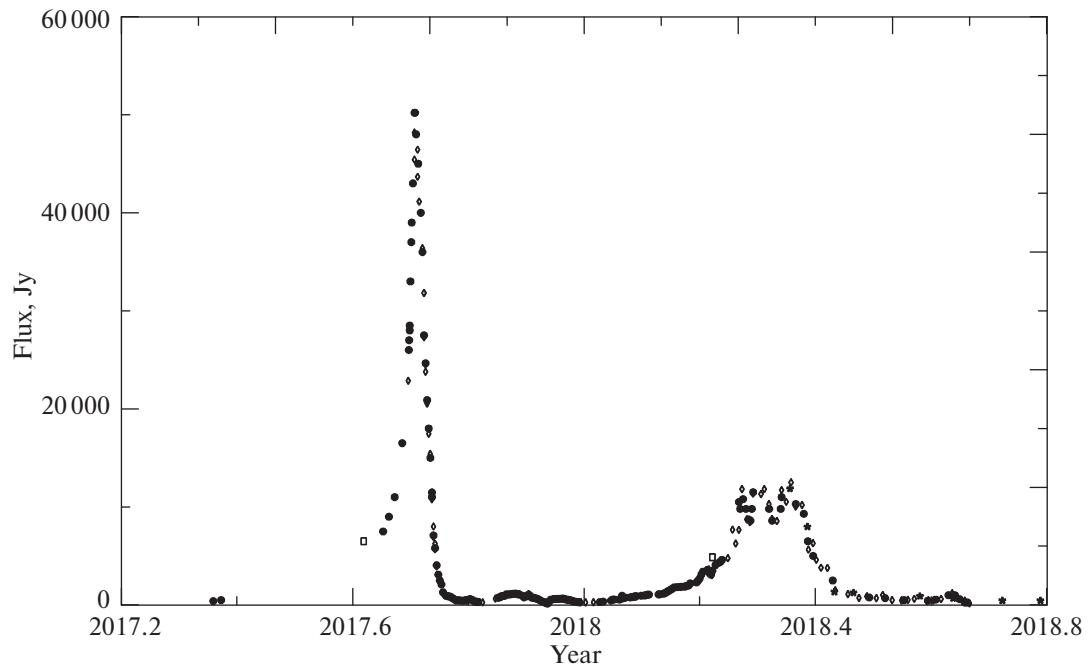


Рис. 1. Долговременный мониторинг W49N в линии водяного пара на скорости -81 км/с: кружками показаны данные, полученные в Симеизе, ромбами — в Торуни, квадратами — в Эффельсберге, звездочками — в Медине.

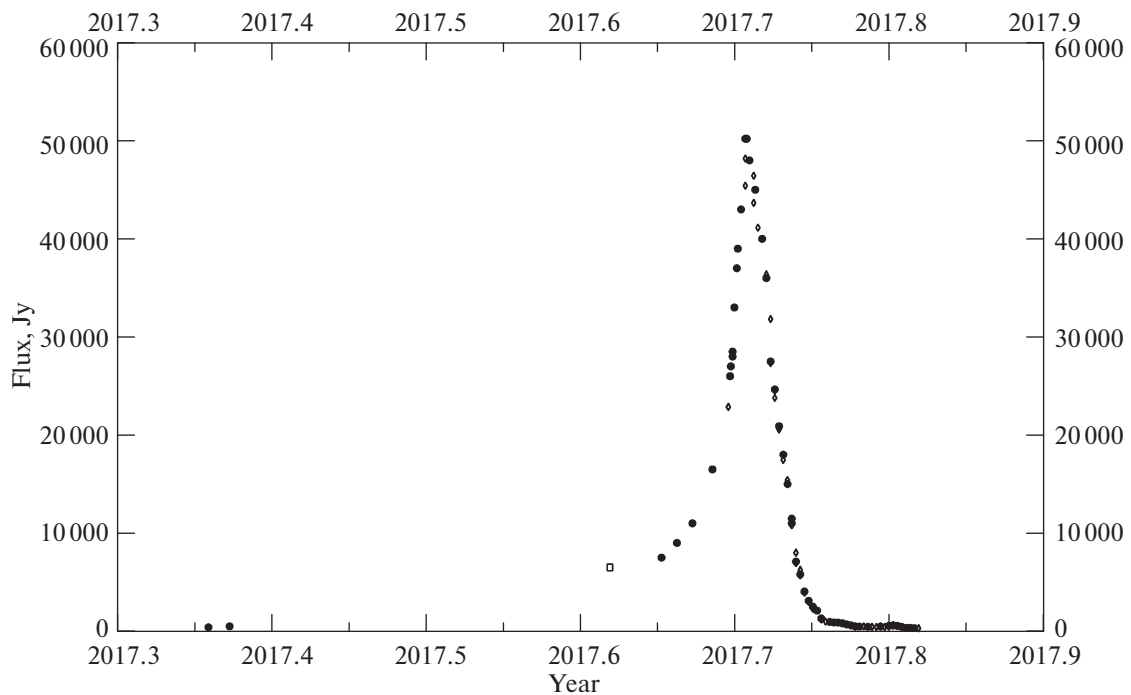


Рис. 2. Долговременный мониторинг W49N в линии водяного пара на скорости -81 км/с для первой вспышки: кружками показаны данные, полученные в Симеизе, ромбами — в Торуни, квадратами — в Эффельсберге.

На рис. 4 представлена обратная величина квадрата ширины спектральной линии в зависимости от потока для первой вспышки (верхняя зависимость) и для второй (нижняя зависимость). Обе зависимости идут практически параллельно друг другу, но отличаются шириной линий. Разница

в том, что в максимальных фазах в первой вспышке ширина линии около 50 кГц, а во второй — примерно 65 кГц.

Линейная зависимость квадрата ширины линии в минус первой степени от потока свидетельствует о том, что мазер находится в ненасыщенном со-

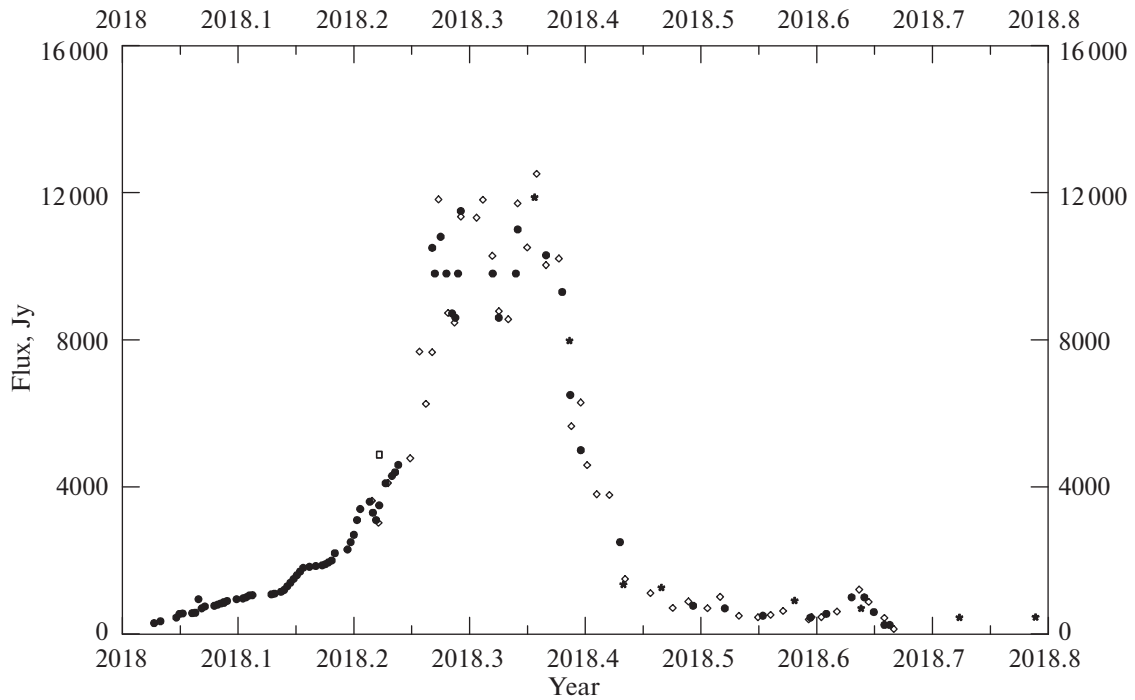


Рис. 3. Долговременный мониторинг W49N в линии водяного пара на скорости -81 км/с для второй вспышки: кружками показаны данные, полученные в Симензе, ромбами — в Туруни, квадратами — в Эффельсберге, звездочками — в Мединине.

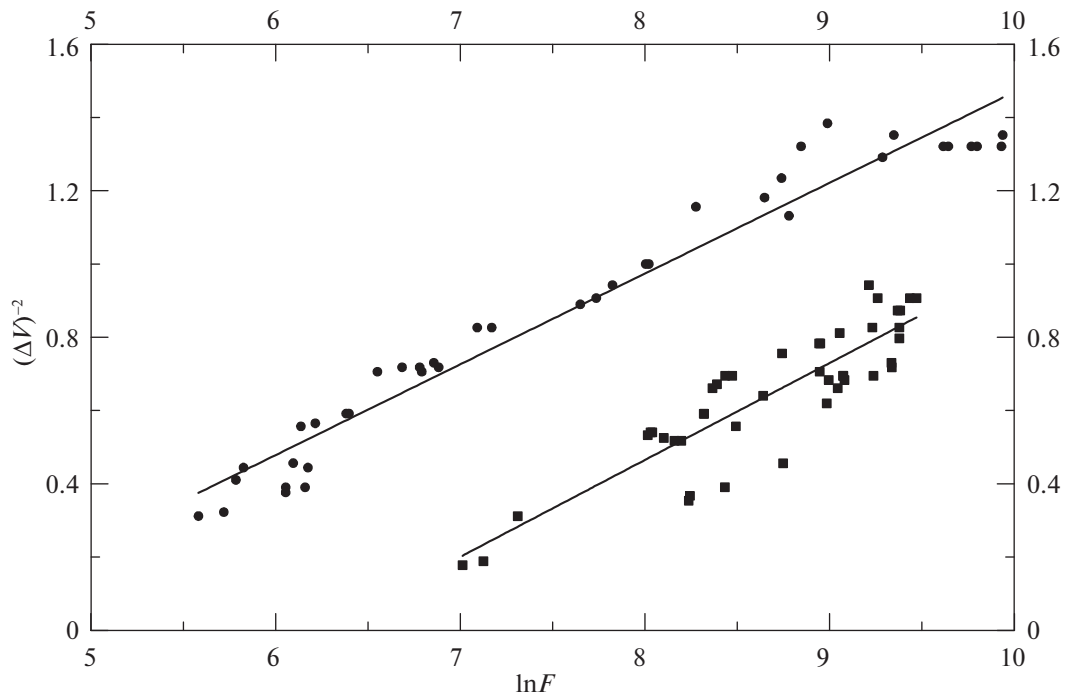


Рис. 4. Зависимость обратной величины квадрата полосы линии Δv^{-2} (км/с) от натурального логарифма потока $\ln F$ (Ян). Верхняя наклонная зависимость — для первой вспышки. Нижняя наклонная зависимость — для второй вспышки.

стоянии. Сходные результаты были получены и для гигантских вспышек в Oгion KL и в IRAS 18316-0602 (Омодака и др., 1999; Шимойкура и др., 2005; Вольвач и др., 2019а). Во всех случаях было сделано заключение о том, что мазеры находятся в

ненасыщенном состоянии вплоть до максимальной амплитуды вспышки.

Ширина (~ 50 кГц) и форма высокоскоростной мазерной линии W49N вблизи максимальной фазы первой вспышки свидетельствует в пользу того, что

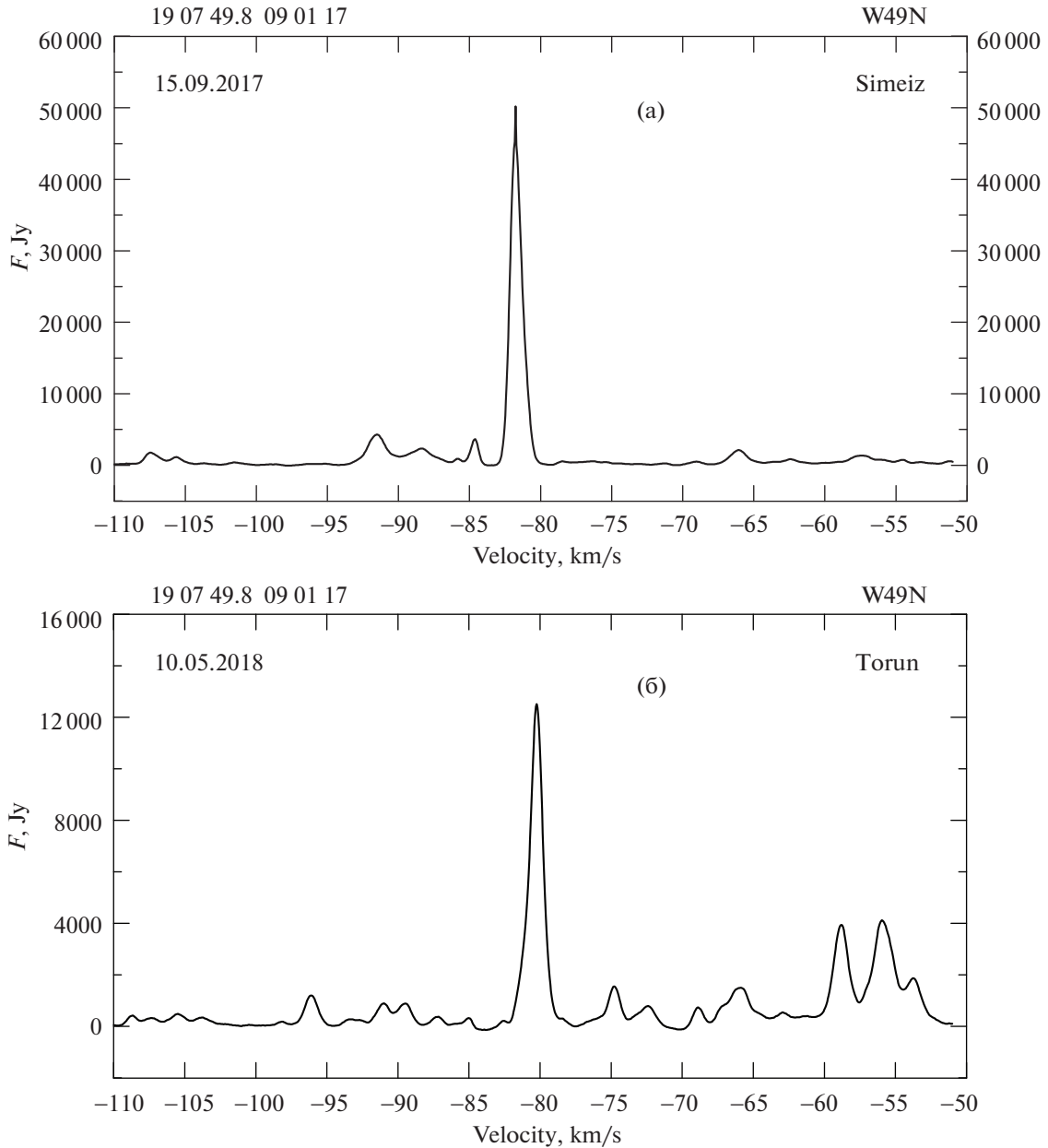


Рис. 5. (а) — Линия -81 км/с в максимуме первой высокоскоростной вспышки. (б) — Линия в максимуме второй высокоскоростной вспышки.

мы наблюдаем излучение от однокомпонентного источника, который ответственен за основную долю увеличения плотности потока (рис. 5а). Ширина (~ 65 кГц) и форма (несколько несимметричная) высокоскоростной мазерной линии W49N вблизи максимальной фазы второй вспышки указывают на то, что в формировании второй вспышки участвовало несколько мазерных глобул с несколькими физическими характеристиками (рис. 5б).

Частоты первой и второй вспышек совпадают, что может указывать на пространственную близость излучающих их глобул или на то, что излучение первой и второй вспышек идет от одной

и той же мазерной глобулы. В последнем случае требуется объяснить, почему характеристики глобулы во второй вспышке изменились, ширина линии увеличилась.

Если считать, что первая и вторая вспышки произошли в разных глобулах, то мы можем оценить максимальное расстояние между излучающими глобулами, исходя из времени задержки между вспышками и возможной скорости компонента возбуждения мазерных глобул. Время между вспышками составляет около полугода $\Delta T \approx 3 \times 10^7$ с. Скорость перемещения сброшенной оболочки центральной звезды или ударного фронта $v \approx$

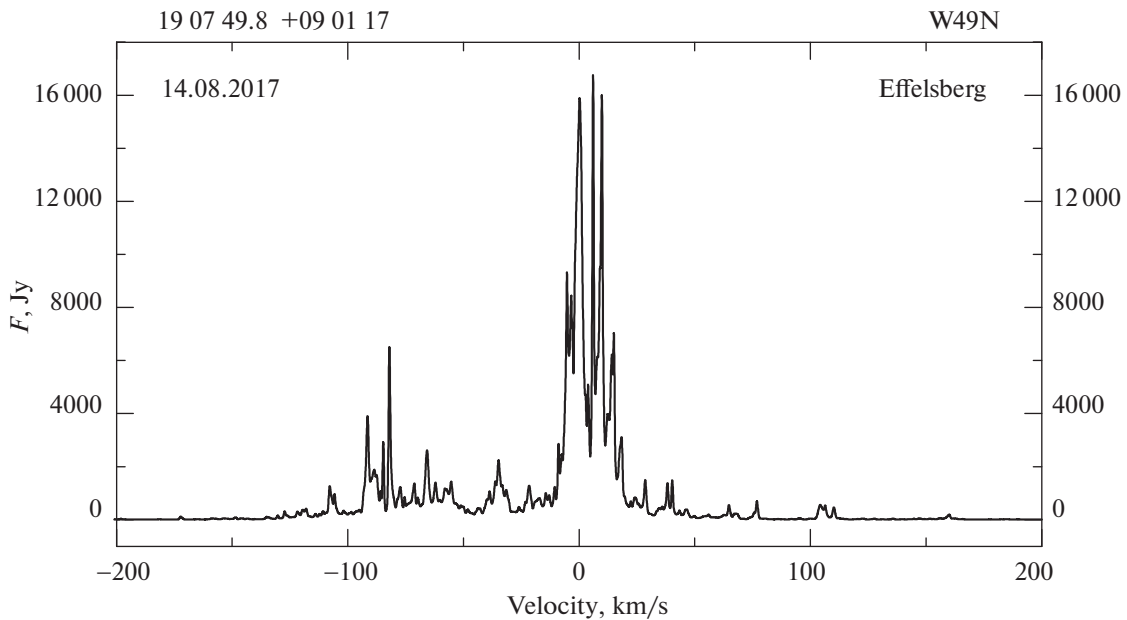


Рис. 6. Широкополосный спектр линий мазера водяного пара в W49N.

$\approx 200 \text{ км/с} = 2 \times 10^7 \text{ см}$. Тогда расстояние между глобулами $\Delta r \approx 6 \times 10^{14} \text{ см} \approx 40 \text{ а.е.}$

Широкий спектр излучения мазерных линий представлен на рис. 6. Исследуемая нами линия -81 км/с за половину месяца до начала вспышки особенно не выделялась на фоне других соседних линий. Тем не менее богатство высокоскоростных линий в отрицательной области спектра очевидно. Асимметрия налицо и в принципе требует физического обоснования.

ДИСКУССИЯ

Высокоскоростные линии в W49N распределены в скоростном диапазоне $\pm 150 \text{ км/с}$ по энергетике составляют менее 10% от низкочастотных линий (Хекман, Сулливан, 1976). В большей степени они сосредоточены в отрицательной области спектра. Интерферометрическими наблюдениями установлено, что область излучения в этих линиях компактнее, чем в низкоскоростных. Она занимает размер менее 10^4 а.е. и находится на периферии низкоскоростных линий (Кноулес и др., 1974).

Давно была замечена переменность линий на интервалах порядка месяцев. Существовала корреляция плотностей потоков в линиях по всему спектру как для высокоскоростных, так и для низкоскоростных линий (Сулливан, 1973). Было подозрение, что менялись положения отдельных областей излучения, размеры которых были не менее, чем для низкоскоростных линий (Кноулес и др., 1974).

Важным обстоятельством является тот факт, что высокоскоростные линии в W49N имеют относительно низкоскоростных линий более низкие

интенсивности и частотные смещения (Госс и др., 1976). Небольшой диапазон изменений ширин линий не подтверждается нашими данными (рис. 4). Диапазоны изменений ширин высокоскоростных линий не менее, чем в низкоскоростных линиях.

Высокоскоростные линии в W49N и исследуемая линия в частности имеют скорости, в десять и более раз превышающие изотермическую скорость звука, находящуюся в пределах 10 км/с . С другой стороны, Ларсоном было показано, что аккреция материи на протозвезду имеет ограничение по скорости всего в несколько скоростей звука, поэтому не может объяснить появление высокоскоростных линий в W49N (Ларсон, 1973).

Если же объекты, содержащие мазерные источники с высокоскоростными линиями, сами перемещаются с такими скоростями, то в случае W49N они являются динамически неустойчивыми объектами (Стрельницкий, Сюняев, 1972). Последнее обстоятельство связано с тем, что высокоскоростные мазеры сосредоточены в области размером всего 0.1 пк . Указанными авторами были предложены три возможных механизма ускорения, обеспечивающих возникновение высокоскоростных линий мазеров водяного пара: ускорение за счет радиационного давления посредством звездного ветра от горячих массивных звезд и ударных волн, распространяющихся в пространстве, занимаемом мазерами. Силк добавил еще один допустимый механизм ускорения — ударные волны от взрывов сверхновых звезд (Силк, Бюрке, 1974). Известно, например, что объект W49B является остатком сверхновой. Настораживает, правда, то, что на месте W49N отсутствует нетепловой источник, являющийся признаком остатка сверхновой звезды.

Тем не менее известно, что молодые сверхновые возрастом до 100 лет не дают заметного радиоизлучения и поэтому не детектируются (Спенсер, Бюрке, 1973).

Дополнительным условием наличия заметного радиоизлучения является необходимость выметания большого количества межзвездного вещества, сравнимого с массой взорвавшегося остатка сверхновой (Гулл, 1973). В противном случае обнаружимое излучение возникает только в период самого взрыва сверхновой.

Размер и возраст остатка сверхновой зависят от массы и энергии расширяющейся оболочки. Так, оболочка массой в одну солнечную, имеющая кинетическую энергию 10^{51} эрг и расширяющаяся в окружающее пространство плотностью один атом водорода в см^{-3} , достигает возраста 80 лет, имея диаметр 1.6 пк (БAUDРИ и др., 1974). На расстоянии источника W49N мы увидим при этом нетепловую туманность размером 11 угл. сек.

Реальная плотность в области мазерных объектов W49N должна быть значительно выше, поэтому для случая плотности 10^3 см^{-3} эпоха возникновения заметного радиоизлучения сокращается на порядок так же, как и угловые размеры (БAUDРИ и др., 1974). В этом случае уже требуются наблюдения нетепловых туманностей с более высоким разрешением.

Если говорить о возможных моделях формирования излучения в высокоскоростных линиях, то следует упомянуть схему, предложенную в других работах. Например, рассматривалась модель низко массивной протозвезды, находящейся в T Tau подобной фазе эволюции, сопровождающейся потерей звездой массы (Стром и др., 1974). Были найдены линии в оптическом диапазоне со скоростями -100 км/с в объектах типа Хербига-Харо (Кухи, 1964). Тем не менее подобные модели сталкиваются с трудностями, связанными с интерпретацией наблюдательных данных (Хекман, Сулливан, 1976).

Для высокоскоростных линий существует дополнительная проблема объяснения несимметричности положительных и отрицательных областей излучения в линиях. Обычно используются модели однородного сферического расширения облаков газа вокруг центральной звезды (Хербиг, 1974). Введение в рассмотрение направленности излучения является спорным. К тому же известны случаи, когда были получены детальные наблюдательные данные, как в нашем случае, свидетельствующие о несимметричной форме зависимости спектральной плотности потока в линии от времени, которые исключают эффекты направленности излучения (рис. 1). Теории направленного излучения

предсказывают существование мазеров, находящихся в ненасыщенном состоянии, например, как в случае галактического киломазера G25.65+1.05 (IRAS 18316-0602) (Вольвач и др., 2019a).

Существует предположение, что присутствие или отсутствие положительных или отрицательных высокоскоростных мазерных линий является случайным совпадением в распределении масс вещества вокруг центральной массивной звезды. Исследования Госса статистически подтвердили это предположение (Госс и др., 1975).

Другой класс “несимметричных” моделей связан с рассеянием световых квантов (Радхакришман и др., 1975). Однородные модели рассеяния не проходят по энергетическим соображениям. Кроме того, модели, связанные с “Raman scattering” не позволяют объяснить спектральные и пространственные зависимости, получаемые из наблюдательных данных (Бойд, 1977).

Изменение высокоскоростных линий в W49N, зафиксированное в 1974–1976 гг., обнаружило две значительные вспышки, произошедшие на частотах -41 км/с и -83 км/с . Амплитуды этих двух вспышек не превышали 25 кЯн. Максимум первой вспышки пришелся на 1976 г., а второй — на 1974 г. (Литтле и др., 1977). В 1975 г. вспышка на частоте -83 км/с имела амплитуду менее 500 Ян. Внимательный анализ рис. 3 работы Литтле и др. (1977) показывает, что вспышка на частоте -83 км/с на определенной стадии развития (в максимальной фазе) обнаруживает вторую компоненту амплитудой около 5 кЯн, расположенную как раз на частоте -81 км/с . Разрешение используемого спектрометра (0.8 км/с) позволяло выделить вторую компоненту достаточно четко. Более того, вспышка в 1974 г. по частотному положению близка к нашей, если учесть, что разница составляет всего два стандартных отклонения, и возможен дрейф частоты даже в пределах одной вспышки.

Этот пример показывает, что отдельные детали могут сохранять частотное положение в течение более, чем 40 лет. Это в свою очередь является некоторым рекордом продолжительности мазерных линий водяного пара, если еще дополнительно учесть, что это высокоскоростная линия.

При интерпретации механизмов образования высокоскоростных мазерных линий факт временной стабильности следует учитывать, как и наличие значительной спектральной асимметрии в сторону отрицательных значений. Была предложена модель пульсационно нестабильных массивных звезд (Парфенов, Соболев, 2014). Предполагаемую цикличность вспышек при этом пытались объяснить сталкивающимися звездными ветрами двойных звезд (Инайоши и др., 2013).

Сам принцип подхода, связанный с двойственностью массивных звезд, представляется вполне продуктивным. Поэтому в работе (Вольвач и др., 2019b) мы высказали идею инициирования первичного энерговыделения в массивных кратных звездах раннего спектрального класса. Первичное энерговыделение может быть связано с частичными сбросами части оболочки центральной звезды под действием достаточно массивного компаньона в периастре кратной звездной системы.

Не исключено, что известная доля массивных звезд на ранней стадии эволюции являются двойными и кратными системами, образовавшимися в процессе эволюции газовой-пылевого облака. В процессе эволюции могут образовываться тесные массивные системы, и между ними возникает мощное гравитационное взаимодействие. При этом появляется возможность инициации источников первичного энерговыделения в газовой-пылевых облаках посредством частичного сброса оболочки центральной массивной звезды из-за гравитационного воздействия со стороны компаньона в периастре системы. С энергетической точки зрения такие сбросы оболочки могут обеспечить энергетику процесса мазерного излучения и объяснить гигантские вспышки, которые происходят эпизодически, например, раз в 10–20 лет.

Такие выбросы могут быть несимметричными, и преимущественное направление выброса зависит от ориентации орбиты. Этим можно объяснить тот факт, что в разных мазерных системах мы видим преобладание высокоскоростных линий того или иного знака.

Можно оценить энергетические затраты, необходимые для возникновения мазерной линии. Поток на поверхности Земли $F_E \approx 5 \times 10^4$ Ян. Зная расстояние от Земли до W49N (~ 11 кпк) и полосу излучения в мазерной линии (~ 50 кГц), получим светимость в линии $L_g \approx 0.1L_0$. Отношение светимости центральной звезды $L_* \approx 6 \times 10^5 L_0$ к светимости в линии: $N \approx 1.5 \times 10^6$. Дополнительно необходимо учесть фактор рассеяния энергии, идущей от звезды до мазерной глобулы. До нее доходит доля энергии $N_g \approx (R_g/R_n)^2 \approx (10^{13}/10^{16})^2 \approx 10^{-6}$, где R_g — размеры глобулы, а R_n — расстояние от звезды до глобулы. Тогда необходимые энергетические затраты на обеспечение мазерного излучения составят величину $L \approx L_g \times 10^6 \approx 10^5 L_0$, и отношение $L/L_* \approx 1.7 \times 10^{-2}$. В этом случае для возникновения гигантской вспышки в W49N требуется около двух процентов от светимости центральной массивной звезды, расходуемой в течение времени действия вспышки.

Сброшенная оболочка должна обладать энергией не менее $E \approx L \times T = 10^5 L_0 \times 1.5 \times 10^7 \approx 1.5 \times 10^{45}$ эрг, где T — продолжительность

вспышки. Например, за время своей эволюции ($\sim 10^6$ лет) массивная звезда может отдать в окружающее пространство около $E_* \approx 10^{-2} M_* c^2 \approx 1.2 \times 10^{54}$ эрг, т.е. в миллиард раз больше.

Масса сброшенной оболочки, учитывая, что скорость сброшенной оболочки $v \approx 10^7$ см/с, составит величину $M \approx E/v^2 \approx 1.5 \times 10^{31}$ г $\approx 1.5 \times 10^{-4} M_*$.

Отсюда можно сделать вывод, что за время эволюции массивной звезды может происходить множество частичных сбросов оболочки центральной массивной звезды.

Для случая W49N рассматриваемые мазерные супервспышки продолжались около года. Учитывая наличие в источнике высокоскоростной детали около 100 км/с, имеем скорость перемещения сброшенной оболочки $v \approx 10^7$ см/с (100 км/с) и расстояние, на которое переместится оболочка за время активации мазерной глобулы (6 мес), $l \approx 1.5 \times 10^{14}$ см (около 11 а.е.), что более чем на порядок превышает размеры мазерных образований. Чтобы мазер находился в активированном состоянии, необходимо иметь сброшенную оболочку, простирающуюся на 11 а.е. Исходя из того, что в периферии звезды могут находиться и большее время (Вольвач и др., 2019b), данный механизм активации мазерного излучения вполне возможен.

На основании характерного времени между вспышечными явлениями можно оценить примерные параметры орбиты компаньона системы в W49N. За время длительных наблюдений источника с момента его открытия в объекте зафиксированы единичные мощные вспышки мазера водяного пара. Используя характерное время между вспышками 10 лет, на основе законов небесной механики получим размер эллиптической орбиты с полуосью ~ 30 а.е. для массивной центральной звезды массой $50 M_0$ в паре с менее массивным объектом. Таким образом, находясь в периферии системы, компаньон массивной центральной звезды “стягивает и выбрасывает в окружающее пространство” некоторую звездную массу, двигающуюся со скоростью в сотни км/с и работающую как мощнейший звездный ветер.

Для подтверждения предлагаемой концепции необходимы дальнейшие мониторинги объекта на одиночных антеннах и РСДБ-исследования в динамическом режиме.

ВЫВОДЫ

1. Выполнен длительный мониторинг галактического киломазера W49N в высокоскоростной линии водяного пара с использованием радиотелескопа РТ-22 (Симеиз), РТ-26 (Торун), РТ-100 (Эффельсберг) и РТ-32 (Медицина).

2. Зафиксирована детальная форма кривой плотности потока излучения во время уникальной гигантской двойной вспышки, продолжавшейся с сентября 2017 г. и в течение 2018 г.

3. Получены свидетельства того, что во время вспышки киломазер “работал” в ненасыщенном режиме: наблюдался экспоненциальный подъем, а также специфический характер зависимости ширины линии от потока.

4. Отмечено совпадение формы кривой изменения потока со временем в гигантских вспышках в двух разных источниках — W49N, Orion KL и IRAS 18316-0602, что может подтвердить тезис об идентичности процессов, происходящих во время вспышек мазеров водяного пара.

5. Формы линии во вспышках не идентичны и могут указывать на то, что вспышки произошли в разных источниках.

6. Рассмотрены возможные стимуляторы энерговыделения в системе, приводящие к гигантским вспышкам киломазеров и увеличивающие их поток в десятки раз.

Авторы выражают благодарность Национальному научному центру Польши, грант 2016/21/B/ST9/01455. Работа частично поддержана грантом РФФИ 19-12-00074 и Программой 12 РАН. Работа частично основана на наблюдениях на 100-м радиотелескопе Института радиоастрономии им. Макса Планка в Эффельсберге.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баудри и др. (A. Baudry, J.R. Foster, and W.J. Welch), *Astron. Astrophys.* **36**, 217 (1974).
2. Бойд (R.W. Boyd), *Publ. Astr. Soc. Pacific* **89**, 141 (1977).
3. Варшалович Д.А., Иванчик А.В., Бабковская Н.С., *Письма в Астрон. журн.* **32**, 32 (2006) [D.A. Varshalovich et al., *Astron. Lett.* **32**, 29 (2006)].
4. Вин-Виллиамс (C.G. Wynn-Williams), *MNRAS* **151**, 397 (1971).
5. Вольвач А.Е., Вольвач Л.Н., Стрелка И.Д. и др., *Изв. Крымской Астрофиз. обсерв.* **104**, 72 (2009).
6. Вольвач и др. (L.N. Volvach, A.E. Volvach, M.G. Larionov, G.C. MacLeod, S.P. van den Heever, P. Wolak, and M. Olech), *MNRAS* **482**, L90 (2019a).
7. Вольвач и др. (L.N. Volvach, A.E. Volvach, M.G. Larionov, et al.), *Astron. Rep.* **63**, 49 (2019b).
8. Гарей и др. (G. Garay, J.M. Moran, and Haschick), *Astron. J.* **338**, 244 (1989).
9. Гензел и др. (R. Genzel, D. Dowens, J.M. Moran, K.J. Johnston, J.H. Spencer, L.I. Matveenko, L.R. Kogan, V.I. Kostenko, et al.), *Astron. Astrophys.* **78**, 239 (1979).
10. Голдрейх и др. (P. Goldreich, D.A. Keeley, and J.J. Kwan), *Astrophys. J.* **179**, 111 (1973).
11. Голдрейх, Келли (P. Goldreich and D.A. Kelly), *Astron. J.* **174**, 517 (1972).
12. Госс и др. (W.M. Goss, S.H. Knowles, M. Balister, R.A. Batchelor, and K.J. Wellington), *MNRAS* **174**, 541 (1976).
13. Гулл (S.F. Gull), *MNRAS* **161**, 47 (1973).
14. Занг и др. B. Zhang, M.J. Read, R.M. Menten, et al.), *Astrophys. J.* **79**, 13 (2013).
15. Инайоши и др. (K. Inayoshi, K. Sugiyama, and T. Hosokawa), *Astrophys. J.* **773**, 70 (2013).
16. Краус и др. (A. Kraus, T.P. Krichbaum, R. Wegner, et al.), *Astron. Astrophys.* **401**, 161 (2003).
17. Кноулес и др. (K.J. Knowles, J.M. Johnston, B.F. Morgan, et al.), *Astron. J.* **79**, 925 (1974).
18. Кухи (L.V. Kuhl), *Astrophys. J.* **140**, 1409 (1964).
19. Ларсон (R.B. Larson), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **11**, 219 (1973).
20. Литтле и др. (L.T. Little, G.J. White, and P.W. Riley), *MNRAS* **180**, 639 (1977).
21. Матвеенко и др. (L.I. Matveenko, D.A. Graham, and P.J. Diamond), *Sov. Astron. Lett.* **14**, 468 (1988).
22. Мелис и др. (A. Melis, C. Migoni, G. Comoretto, et al.), *SRT Internal Rep.* **52** (2015).
23. Морган и др. (J.M. Morgan, M.J. Reid, C.J. Lada, et al.), *Astron. J.* **224**, L67 (1978).
24. Нестеров Н.С., Вольвач А.Е., Стрелка И.Д., и др., *Радиофизика и радиоастрономия* **5**, 3, 320 (2000).
25. Омодака и др. (T. Omodaka, T. Maeda, M. Miyoshi, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **51**, 333 (1999).
26. Парфенов, Соболев (S.Yu. Parfenov and A.M. Sobolev), *MNRAS* **444**, 620, 30 (2014).
27. Перлей, Бутлер (R.A. Perley and B.J. Butler), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **204**, 19 (2013).
28. Радхакрисман и др. (V. Radhakrishnan, W.M. Goss, and R. Bhandari), *Pramana* **5**, 51 (1975).
29. Сато и др. (F. Sato, F. Akabane, and F.J. Kerr), *Australian J. Phys.* **20**, 197 (1967).
30. Силк, Бюрке (J. Silk and J.R. Burke), *Astrophys. J.* **190**, 11 (1974).
31. Спенсер, Бюрке (J.H. Spencer and B.F. Burke), *Astrophys. J.* **185**, L83 (1973).
32. Слыш (V.I. Slysh), *Astrophys. J.* **14**, 213 (1973).
33. Стрельницкий, Сюняев (V.S. Strel'nitskii and R.A. Sunyuyaev), *Astron. Zhurn.* **49**, 704 (1972).
34. Стром и др. (S.E. Strom, G.L. Grasdalen, and K.M. Strom), *Astrophys. J.* **191**, 111 (1974).
35. Сулливан (W.T. Sullivan), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **25**, 393 (1973).
36. Хекман, Сулливан (T.M. Heckman and W.T. Sullivan), *Astrophys. J.* **17**, 105 (1976).
37. Хербиг (G.H. Herbig), *Astrophys. J.* **189**, 75 (1974).
38. Шимойкура и др. (T. Shimoikura, H. Kobayashi, T. Omodaka, et al.), *Astrophys. J.* **634**, 459 (2005).