

УДК 524.523

АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ И ВОЗМОЖНОГО ТИПА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В НОВОЙ ВЫБОРКЕ ОБЛАСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД Spitzer/GLIMPSE/EGO

© 2019 г. И. Е. Вальц¹, Н. Н. Шахворостова^{1,2*}, О. С. Баяндина^{1*}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

²Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Институт естественных наук и математики, Астрономическая обсерватория, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.04.2019 г.; после доработки 31.05.2019 г.; принята к публикации 31.05.2019 г.

Представлен сравнительный анализ физических параметров газа, известных из наблюдений и полученных из теоретических расчетов, в областях молекулярных облаков различных типов. Рассматривались плотные холодные фрагменты молекулярных облаков IRDC, редкие области звездообразования, в которых наблюдается мазерное излучение радикала OH в линии-спутнике на частоте 1720 МГц, диффузные биполярные потоки EGO, открытые в рамках работы миссии “Spitzer” в коротковолновом инфракрасном диапазоне, а также газо-пылевые конденсации, в которых наблюдаются метанольные мазеры I и II класса (sIMM и cIMM соответственно). Для этих областей получены расчетные значения напряженности магнитного поля по эмпирическому критерию из работы Кратчера (ApJ, 520, 706, 1999) и с использованием уравнения для численного моделирования холодных турбулентных облаков из работы Острайкер и др. (ApJ, 546, 980, 2001). Данное моделирование выполняется для трех условных значений параметра $\beta = (c_s/c_A)^2$, связывающего звуковую и альфвеновскую скорости и характеризующего влияние магнитного поля: $\beta = 0.01$ — сильное, $\beta = 0.1$ — промежуточное и $\beta = 1$ — слабое. Показано, что в 69 объектах EGO при значениях объемной плотности $10^4 - 10^{5.6} \text{ см}^{-3}$, полученных ранее из наблюдений, для допустимых значений нижней границы $T_k \sim 30 \text{ K}$ и верхней границы $T_k \sim 100 \text{ K}$ наилучшим образом результаты расчетов согласуются для $\beta = 0.1$ ($|\bar{B}| = 0.26 \text{ мГ}$) и $\beta = 1$ ($|\bar{B}| = 0.15 \text{ мГ}$) соответственно, т.е. для варианта промежуточного и слабого влияния магнитного поля. Для метанольных мазеров I класса при плотности газа, не превышающей 10^6 см^{-3} , и при $T_k = 80 \text{ K}$ наиболее приемлемой является величина $\beta = 1$ ($|B| < 0.4 \text{ мГ}$), т.е. ожидаемое влияние магнитного поля также слабое. Сравнение звуковой и альфвеновской скоростей дает основания считать, что в рассмотренных областях, вероятно, присутствуют очень слабые ударные волны С-типа с невысокой скоростью при незначительном контроле магнитного поля над хаотическими движениями вещества. Эти волны являются непрерывными и не влияют на изменение параметров в мазерных конденсациях. Полученные значения напряженности магнитного поля в областях формирования мазеров sIMM и в областях формирования мазеров OH(1720) различаются несущественно, т.е. по этому признаку, связанному с плотностью среды и кинетической температурой газа, они могут наблюдаться как в разных, так и в одних и тех же газо-пылевых конденсациях.

DOI: 10.1134/S0004629919100074

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс звездообразования представляет собой крупномасштабное явление. С одной стороны, этот процесс зависит от магнитных полей и турбулентности, которыми пронизана межзвездная среда. С другой — оказывает самостоятельное обратное влияние на окружающую среду посредством звездного ветра и разнообразных по мощности

ударных волн, молекулярных потоков от звезд различной массы, и взрывов, которыми заканчивается, например, развитие и существование массивных звезд. Взрывы сверхновых звезд и молекулярные потоки, которые формируются вблизи протозвезд и молодых звезд, являются главными источниками ударных волн в межзвездной среде.

Биполярные молекулярные потоки в начальной стадии имеют две разные составляющие: сильно коллимированные, т.е. имеющие малый угол раскрытия, струи, идущие от центра (a central highly

*E-mail: nadya@asc.rssi.ru

collimated jet), и оболочку из сгребаемого материала в виде двух дуг, симметричных относительно центра (bow shock). Эта оболочка образуется при распространении струи в окружающую среду (a shell of swept up ambient material) и ее столкновении с плотной газо-пылевой составляющей молекулярного ядра (см., напр., геометрию и кинематику потока в источнике IRAS 04166 + 2706 по данным наблюдений в молекулярных линиях на 30-м телескопе IRAM [1]).

По мере развития угол раскрытия джета расширяется, размеры дуг увеличиваются, а в центральной части вокруг протозвезды остается аккреционный вращающийся диск, перпендикулярно которому был сформирован биполярный поток. Подобный пример приведен в виде схемы в работе [2], в которой был открыт биполярный поток в окрестности маломассивной звезды в источнике L1157 (см. также [3–9] и ссылки в этих работах).

Магнитное поле играет принципиальную роль в эволюции протозвезд и молекулярных потоков. Считается, что потоки возникают в результате взаимодействия вращающегося диска и магнитного поля, проходящего сквозь диск [10]. Если облака находятся в магнитно-доминирующем режиме, магнитное поле способно противостоять гравитационному сжатию, сдерживая фазу образования протозвезды. Слабое магнитное поле не стабилизирует коллапс, и облака находятся в состоянии неустойчивого равновесия, теряют сферическую форму и стремятся к форме плоского аккреционного диска.

В областях образования звезд как малой, так и большой массы, с ударными волнами и биполярными потоками связано появление и исчезновение молекулярного мазерного излучения, главным образом, на молекулах H_2O , гидроксила OH и метанола.

В данной работе подробно разбирается один из возможных примеров такого взаимодействия, а также связь некоторых параметров среды, биполярных потоков и напряженности магнитного поля, от которых зависит, какой именно тип ударной волны может сформироваться в мазерной конденсации и как он влияет на мазерное излучение.

2. МЕТАНОЛЬНЫЕ МАЗЕРЫ В НОВОМ КЛАССЕ ОБЪЕКТОВ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ EGO

Наиболее информативными для подобных исследований являются те случаи, в которых воздействие биполярных потоков на область формирования мазерного излучения отслеживается непосредственно. Такими объектами являются метанольные мазеры I класса. Метанольные мазеры по ряду эмпирических признаков, отражающих, в конечном

итоге, тип накачки, делятся на два класса: I (сIMM, столкновительная накачка) и II (сIIIMM, радиативная накачка) [11–13].

Все мазеры совокупно демонстрируют характерную временную шкалу, соответствующую последовательным стадиям развития области звездообразования. Согласно предложенным схемам [14, 15], первыми в окрестности коллапсирующего ядра появляются именно метанольные мазеры I класса — до или во время начала функционирования биполярного потока. Эти мазеры исчезают в период “до возникновения ультракомпактной области III”; с развитием области III вблизи протозвезд в более плотной среде появляются мазеры H_2O и метанольные мазеры II класса, а в окрестности более развитой UCHII области — мазеры OH [16, 17].

Влияние биполярных потоков на накачку сIMMs считается определяющим: имеется ввиду столкновительный механизм накачки этих мазеров [18], которую провоцирует биполярный поток от зарождающейся звезды, сжимающий окружающее газо-пылевое вещество молекулярного ядра. Это повышает его плотность и эффективность испарения молекул метанола с поверхности пылевых частиц и их обилие, от которого сильно зависит данный вид накачки. Благоприятные условия, которые создаются биполярными потоками для возникновения сIMM, обсуждаются во многих работах (см., напр., [19–21] и ссылки в этих статьях).

Область образования массивной звезды можно обнаружить по излучению теплой пыли в континууме в горячем молекулярном ядре (HMC) в ближнем и среднем инфракрасном диапазоне и в коротковолновом миллиметровом радиодиапазоне в стадии “до формирования гипер- или ультракомпактных областей ионизованного водорода (HCHII или UCHII)”, т.е. при отсутствующем или очень слабом потоке излучения [22, 23] (см. также [24] и ссылки в этой работе). Однако массивные протозвезды, как правило, глубоко погружены в плотную среду окружающего молекулярного облака, и их зачастую можно обнаружить только благодаря наличию признаков биполярного потока, при этом, как указывается в работе [25], биполярные потоки от массивных протозвезд масштабнее и обнаружить их даже проще, чем аккреционный диск.

Поэтому в настоящее время особый интерес представляет новый класс массивных протозвездных объектов (MYSO) (на данный момент ~400 источников [26]), идентифицированных в рамках работы космической миссии “Spitzer” как “молодые” на основании избытка излучения в коротковолновом инфракрасном диапазоне на волне 4.5 мкм — “зеленом” в шкале цветов камеры IRAC/Spitzer

(GLIMPSE-I survey, Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire [27]). Эти объекты являются протяженными, диффузными, поэтому называются EGOs, т.е. Extended Green Objects [28].

То, что эти объекты являются областями образования массивных звезд, доказывается наличием в них метанольных мазеров II класса с излучением на частоте 6.7 ГГц в более чем 64% случаев [29], которые ассоциируются только с массивными объектами. Данный вид излучения жестко связан с необходимостью выполнения условий по плотности и по температуре для поддержания радиативной накачки этих мазеров [18, 30], отграничивая тем самым маломассивные объекты, не обеспечивающие этих условий (см. [31, 32] и ссылки в этих работах).

В пользу утверждения, что EGOs — это действительно области с биполярными потоками, говорит также тот впечатляющий факт, что в их окрестностях примерно в ~89% случаев (detection rate) в обзоре, выполненном на частоте 44 ГГц на VLA [29], и в ~70% в обзоре на частоте 95 ГГц, выполненном в Мопре на 22-м радиотелескопе [26], обнаруживаются метанольные мазеры I класса. Интегральная оценка по всем отождествлениям сИММs и EGOs указывает на взаимную ассоциацию в 2/3 случаев [33].

Кроме того, наличие биполярных потоков в этих источниках подтверждается обнаружением крыльев в профилях тепловых линий, наблюдавшихся в субмиллиметровом диапазоне на телескопе James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) [29] и в мм-диапазоне в линиях $^{12}\text{CO}(2-1)$ и $\text{HCO}^+(1-0)$ на 1 мм с использованием Submillimeter Array (SMA) и на 3 мм с использованием Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy (CARMA) [34].

При этом отмечено, что в направлении EGOs в 57% случаев не наблюдается излучение в континууме на 3.6 и 1.3 см [35], а на 44 ГГц — в 95%, что исключает наличие ультракомпактных III областей и доказывает их раннюю стадию формирования [29, 36].

3. ОБЪЕКТЫ EGO И МАЗЕРЫ ОН(1720)

Интерферометрические исследования подтверждают, что мазеры сИММ формируются на фронте взаимодействия биполярного потока со спокойной средой родительского молекулярного облака [19, 37], хотя на настоящий момент ассоциация сИММ с основанием потока в отдельных случаях также обнаружена [38].

Известно, что на фронте ударной волны также под действием столкновительной накачки формируется еще один тип мазеров, а именно, в линии-спутеллите на частоте 1720 МГц в Λ -удвоении уровня основного электронного и вращательного состояния $^2\Pi_{3/2}$, $J = 3/2$, $F = 2-1$ радикала ОН (далее ОН(1720)), которые ассоциируются с фронтом ударной волны, например, в остатках сверхновых (см. [39–41] и ссылки в этих работах).

В рамках более глубокого исследования механизма столкновительной накачки метанольных мазеров были предприняты попытки обнаружить их в направлении остатков сверхновых, которые увенчались успехом лишь недавно [42–45].

Возникает вопрос: могут ли линии ОН(1720) наблюдаться в тех же мазерных конденсациях, что и сИММ, но не в направлении остатков сверхновых, а в направлении биполярных потоков, на фронтах которых формируются сИММ? Другими словами, представляется вероятным, что ударная волна на фронте биполярного потока может спровоцировать появление мазерного излучения в линии ОН(1720), т.е. мазеры ОН(1720) должны наблюдаться, например, в EGOs и пространственно совпадать с метанольными мазерами I класса.

С целью проверки этого предположения нашей группой были проведены наблюдения в линии-спутеллите радикала ОН(1720) с различными размерами диаграммы направленности в направлении тех EGOs, в которых уже были обнаружены метанольные мазеры I класса [29]. Ранее такие исследования не проводились.

Первый обзор для 18 EGOs был выполнен в Евпатории (Крым) на 70-м антенне с диаграммой $9'$ на указанной частоте [46]. В 13 спектрах излучение ОН(1720) наблюдалось, они содержат множество слабых линий, возможно, тепловой природы. Все спектры были сильно искажены помехами. Далее с целью улучшения пространственного разрешения были проведены интерферометрические наблюдения 20 EGOs на VLA [47]. Синтезированное угловое разрешение в этих наблюдениях составляло $12''$. Наблюдения на VLA были проведены в полном спектре во всех четырех линиях ОН. По техническим причинам в Евпатории на РТ-70 наблюдения проводились только на частоте 1720 МГц.

Эмиссия наблюдалась в 10 источниках из 20, но эмиссия на частоте ОН(1720) была зафиксирована только в одном источнике EGO — G45.47 + 0.07, в нем также наблюдаются главные линии в излучении. При этом позиция ОН(1720) совпадает с центральным точечным источником инфракрасного излучения ближнего диапазона в объекте EGO, а не с пространственными компонентами метанольного мазера I класса. Перекрытие списков РТ-70 и VLA составило около 55% (11 источников),

т.е. прямое сопоставление результатов оказалось статистически ненадежным.

Основной признак наличия столкновительной накачки в тех газо-пылевых конденсациях, в которых формируется мазер ОН на частоте 1720 МГц, заключается в том, что только эта линия-спутник должна быть в излучении, а главные линии ОН(1665) и ОН(1667) — в поглощении [48]. По данным представленных наблюдений на VLA, которые проводились на частотах четырех линий ОН, т.е. в главных линиях и в спутниках, определенно можно сказать, что это условие не соблюдается.

Поскольку наблюдения проводились на координатах и скоростях метанольных мазеров I класса, можно предположить, как отмечалось в выводах этих работ [46, 47], что полученные результаты объясняются, например, или слабым влиянием биполярных потоков в EGOs на накачку, или различием в параметрах и механизмах накачки мазеров ОН(1720) и сММ. Однако могут быть и другие причины, которые мы обсудим ниже, например, связанные с типом ударной волны, проходящей через мазерную конденсацию.

4. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЪЕКТАХ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

4.1. Типы ударных волн

Характеристики ударных волн, формирующихся при образовании протозвезд, связаны с тем, какие параметры, а именно, скорость, плотность, кинетическую температуру и степень ионизации имел газ в области, не затронутой ударной волной (preshock region), а также с напряженностью магнитного поля в данной области.

Тип действующей в облаке ударной волны зависит от соотношения энергии хаотического движения масс в облаке и энергии магнитного поля, что сводится к соотношению скорости теплового движения молекул и скорости низкочастотных магнитогидродинамических плазменных волн, возбуждаемых в присутствии магнитного поля (альфвеновских волн).

Если “магнитозвуковая скорость” (magnetosonic speed) больше, чем звуковая скорость ударной волны (slow shock speed), то перед фронтом ударной волны формируется специфическая область, “магнитный предшественник” (a magnetic precursor). В этой области магнитное поле отщепляет от нейтрального газа заряженные частицы, энергия которых рассеивается в результате амбиполярной диффузии [3, 8, 9]. При этом общая скорость и плотность остаются непрерывными в

системе отсчета, связанной с ударной волной, поэтому этот вид ударной волны называется “C-shock”, т.е. “Continuous shock” (см. [2] и ссылки, приведенные выше во Введении).

Если звуковая скорость ударной волны больше, чем скорость альфвеновской волны, магнитное поле перестает играть роль магнитного предшественника и не принимает участия в распределении энергии, то фронт ударной волны становится прерывистым (discontinuous) и распадается на отдельные гидродинамические удары, при которых происходят скачки в гидродинамических параметрах [3, 49]. Такая ударная волна называется “J-shock” (Jump-shock).

Величина скорости ударной волны, при которой происходит переход между двумя этими типами “shocks”, зависит от нескольких параметров, в том числе, от плотности среды до ударной волны [50] и от присутствия заряженных частиц [51], и варьируется в пределах от ~ 20 до ~ 50 км/с.

Область фронта ударной волны является критической для формирования мазерного излучения, возникающего под действием столкновительной накачки, в том числе, на молекулах гидроксила ОН на частоте 1720 МГц. Чтобы сравнить, как наблюдающиеся в EGOs биполярные потоки могут влиять на накачку метанольных мазеров I класса и мазеров ОН(1720) в этих объектах, рассмотрим подробнее некоторые свойства и особенности таких мазеров.

4.2. Сравнение физических параметров в объектах межзвездной среды и в областях звездообразования

По данным для 27 плотных молекулярных облаков и областей звездообразования, отобранных в работе [52] безотносительно наличия в них каких-либо мазеров, среднее значение объемной плотности молекулярного водорода n_{H_2} составляет $10^{3.8}$ см $^{-3}$ (в интервале от $10^{2.7}$ см $^{-3}$ до $10^{6.8}$ см $^{-3}$), среднее значение кинетической температуры T_k составляет 30 К (в интервале от 10 К до 150 К). В этих областях наблюдаются магнитные поля с напряженностью от 10 до 3000 μG .

Отметим, что для холодных и плотных облаков IRDCs, с которыми часто ассоциируются EGOs (например, 63% из 41 EGOs [54]), в литературе приведены следующие типичные значения физических параметров: $T_k = 10$ К, $n_{\text{H}_2} \sim 10^3 - 10^8$ см $^{-3}$ [55], $T_k < 25$ К, $n_{\text{H}_2} > 10^5$ см $^{-3}$ в размерах 0.4–15.0 пк [56, 57].

Излучение в спутнике ОН на частоте 1720 МГц было открыто в обзоре южного неба [58] в направлении нетепловых континуумных источников, не

являющихся дискретными и физически не связанными с областями III, которые в этом случае были фоновыми. В обзоре северного неба [59] во всех четырех линиях OH наблюдалось около 1800 галактических источников, примерно в половине источников зафиксирован сигнал. В основном, это были смешанные спектры излучения и поглощения, причем эмиссионные линии, как правило, мазерные (за исключением пары десятков спектров, в которых главные линии слабые, и их интенсивности соответствовали термодинамическому равновесию).

Эмиссия в линии OH(1720) наблюдалась в следующих типах спектров: а) линия OH(1720) и главные линии в излучении, б) только линия OH(1720) в излучении, остальные линии отсутствовали; с) линия OH(1720) в излучении и главные линии на частотах 1665 и 1667 МГц в поглощении. Спектры типа “а” соответствовали областям звездообразования (SFR), спектры типа “б” и “с” — остаткам сверхновых (SNR). Исследование и сравнение этих типов подробно представлены, например, в работах [60, 61], в которых были сделаны важные выводы о различии условий накачки мазеров OH(1720) в SFRs и SNRs.

Основной вывод, полученный в работах [59, 60], заключался в том, что механизм возникновения излучения OH на частоте 1720 МГц в областях звездообразования отличается от механизма, отвечающего за накачку мазеров OH(1720) в остатках сверхновых. В SFR главную роль в накачке играют ИК-излучение и большой градиент скорости, в SNR реализуется столкновительная накачка, для которой требуется плотность среды меньше, чем та, которая наблюдается в SFR. Основные различия между мазерами OH в SNR и SFR таковы: в SFR в спектрах OH присутствуют линии излучения на частотах 1665/1667 МГц, в SNR — нет; в SFR мазеры OH(1720) переменны, в то время как в остатках сверхновых — нет. Магнитные поля в мазерах OH(1720) в SFR достигают 10 мГс, т.е. в 2 раза больше, чем по главным линиям OH, а в остатках сверхновых они на порядок меньше. Мазеры OH(1720) в SFR имеют малые угловые размеры, а в остатках сверхновых они на несколько порядков больше по угловой величине. Кроме того, в SFR наблюдаются более высокие яркостные температуры, до 10^{12} К. Даже если в SNR имеет место скопление из более мелких деталей, которые сливаются, тем не менее, яркостные температуры в SNR на порядки меньше, около 10^8 К.

Моделирование физических условий в молекулярных облаках, при которых в результате накачки уровней нижнего вращательного состояния молекулы OH ($J = 3/2$) при столкновениях с молекулами H_2 возникает мазерная линия OH(1720), было

проведено в работе [62]. При этом было показано, что такая столкновительная накачка молекулы OH эффективна только при $30 \text{ К} < T_k < 100 \text{ К}$, плотности газа $n_{H_2} \sim 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-3}$, очень низкой плотности молекул OH $N_{OH} \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, и при отсутствии областей III. Если в области преобладает излучение, будет наблюдаться инверсия в линии-спутнике OH(1612).

В работе [61] подчеркнута, что в 6 областях звездообразования, в которых наблюдается излучение в линии OH(1720), но отсутствует излучение в линии OH(1665), метанольный мазер II класса на частоте 6.7 ГГц также не наблюдается. В остальных 28 источниках, в которых есть излучение в линиях OH(1720) и OH(1665), во всех, за исключением одного, этот мазер присутствует. При этом в них наблюдается также мазерное излучение в линии возбужденного вращательного состояния ($J = 5/2$) молекулы OH на частоте 6035 МГц. Для этих случаев предполагается, что условия, ответственные за накачку мазеров OH(1720), OH(6035) и cIIMM(6.7) в этих SFR очень близки и соответствуют очень ранней стадии эволюции UCHII, в условиях, где плотность газа и плотность OH на луче зрения выше, а кинетическая температура ниже, чем в областях SFR, демонстрирующих только излучение в главной линии OH(1665) и в линии cIIMM(6.7) (см. ссылки по моделированию условий в той же работе [61]).

Моделирование условий в областях формирования массивных звезд показало, что накачка обоих мазеров OH(1665) и cIIMM(6.7) инфракрасным излучением теплой пыли объясняет излучение молекул в этих линиях, однако для OH(1720) и OH(6035) более предпочтительными являются условия с холодным газом $T_k < 100 \text{ К}$ и с не очень высокой плотностью $n_{H_2} \sim 10^5 - 10^8 \text{ см}^{-3}$, $N_{OH} \sim N_{CH_3OH} \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ [17].

В работе [39] представлены жесткие модельные ограничения на физические условия, необходимые для накачки мазеров OH(1720) на фронте ударной волны в остатках сверхновых: плотность $n_{H_2} \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$, кинетическая температура $T_k \sim 50 - 125 \text{ К}$, плотность гидроксидов на луче зрения $N_{OH} \sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

В биполярных потоках физические параметры определяются по разным молекулярным линиям и отличаются большим разнообразием, поскольку относятся к разным условиям их формирования и степени эволюции, ближе к центру или на периферии, на фронтах или в плотных конденсациях, которые огибаются потоком, с большой скважностью, все они имеют разные размеры и по-разному ориентированы.

Таблица 1. Физические параметры газа в типичных объектах областей звездообразования и межзвездной среды (МЗС)

Объекты МЗС	T_k , К	n_{H_2} , см ⁻³	Ссылки
Молекулярные облака	10–100	10^3 – 10^7	[52]
IRDC	10–20	10^5 – 10^6	[56, 57]
ОН(1720)	30–100	10^4 – 10^5	[62]
SNR, ОН(1720)	50–125	10^5	[39]
SFR, ОН	30–100		[61]
Главные линии	100	10^4	[12]
+ОН(1720)	<100	10^5 – 10^8	[17]
Биполярные потоки	28–166	10^5	[63]
	100–500	$10^4 - 3 \times 10^5$	[65]
EGO	30	1.5×10^5	[54]
сИММ	80	10^5 – 10^6	[29]
	>100	10^7 – 10^8	[66]
сИММ	>125–150	10^5 – 10^8	[17]

Очень часто для анализа используется молекула формила HCO^+ , которая является трейсером биполярных потоков в окрестностях протозвезд с типичной плотностью газа $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$. Например, в работе [63] выполнен анализ профилей оптически тонких линий изотопа этой молекулы H^{13}CO^+ в 82 областях образования массивных звезд, отобранных по признаку наличия излучения сИММс. Для определения кинетической температуры используются линии метилциан-да CH_3CN ($J = 5 - 4$ и $J = 6 - 5$), в работе [63] по этим линиям для 58 SFR получены значения $T_k = 28 - 166 \text{ К}$. Сводный анализ вклада различных молекул в определение физических условий в биполярных потоках для 25 объектов проводился по линиям H_2O , наблюдавшихся в инфракрасном диапазоне длин волн. Для расчетов принимались типичные параметры среды $n_{\text{H}_2} = 5 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $T_k \sim 200 - 1100 \text{ К}$ [64]. Типичные значения параметров среды в биполярных потоках, полученные в работе [65] по линиям SiO , отслеживающих более плотный газ, составляют: плотность вещества $n_{\text{H}_2} \sim 10^4 - 3 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ при кинетической температуре газа 100–500 К.

Наличие биполярных потоков в EGOs подтверждается наблюдениями в тепловых линиях, например, типичная ширина линий $\text{HCO}^+(3-2)$ составляет более 20 км/с, что указывает на присутствие

истечения вещества [29]. С учетом углового размера, аналогичного типичному размеру IRDC ($\sim 30''$), и фактора заполнения диаграммы телескопа (beam filling factor) в работе [54] по данным для 69 EGOs получены значения $T_k \sim 30 \text{ К}$ для всех источников на основании подробного анализа одного из них (G34.26+1.05). Для исследованных EGOs определен их средний размер 0.5–1 пк, по наблюдениям линий C^{18}O и с учетом обилия $\text{C}^{18}\text{O} \sim 1.7 \times 10^{-7}$ получены среднее значение объемной плотности $n_{\text{H}_2} = 1.5 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ и среднее значение плотности водорода на луче зрения $N_{\text{H}_2} = 2 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$ (см. [54] и ссылки в этой работе).

Определение физических параметров в метанольных мазерах, наблюдавшихся в направлении EGOs, показывает, что для сИММ эти значения составляют 80 К и $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$ [29]. При этом в работе [66] показано, что в таких же и в более широких условиях реализуются мазеры сИММ на частоте 44 ГГц, но редко мазеры сИММ на частоте 25 ГГц — только при более высоких температурах (выше 100 К) и более высоких значениях объемной плотности газа $n_{\text{H}_2} \sim 10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$. Для радиативной накачки сИММ требуется температура пыли выше 125–150 К и плотность $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 - 10^8 \text{ см}^{-3}$ [17].

Сводка обсуждаемых оценок кинетической температуры и плотности газа представлена в табл. 1.

4.3. Определение напряженности магнитного поля

Значения кинетической температуры и объемной плотности газа, приведенные в табл. 1, позволяют определить значения напряженности магнитного поля $|B|$ в этих субстанциях. Определить эти значения $|B|$ можно несколькими способами.

В работе [52] приводится эмпирическая зависимость величины $|B|$ от объемной плотности вещества как $|B| \sim (n_{\text{H}_2})^{0.47}$, выведенная для 27 молекулярных облаков и проверенная численной моделью сжимающегося сферического объема газа с учетом амбиполярной диффузии. Зависимость приведена в форме пропорциональности без указания соответствующего коэффициента и в виде графика. Соотношение справедливо для значений плотности в интервале $n \sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ и даже выше, до 10^7 см^{-3} [52, 53]. Следует отметить, что в этих 27 областях медианное значение напряженности магнитного поля составляет 16 мкГ и лишь в одном случае превышает 1 мГ (3.1 мГ, W3(OH)). Исходные и полученные величины n_{H_2} и $|B|$ приведены в таблицах в работе [52].

Непосредственно с минимальным количеством дополнительных предположений напряженность магнитного поля можно определить, используя величину зеемановского расщепления магнитного поля в спектрах линий молекул, например, радикала OH. В этом случае также существует два способа, оба применяются при исследовании мазеров (подробности см., напр., в [67]).

Первый основан на оценке разнесения право- и левополяризованных (RCH и LCP) σ -компонентов зеемановской пары от положения этих компонентов в спектре “без магнитного поля”. Это расщепление должно строго соответствовать фиксированной величине квантового расщепления каждого уровня сверхтонкой структуры (фактор зеемановского расщепления), умноженной на величину напряженности магнитного поля в рассматриваемой области. Таблица значений этого фактора для линий OH приведена в работах [68, 69].

При этом очевидно, что линии метанола, в отличие от линий радикала OH, могут играть лишь косвенную роль в оценке напряженности магнитного поля. Имеется ввиду, что от магнитных полей зависит только тип фронта ударной волны, но не зависит населенность уровней вращательной и тонкой структуры метанола, учитывая, например, тот факт, что в молекулах метанола нет непарного электрона, как в молекуле OH, и расщепление уровней в них пропорционально не электронному спину, а заведомо более слабому ядерному магнетону, и касается только уровней, расщепленных ядерным спином.

Второй способ основан на обработке спектров параметров Стокса $I(\nu)$ и $V(\nu)$ (сумма и разность плотности потока), если расщепление невелико (т.е. сравнимо с доплеровской шириной линии) и позволяет вписать кривую S-образной формы в компоненты пары σ -линий с применением соответствующей формулы. Эта формула связывает плотность потока в линиях на I- и V-спектрах и коэффициент $b = zB \cos \theta$, где z — фактор зеемановского расщепления, $|B|$ — значение напряженности магнитного поля, θ — угол направления магнитного поля к лучу зрения [70, 71].

В обоих случаях точность вывода о том, что выбранная пара действительно является результатом зеемановского расщепления, достигается только путем интерферометрического измерения расположения мазерных пятен и получения доказательства того, что выбранные компоненты пары RCP и LCP пространственно совпадают.

Теоретически значения $|B|$ определяются двумя способами с использованием двух разных методов: из модифицированного уравнения Чандрасекара-Ферми (см., напр., [72] и ссылки в этой работе) и из кривизны деформированных “песочных часов” (форма, которую приобретают газ и пыль в процессе аккреции на центральный источник и раскручивания диска), т.е. кривизны силовых линий поля вокруг центрального источника (см., напр., [73]).

Эти методы, кроме знания значения объемной плотности вещества, требуют в первом случае оценку дисперсии скоростей из дополнительных наблюдений тепловых линий молекул, отслеживающих турбулентный газ, а также оценку угла расхождения магнитных силовых линий (т.е. оценку разброса значений позиционного угла в плоскости линейной поляризации). Во втором методе требуется предположение о масштабе поляризации, т.е., например, о радиусе искривления магнитного поля, расстоянии от протозвезды до конца “трубки”, в которой оценивается степень закручивания поля, и о массе газопылевой оболочки, участвующей в этом процессе. Таким образом, оба метода предполагают использование физических параметров, которые следует определять для конкретных источников.

Более простой и общий метод предложен в работе [53], в которой приведены результаты численного моделирования холодных турбулентных газообразных систем с параметрами, типичными для гигантских молекулярных облаков. Приведем уравнение из этой работы, на основании которого производились расчеты:

$$B = 1.4 \times \beta^{-1/2} \mu G \times \left(\frac{T_k}{10 \text{ K}} \right)^{1/2} \times \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{100 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

Таблица 2. Магнитные поля в объектах IRDC

$B_0, \text{мГ}$							
$T_k = 15 \text{ К}, n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ см}^{-3}$			$T_k = 15 \text{ К}, n_{\text{H}_2} = 10^6 \text{ см}^{-3}$			$ B \sim n^{0.47}$	
$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ см}^{-3}$	$n_{\text{H}_2} = 10^6 \text{ см}^{-3}$
0.05	0.17	0.54	0.17	0.54	1.71	0.22	0.66

где B — напряженность магнитного поля, β — параметр модели, T_k — кинетическая температура газа, n_{H_2} — объемная плотность газа. Параметр $\beta = c_s^2/v_{A,0}^2$.

Модели вычисляются для трех значений β : $\beta = 0.01$ — сильное магнитное поле, $\beta = 0.1$ — промежуточное и $\beta = 1$ — слабое, в работе [52] используется также значение 0.04. При сильном магнитном поле, как обсуждалось выше, альфвеновская скорость больше, чем звуковая скорость ударной волны, и магнитное поле контролирует непрерывность физических параметров в области и процесс гравитационного сжатия. При промежуточном и слабом магнитном поле его роль уменьшается, а роль звуковых ударных волн и турбулентных движений возрастает.

Как показано в работе [53], наиболее надежно эта формула работает для $\beta = 1$, но мы провели вычисления значений напряженности магнитного поля по формуле (1) для всех 3 значений β для объектов IRDC, EGO и метанольных мазеров I и II класса для соответствующих минимальных и максимальных граничных значений T_k и значений объемной плотности. Кроме того, мы также провели расчеты с использованием соотношения

$$|B| \sim (n_{\text{H}_2})^{0.47} \quad (2)$$

из работы [52]. Результаты представлены в табл. 2, 3 и 4.

Из расчетов видно, что для IRDC (использовалось значение $T_k = 15 \text{ К}$) величины $|B|$ получились приблизительно такими же, как и те, которые приведены в табл. 1 для молекулярных облаков из работы [52]. Наиболее близкие значения $|B|$ в сравнении модельных расчетов плотности и расчета в соотношении (2) получились для обоих граничных значений плотности для варианта $\beta = 0.1$ с промежуточным влиянием магнитного поля (соответственно 0.17 мГ и 0.22 мГ для $n = 10^5 \text{ см}^{-3}$, и 0.22 мГ и 0.66 мГ для $n = 10^6 \text{ см}^{-3}$).

В объектах EGO наши расчеты выполнены для значений объемной плотности, полученных из наблюдений линии C^{18}O и приведенных в работе [54] для 69 источников. Значение ограничения по нижней границе $T_k \sim 30 \text{ К}$ заимствовано из этой же

работы [54], значение ограничения по верхней границе $T_k \sim 100 \text{ К}$ для биполярных потоков получено в работе [63]. По порядку величины полученные значения $|B|$, как и в IRDC, тоже согласуются между собой и не превышают ожидаемые значения. Наилучшим образом результаты модельных расчетов и расчета по критерию (2) согласуются при $T_k = 30 \text{ К}$ для $\beta = 0.1$ и при $T_k = 100 \text{ К}$ для $\beta = 1$, т.е. для варианта промежуточного и слабого влияния магнитного поля (см. табл. 3 конкретно для каждого источника).

Для метанольных мазеров I класса мы привели два варианта вычислений: для случаев, когда объемная плотность газа, вероятно, недостаточна для появления линии на 25 ГГц (т.е. не выше 10^6 см^{-3}) и наблюдается только мазерная линия на 44 ГГц (табл. 4), и для случая, когда плотность газа достаточна для обеспечения столкновительной накачки как мазера на 44 ГГц, так и мазера на 25 ГГц, т.е. до значений 10^8 см^{-3} (табл. 4). В первом варианте при $T_k = 80 \text{ К}$ наиболее приемлемая величина $\beta = 1$, т.е. ожидаемое магнитное поле слабое. Соответствующие значения напряженности магнитного поля: 0.13 мГ и 0.22 мГ для $n = 10^5 \text{ см}^{-3}$, и 0.40 мГ и 0.66 мГ для $n = 10^6 \text{ см}^{-3}$. Во втором варианте ($T_k = 200 \text{ К}$) хорошо совпадают результаты расчетов для моделей $\beta = 1$ и $\beta = 0.1$, т.е. для слабого и промежуточного магнитного поля. Для метанольных мазеров II класса для обоих значений плотности $n = 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$ наиболее близкие значения модельных решений и результата по соотношению (2) получаются как для $T_k = 125 \text{ К}$, так и для $T_k = 150 \text{ К}$ в модели слабого влияния магнитного поля с $\beta = 1$ (см. табл. 5).

Для областей звездообразования, в которых формируются линии OH(1720), в работе [61] представлены полученные в наблюдениях этих линий значения напряженности магнитного поля. Для данного случая мы выполнили обратную задачу: для минимального и максимального значений кинетической температуры, вычисленных в работе [62], по соответствующим значениям $|B|$ рассчитали объемную плотность для каждого источника, используя данные из работы [61], для каждого параметра β . Результаты сведены в табл. 6. В проти-

Таблица 3. Магнитные поля в объектах ЕГО

Источник	$\lg(n)$, см^{-3}	B_0 , мГ						$ B \sim n^{0.47}$
		$T_k = 30 \text{ K}$			$T_k = 100 \text{ K}$			
		$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	
G10.29-0.13	5.4	0.12	0.39	1.24	0.23	0.71	2.26	0.35
G10.34-0.14	5.3	0.10	0.33	1.03	0.19	0.59	1.88	0.30
G11.11-0.11	5.4	0.12	0.39	1.24	0.23	0.71	2.26	0.35
G11.92-0.61	5.4	0.13	0.41	1.28	0.23	0.74	2.34	0.36
G12.02-0.21	4.8	0.06	0.20	0.64	0.12	0.37	1.17	0.19
G12.20-0.03	5.0	0.08	0.25	0.80	0.15	0.46	1.47	0.23
G12.42+0.50	4.9	0.07	0.22	0.69	0.13	0.40	1.25	0.20
G12.91-0.03	5.3	0.10	0.33	1.03	0.19	0.59	1.88	0.30
G12.91-0.26	5.8	0.19	0.60	1.89	0.35	1.09	3.46	0.52
G14.33-0.64	5.4	0.12	0.38	1.19	0.22	0.69	2.17	0.34
G14.63-0.58	4.8	0.06	0.19	0.59	0.11	0.34	1.08	0.18
G16.58-0.08	5.3	0.11	0.33	1.06	0.19	0.61	1.93	0.30
G16.59-0.05	5.0	0.08	0.25	0.80	0.15	0.46	1.47	0.23
G17.96+0.08	4.9	0.07	0.22	0.69	0.13	0.40	1.25	0.20
G18.67+0.03	5.0	0.07	0.23	0.73	0.13	0.42	1.33	0.21
G18.89-0.47	4.8	0.06	0.19	0.59	0.11	0.34	1.08	0.18
G19.01-0.03	5.3	0.10	0.33	1.03	0.19	0.59	1.88	0.30
G19.36-0.03	5.9	0.22	0.69	2.18	0.40	1.26	3.98	0.60
G19.61-0.12	4.5	0.04	0.13	0.42	0.08	0.24	0.77	0.13
G19.88-0.53	4.3	0.03	0.11	0.34	0.06	0.20	0.63	0.11
G20.24+0.07	5.1	0.09	0.28	0.87	0.16	0.50	1.60	0.25
G21.24+0.19	5.4	0.13	0.41	1.28	0.23	0.74	2.34	0.36
G22.04+0.22	5.4	0.12	0.38	1.19	0.22	0.69	2.17	0.34
G23.01-0.41	5.5	0.14	0.43	1.35	0.25	0.78	2.46	0.38
G23.82+0.38	5.2	0.10	0.32	1.00	0.18	0.58	1.83	0.29
G24.00-0.10	5.5	0.13	0.41	1.31	0.24	0.75	2.38	0.37
G24.11-0.17	5.0	0.07	0.23	0.73	0.13	0.42	1.33	0.21
G24.63+0.15	5.6	0.16	0.50	1.59	0.29	0.92	2.90	0.44
G24.94+0.07	5.6	0.16	0.49	1.55	0.28	0.90	2.83	0.43
G25.38-0.15	5.4	0.12	0.38	1.21	0.22	0.70	2.21	0.34
G28.28-0.36	5.3	0.11	0.34	1.08	0.20	0.63	1.98	0.31
G28.83-0.25	5.2	0.10	0.32	1.00	0.18	0.58	1.83	0.29
G29.89-0.77	5.3	0.11	0.35	1.11	0.20	0.64	2.03	0.32
G29.91-0.81	5.1	0.08	0.27	0.84	0.15	0.48	1.53	0.24
G29.96-0.79	4.7	0.05	0.17	0.54	0.10	0.31	0.99	0.16

Таблица 3. Окончание

Источник	$\lg(n)$, см^{-3}	B_0 , мГ						$ B \sim n^{0.47}$
		$T_k = 30 \text{ K}$			$T_k = 100 \text{ K}$			
		$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	
G34.26+0.15	5.0	0.08	0.25	0.80	0.15	0.46	1.47	0.23
G34.28+0.18	5.4	0.12	0.38	1.21	0.22	0.70	2.21	0.34
G34.39+0.22	4.8	0.06	0.19	0.59	0.11	0.34	1.08	0.18
G34.41+0.24	5.2	0.10	0.31	0.97	0.18	0.56	1.77	0.28
G35.03+0.35	4.8	0.06	0.20	0.64	0.12	0.37	1.17	0.19
G35.04-0.47	4.6	0.05	0.15	0.48	0.09	0.28	0.89	0.15
G35.13-0.74	5.0	0.08	0.24	0.77	0.14	0.44	1.40	0.22
G35.15+0.80	4.0	0.02	0.08	0.24	0.04	0.14	0.44	0.08
G35.20-0.74	4.9	0.07	0.22	0.69	0.13	0.40	1.25	0.20
G35.68-0.18	4.7	0.05	0.17	0.54	0.10	0.31	0.99	0.16
G35.83-0.20	4.7	0.05	0.17	0.54	0.10	0.31	0.99	0.16
G36.01-0.20	5.1	0.09	0.28	0.87	0.16	0.50	1.60	0.25
G37.48-0.10	4.6	0.05	0.15	0.48	0.09	0.28	0.89	0.15
G39.10+0.49	5.1	0.09	0.29	0.91	0.17	0.52	1.66	0.26
G39.39-0.14	5.1	0.08	0.27	0.84	0.15	0.48	1.53	0.24
G40.28-0.22	4.9	0.07	0.22	0.69	0.13	0.40	1.25	0.20
G40.28-0.27	4.8	0.06	0.20	0.64	0.12	0.37	1.17	0.19
G40.60-0.72	4.3	0.03	0.11	0.34	0.06	0.20	0.63	0.11
G43.04-0.45	4.6	0.05	0.15	0.48	0.09	0.28	0.89	0.15
G44.01-0.03	4.3	0.03	0.11	0.34	0.06	0.20	0.63	0.11
G45.47+0.05	4.6	0.05	0.15	0.48	0.09	0.28	0.89	0.15
G45.47+0.13	4.3	0.03	0.11	0.34	0.06	0.20	0.63	0.11
G45.50+0.12	4.5	0.04	0.13	0.42	0.08	0.24	0.77	0.13
G48.66-0.30	4.8	0.06	0.19	0.59	0.11	0.34	1.08	0.18
G49.07-0.33	4.3	0.03	0.11	0.34	0.06	0.20	0.63	0.11
G49.27-0.32	5.0	0.07	0.23	0.73	0.13	0.42	1.33	0.21
G49.27-0.34	5.0	0.07	0.23	0.73	0.13	0.42	1.33	0.21
G49.42+0.33	4.0	0.02	0.08	0.24	0.04	0.14	0.44	0.08
G53.92-0.07	4.6	0.05	0.15	0.48	0.09	0.28	0.89	0.15
G54.11-0.04	4.3	0.03	0.11	0.34	0.06	0.20	0.63	0.11
G54.11-0.08	4.5	0.04	0.13	0.42	0.08	0.24	0.77	0.13
G54.45+1.01	4.6	0.05	0.15	0.48	0.09	0.28	0.89	0.15
G58.78+0.64	4.8	0.06	0.19	0.59	0.11	0.34	1.08	0.18
G59.79+0.63	4.8	0.06	0.20	0.64	0.12	0.37	1.17	0.19

Таблица 4. Магнитные поля в мазерных конденсациях сИММ

B_0 в мГ для условий формирования мазеров на частоте 44 ГГц							
$T_k = 80 \text{ K}, n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ см}^{-3}$			$T_k = 80 \text{ K}, n_{\text{H}_2} = 10^6 \text{ см}^{-3}$			$ B \sim n^{0.47}$	
$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ см}^{-3}$	$n_{\text{H}_2} = 10^6 \text{ см}^{-3}$
0.13	0.40	1.25	0.40	1.25	3.96	0.22	0.66

B_0 в мГ для условий совместного формирования мазеров на частотах 44 ГГц и 25 ГГц							
$T_k = 200 \text{ K}, n_{\text{H}_2} = 10^7 \text{ см}^{-3}$			$T_k = 200 \text{ K}, n_{\text{H}_2} = 10^8 \text{ см}^{-3}$			$ B \sim n^{0.47}$	
$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$n_{\text{H}_2} = 10^7 \text{ см}^{-3}$	$n_{\text{H}_2} = 10^8 \text{ см}^{-3}$
1.98	6.26	19.80	6.26	19.80	62.61	1.95	5.75

Таблица 5. Магнитные поля в мазерных конденсациях сИММ

B_0 , мГ							
$T_k = 125 \text{ K}, n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ см}^{-3}$			$T_k = 150 \text{ K}, n_{\text{H}_2} = 10^8 \text{ см}^{-3}$			$ B \sim n^{0.47}$	
$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.01$	$n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ см}^{-3}$	$n_{\text{H}_2} = 10^8 \text{ см}^{-3}$
0.16	0.49	1.57	5.42	17.15	54.22	0.22	5.75

воположность другим объектам, которые мы рассмотрели, напряженность магнитного поля в этих областях выше в некоторых случаях почти в 10 раз. Этот факт уже отмечался ранее в работах [60, 61]. При этом в мазерах ОН на частоте 6 ГГц обычно наблюдаются магнитные поля со значением $|B| \sim 10 \text{ мГ}$ [69].

В источнике G310.146+0.760 получено максимальное значение плотности $n_{\text{H}_2} \sim 10^{9.63} \text{ см}^{-3}$ для $|B| = 16 \text{ мГ}$ при $T_k=30 \text{ K}$ и $\beta = 1$, т.е. при более значительной роли не магнитного поля, а хаотических движений в облаке. При этом очевидно, что практически в каждом источнике и при любой модели значения плотности превышают допустимую по критерию [62] величину, но в значительной степени согласуются с теми граничными значениями, которые получены в процессе моделирования в работе [7]. Наилучшее согласие между модельными расчетами и соотношением (2) получено для модели $\beta = 1$ для обоих значений $T_k = 30\text{--}100 \text{ K}$, конкретные результаты для каждого источника см. в соответствующих столбцах в табл. 6.

По сути, во всех этих расчетах взаимосвязаны несколько параметров: кинетическая температура газа, тепловая скорость частиц, плотность частиц, напряженность магнитного поля и альфвеновская

скорость, что затрудняет конкретизацию рассматриваемых условий. Поясним это с помощью рис. 1, на котором представлены результаты расчетов по областям SFR из табл. 6.

На данном рисунке показано, как изменяется объемная плотность газа в рамках различных расчетных моделей, отражающих соотношение энергии магнитного поля и внутренней энергии хаотических движений в рассматриваемой среде. Это соотношение выражается в численных значениях параметра $\beta = (c_s)^2/(v_A)^2$. Прерывистые линии отражают изменение значений плотности газа при заданной модели $\beta = 0.01$ — “сильное поле”, 0.1 — “промежуточное” и 1 — “слабое” при условии сохранения величины напряженности поля $|B|$ и при заданной кинетической температуре газа. Начальная точка графика соответствует модели $\beta = 1$ и соотношению из работы [52], в котором при увеличении плотности величина $|B|$ возрастает. Переход к другим моделям, соответствующим большему влиянию магнитного поля, т.е. большему значению альфвеновской скорости по сравнению со звуковой, означает, что мы переходим к рассмотрению менее плотных областей. Звуковая скорость, в отличие от альфвеновской, не зависит от плотности или напряженности магнитного поля и

Таблица 6. Значения объемной плотности газа, вычисленные по значениям напряженности магнитного поля, полученным в наблюдениях мазеров ОН(1720)

Источник	B_0 , мГ	$\lg_{cr}(n)$	$\lg(n)$, см ⁻³							
			$T_k = 30$ К				$T_k = 100$ К			
			$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.04$	$\beta = 0.01$	$\beta = 1$	$\beta = 0.1$	$\beta = 0.04$	$\beta = 0.01$
290.375+1.666	7.5	8.24	8.97	7.97	7.57	6.97	8.45	7.45	7.05	6.45
300.969+1.147	5.5	7.96	8.70	7.70	7.30	6.70	8.18	7.18	6.78	6.18
306.322-0.334	6.0	8.04	8.78	7.78	7.38	6.78	8.26	7.26	6.86	6.26
310.146+0.760	16.0	8.95	9.63	8.63	8.23	7.63	9.11	8.11	7.71	7.11
310.146+0.760	5.0	7.87	8.62	7.62	7.22	6.62	8.10	7.10	6.70	6.10
328.809+0.633	1.5	6.76	7.57	6.57	6.18	5.57	7.05	6.05	5.65	5.05
329.339+0.148	4.0	7.66	8.43	7.43	7.03	6.43	7.90	6.90	6.51	5.90
329.426-0.158	2.0	7.02	7.82	6.82	6.43	5.82	7.30	6.30	5.90	5.30
330.953-0.182	2.0	7.02	7.82	6.82	6.43	5.82	7.30	6.30	5.90	5.30
336.822+0.028	6.0	8.04	8.78	7.78	7.38	6.78	8.26	7.26	6.86	6.26
336.941-0.156	6.0	8.04	8.78	7.78	7.38	6.78	8.26	7.26	6.86	6.26
336.994-0.027	3.0	7.40	8.18	7.18	6.78	6.18	7.65	6.65	6.26	5.65
337.613-0.060	5.7	7.99	8.73	7.73	7.34	6.73	8.21	7.21	6.81	6.21
339.884-1.259	6.0	8.04	8.78	7.78	7.38	6.78	8.26	7.26	6.86	6.26
345.003-0.224	3.5	7.54	8.31	7.31	6.91	6.31	7.79	6.79	6.39	5.79
345.118+1.592	1.5	6.76	7.57	6.57	6.18	5.57	7.05	6.05	5.65	5.05
345.495+1.462	12.0	8.68	9.38	8.38	7.98	7.38	8.86	7.86	7.46	6.86
345.497+1.462	10.0	8.51	9.22	8.22	7.82	7.22	8.70	7.70	7.30	6.70
348.550-0.979	5.0	7.87	8.62	7.62	7.22	6.62	8.10	7.10	6.70	6.10
350.686-0.491	4.0	7.66	8.43	7.43	7.03	6.43	7.90	6.90	6.51	5.90
351.417+0.645	6.4	8.10	8.83	7.83	7.44	6.83	8.31	7.31	6.91	6.31
353.410-0.360	2.3	7.15	7.95	6.95	6.55	5.95	7.42	6.42	6.02	5.42
0.666-0.035	9.0	8.41	9.13	8.13	7.73	7.13	8.61	7.61	7.21	6.61
5.885-0.392	6.0	8.04	8.78	7.78	7.38	6.78	8.26	7.26	6.86	6.26
6.686-0.297	0.4	5.54	6.43	5.43	5.03	4.43	5.90	4.90	4.51	3.90
8.669-0.356	3.0	7.40	8.18	7.18	6.78	6.18	7.65	6.65	6.26	5.65
11.034+0.062	7.0	8.18	8.91	7.91	7.51	6.91	8.39	7.39	6.99	6.39
12.680-0.183	1.0	6.38	7.22	6.22	5.82	5.22	6.70	5.70	5.30	4.70
12.908-0.260	6.0	8.04	8.78	7.78	7.38	6.78	8.26	7.26	6.86	6.26
17.639+0.158	14.0	8.82	9.51	8.51	8.12	7.51	8.99	7.99	7.59	6.99
20.237+0.065	7.0	8.18	8.91	7.91	7.51	6.91	8.39	7.39	6.99	6.39
49.490-0.387	10.0	8.51	9.22	8.22	7.82	7.22	8.70	7.70	7.30	6.70
49.488-0.388	8.8	8.39	9.11	8.11	7.71	7.11	8.59	7.59	7.19	6.59

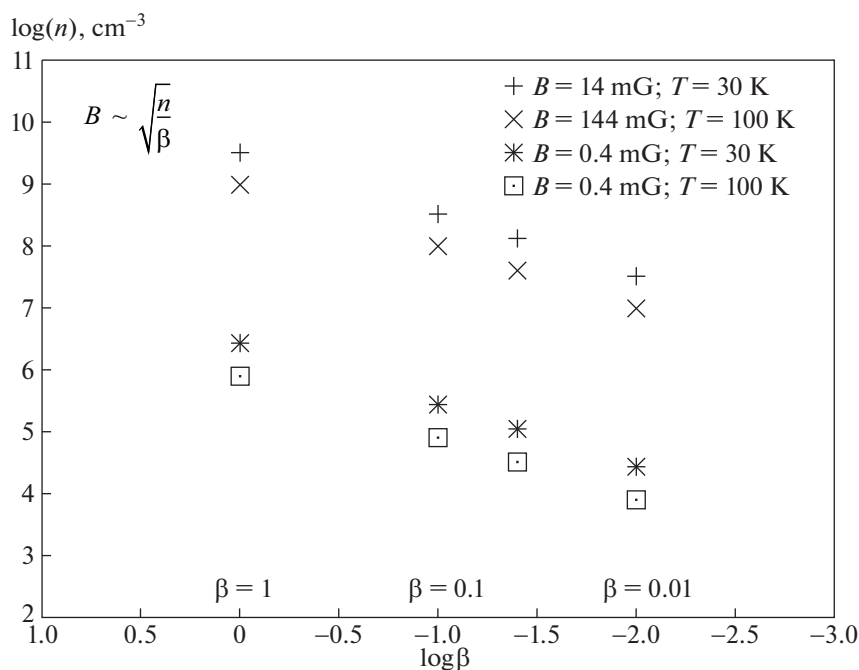


Рис. 1. Изменение плотности газа в областях SFR (см. табл. 6) в рамках различных расчетных моделей, отражающих соотношение энергии магнитного поля и внутренней энергии хаотических движений в рассматриваемой среде, выраженное в численных значениях параметра β ($\beta = 0.01$ — “сильное поле”, 0.1 — “промежуточное” и 1 — “слабое”) при условии сохранения величины напряженности магнитного поля и при заданной кинетической температуре газа.

зависит только от кинетической температуры газа, влияние которой на приведенные рассуждения, как видно из рис. 1, невелико. Поэтому в таких менее плотных областях альфвеновская скорость будет преобладать над звуковой при любых значениях звуковой скорости.

Если определить температуру газа и звуковую скорость в соответствии с теми данными, которые получены из наблюдений молекулярных линий, можно определить соответствующую ей ожидаемую альфвеновскую скорость для заданного параметра β и сравнить это значение с той величиной $|B|$, которая получается из оценки напряженности магнитного поля по величине зеемановского расщепления линий. Эта величина оценивается независимо по спектру параметра Стокса V. Такое сравнение позволяет с большей степенью достоверности выбрать модель для рассматриваемого источника и с большей надежностью зафиксировать соотношение звуковой и альфвеновской скоростей, т.е. факт преобладания влияния магнитного давления над тепловым. Среди использованных нами данных такие значения $|B|$ приводятся только для SFRs по наблюдениям расщепления линий OH(1720). В этом случае наилучшей моделью представляется модель с параметром $\beta = 0.04$

с температурой газа 30 К (см. соответствующие расчеты в табл. 7).

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравнение статистических данных, представленных в табл. 1, показывает следующее.

1) Мазерное излучение OH(1720) по данным наблюдений в южном полушарии в направлении SFR присутствует в 11% случаев, т.е. в 36 SFR из 200. При этом мазерные линии OH(1720) встречаются в 6 раз реже, чем главные линии OH(1665/1667) [61].

2) По данным наблюдений в северном полушарии в направлении SFR, в которых ранее было обнаружено мазерное излучение метанола на частоте 6.7 ГГц, т.е. в областях формирования массивных звезд, мазерное излучение OH(1720) присутствует в 6% случаев, а именно, в 6 SFR из 100 [74].

3) Мазерное излучение OH(1720) в направлении SNR наблюдается в 10% случаев, т.е. в 20 SNR из 250 [40].

Статистика обнаружений линии OH(1720) в этих видах межзвездной среды показывает, что излучение OH в сателлите на частоте 1720 МГц — явление редкое.

Таблица 7. Вычисленные значения для звуковой и альфеновской скоростей в моделях молекулярных облаков

Тип объекта	min T_k , К		max T_k , К		min T_k , К		max T_k , К	
	c_s , км/с	v_A , км/с	c_s , км/с	v_A , км/с	c_s , км/с	v_A , км/с	c_s , км/с	v_A , км/с
IRDC	Модель $\beta = 1$				Модель $\beta = 0.1$			
	15	—	—	—	15	—	—	—
EGO	0.23	0.23	—	—	0.23	0.73	—	—
	30	—	—	—	30	—	—	—
сИММ (44 ГГц)	0.33	0.33	—	—	0.33	1.03	—	—
	80	—	—	—	80	—	—	—
сИММ (44 + 25 ГГц)	0.53	0.53	—	—	0.53	1.68	—	—
	—	—	100	—	—	—	100	—
сПММ	—	—	0.60	0.60	—	—	0.60	1.88
	125	—	150	—	125	—	150	—
SFR*	0.67	0.67	0.73	0.73	0.67	2.11	0.73	2.31
	Модель $\beta = 1$				Модель $\beta = 0.04$			
SFR*	30	—	100	—	30	—	100	—
	0.33	0.33	0.60	0.60	0.33	1.63	0.60	2.98

* Для областей SFR расчеты приводятся дополнительно для модели с параметром $\beta = 0.04$, рекомендованным в работе [52] именно для областей SFR.

Из табл. 1 видно, что по кинетической температуре, которая предполагается как низкая, а именно 30 К [62] и 50 К в SNR [39], но достаточная для поддержания столкновительной накачки (80 К в конденсациях сИММ [29]), это должен быть фронт биполярного потока или объект EGO. То есть имеется ввиду среда, удаленная от центрального источника, не прогретая зарождающейся протозвездой и нарастающим потоком в коротковолновом диапазоне длин волн (ИК, субмм). Более высокая кинетическая температура означает, что область продвигается по эволюционной шкале к развитию УСНП-области. При этом начинает работать радиативная накачка, обеспеченная излучением среды, и по сравнению с ней будет уменьшаться значение столкновительной накачки. Мазеры метанола сИММ постепенно начнут накачиваться и распадаться не по схеме сИММ, а по другой схеме, т.е. как сПММ.

В привязке к объемной плотности газа биполярные потоки и объекты EGO также остаются

предпочтительными, как, возможно, и облака IRDC. Однако достаточно низкое значение плотности $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ имеется во всех приведенных в таблице интервалах, т.е. это условие, по видимому, не является жестким. Напомним, что биполярные потоки — единственный фактор, который может усилить накачку мазеров сИММ и OH(1720), сжимая газо-пылевую конденсацию на фронте ударной волны по мере продвижения фронта потока в спокойную среду молекулярного облака и провоцируя увеличение числа столкновений этих молекул с молекулами водорода.

Как указывалось выше, в интерферометрических исследованиях [37] было показано, что мазеры сИММ на 44 ГГц хорошо коррелируют с ударными фронтами биполярных потоков. Удержание фронта от “расползания”, т.е. поддержка коллимированности биполярного потока может иметь большое значение, при этом магнитные поля должны играть важную роль. Магнитное поле может уносить из центральной части избыточный угловой мо-

мент, способствовать удержанию коллимированности джетов и тем самым увеличить дальность проникновения ударной волны в окружающую среду и время жизни всей композиции молекулярного потока в целом.

Поскольку фронт ударной волны зависит от соотношения тепловой энергии частиц в облаке и напряженности магнитного поля, т.е. от отношения скорости ударной волны к скорости альфвеновских волн, то можно оценить, например, будет ли это отношение меньше единицы; в этом случае магнитное поле будет играть основную роль в рассматриваемой области. Под определяющим действием магнитного поля формируется тип медленных ударных волн C-shock при невысокой общей скорости фронта, тип J-shock формируется в случае большой скорости ударной волны при несущественной роли магнитного поля.

Величину альфвеновской скорости v_A можно вычислить по значению напряженности магнитного поля, если известна плотность вещества в рассматриваемой области [52, 53], по формуле:

$$v_A = \frac{|B|}{(4\pi\rho)^{1/2}}, \quad (3)$$

где ρ — плотность среды.

С другой стороны, как показано выше, эту оценку можно получить в привязке к моделям, которые рассматриваются в работе [53]. Такой подход позволяет зафиксировать полученные величины $|B|$ при заданных величинах T_k и n и оценить значение v_A из соотношения $\beta = (c_s)^2/(v_A)^2$, если известно значение звуковой скорости c_s . В работе [52] скорость звука вычисляется по формуле

$$c_s = \sqrt{\frac{k \times T_k}{\mu}}, \quad (4)$$

где k — постоянная Больцмана, T_k — кинетическая температура газа, $\mu = 2.33m_H$ — средняя масса частиц в рассматриваемой области. При этом считалось, что основные составляющие — это молекулы $H_2 + 10\% He$.

Мы провели такую оценку для тех моделей с привязкой к значениям параметра β , для которых выполнены нами расчеты напряженности магнитного поля (и плотности в случае для SFRs) дали результаты, наиболее близкие к результатам, соответствующим соотношению (2). В каждой из рассмотренных нами субстанций межзвездной среды наши расчеты проводились при фиксированных двух граничных значениях T_k . В табл. 6 для наиболее приемлемой по этому соответствию модели приведены принятые значения T_k , вычисленные по формуле (4) для этих температур значения c_s , и по параметру β значения v_A .

Полученные значения звуковой и альфвеновской скоростей для всех рассмотренных областей имеют между собой незначительные различия с несколько большими значениями величины v_A (в пределах 1 км/с), что может указывать только на тенденцию возможного преобладания контроля магнитного поля над хаотическими движениями вещества.

Это различие в скоростях, несомненно, ниже величин 20–50 км/с, соответствующих пограничному интервалу скоростей, при которых происходит переключение между типами C-shock и J-shock. Таким образом, представляется очень вероятным, что скорости потоков на фронтах в этих объектах, в том числе в EGOs, соответствуют ударным волнам типа C-shock.

При этом следует отметить, что в работе [54] для 30 источников EGOs была определена ширина профилей тепловых линий $HC\ O^+$, формирующихся в молекулярных потоках, которая варьируется в пределах от 3.85 до 22 км/с, и большинство потоков имеет дисперсию скоростей порядка 10 км/с (среднее значение). Т.е. значительные движения масс газа в этих источниках существуют. Отметим также, что ударные волны типа J могут быть вкраплены в более широкие ударные волны типа C [9]. Однозначно сделать вывод о том, что в области присутствуют ударные волны типа J-shock, при которых могут меняться параметры среды, влияющие на накачку мазеров, из наших расчетов не представляется возможным.

Из наблюдений мазеров cIMM и мазеров OH(1720) в направлении SNR следует, что мазеры OH(1720), формирующиеся под действием той же столкновительной накачки, возникают при физических условиях, сходных с условиями, подходящими для накачки cIMM. Однако эти два типа мазеров в областях SNR пространственно не совпадают [45], и это означает, что они расположены в различных областях ударных волн (или волны). Кроме того, cIMMs имеют несколько меньшую скорость в сравнении со скоростью мазеров OH. Предполагается, что OH мазеры расположены в более турбулентных и возмущенных областях ударных волн (post shocked gas), метанольные мазеры (на примере наблюдений cIMM на частоте 36 ГГц) располагаются на текущем фронте ударной волны, возникающей при взаимодействии SNR и окружающей межзвездной среды.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. С целью выявить особенности метанольных мазеров I класса (cIMM) и мазеров гидроксила на частоте 1720 МГц в переходе $^2P_{3/2}$, $J = 3/2$, $F(2-1)$, исходя из общности столкнови-

тельного механизма накачки уровней этих молекул, приведено обсуждение возможного сходного влияния биполярных потоков на данный процесс в новом классе объектов межзвездной среды Spitzer/GLIMPSE/EGO. Эти объекты по многим признакам являются трейсерами биполярных потоков.

2. Проведены сравнения физических параметров в разных объектах межзвездной среды (молекулярные облака, IRDC, SFR, SNR, биполярные потоки и области формирования мазеров метанола I и II классов) на основании анализа фактов, полученных ранее в результате наблюдений и модельных расчетов.

3. Условия возбуждения соответствующего перехода в молекуле OH находятся в очень узком интервале T_k и n , и проведенный анализ показывает, что как по кинетической температуре, так и по плотности молекулярного водорода этот интервал достаточно близок к условиям в биполярных потоках и, конкретно, в EGOs.

4. Отмечено, что условие по кинетической температуре для объектов EGOs является довольно жестким: при больших температурах (>80 K) не выживают мазеры cIMM, а они присутствуют во всех EGOs, исследованных, например, в работе [63] в количестве 69 объектов. Этот интервал можно сузить и сделать еще более определенным, если провести наблюдения EGOs не только в линии на частоте 44 ГГц в переходе $7_0-6_1 A^+$, который выживает в интервале температур 80–200 K, но и в линии на частоте 36 ГГц в переходе $4_1-3_0 E$, который при высоких температурах не выживает (см. результаты подобных наблюдений в работе [75]).

5. С использованием моделей, предложенных в работе [53], выполнены расчеты величины напряженности магнитного поля в зависимости от физических параметров среды, т.е. от кинетической температуры газа и объемной плотности вещества. Численные расчеты выполнялись для соответствующих фиксированных для рассматриваемой области граничных значений T_k . Для областей SFRs, в которых наблюдаются линии OH на частоте 1720 МГц и для которых уже получены значения напряженности магнитного поля, вычислены значения объемной плотности вещества.

6. Наиболее важные для данной работы результаты заключаются в следующем. Для 69 объектов EGO наши расчеты выполнены для значений объемной плотности $10^4-10^{5.6}$ см $^{-3}$, полученных из наблюдений линии C 18 O [54] для нижней границы $T_k \sim 30$ K и по верхней границе $T_k \sim 100$ K для биполярных потоков [63]. Наилучшим образом результаты модельных расчетов по формуле из работы [53] и расчета по эмпирическому критерию

из работы [52] согласуются при $T_k = 30$ K для $\beta = 0.1$, и при $T_k = 100$ K для $\beta = 1$, т.е. для варианта промежуточного и слабого влияния магнитного поля. Соответствующие средние значения напряженности $|\vec{B}| = 0.26$ мГ и 0.15 мГ. Для метанольных мазеров I класса в варианте с плотностью газа, не превышающей значение 10^6 см $^{-3}$ при $T_k = 80$ K наиболее приемлемая величина $\beta = 1$, т.е. ожидаемое влияние магнитного поля слабое. Соответствующие значения напряженности магнитного поля: 0.13 мГ и 0.22 мГ для $n = 10^5$ см $^{-3}$, и 0.40 мГ и 0.66 мГ для $n = 10^6$ см $^{-3}$; в варианте $T_k = 200$ K хорошо совпадают с результатами расчетов для моделей $\beta = 1$ и $\beta = 0.1$, т.е. для слабого и промежуточного магнитного поля. Промежуточное влияние магнитного поля (модель $\beta = 0.1$) наиболее вероятно и для близких по кинетической температуре и плотности газа к EGOs объектов IRDC: 0.17 мГ и 0.22 мГ для $n = 10^5$ см $^{-3}$, и 0.22 мГ и 0.66 мГ для $n = 10^6$ см $^{-3}$ при фиксированном значении кинетической температуры $T_k = 15$ K.

7. Показано, что ни для cIMM, ни для sIMM результат решений в модели сильного влияния магнитного поля не представляется приемлемым. Сравнение значений звуковой и альфвеновской скоростей для условий слабого и промежуточного случая в смысле возможного влияния магнитного поля, полученных с использованием заданных параметров, не противоречит предположению, что в рассматриваемых мазерных областях преобладают звуковые волны типа C-shock с непрерывными параметрами, которые не влияют на изменение параметров в мазерных конденсациях. Полученные расчетные значения напряженности магнитного поля в областях формирования мазеров OH(1720) и cIMM различаются незначительно, т.е. по этому признаку, связанному с наблюдаемыми физическими параметрами среды, они могут наблюдаться как в разных, так и в одних и тех же газо-пылевых конденсациях.

8. В то же время следует обратить внимание на то, что в наблюдениях 20 EGOs, обзор которых в 4 линиях основного электронного состояния OH был выполнен на VLA [76], не обнаружено мазерное излучение OH на частоте 1720 МГц на координатах cIMM. Это может быть связано с формированием мазеров sIMM (но не мазеров OH(1720)) в конденсациях, расположенных на фронтах ударных волн ближе к спокойной среде окружающего молекулярного облака. При таких условиях возможны дополнительное сжатие и повышение плотности в конденсациях sIMM ближе к верхней границе допустимого для них предела и выше допустимого предела для формирования линии OH(1720). В этих случаях повышение плотности, которое способствует повышению напряженности магнитного

поля, возможно, продолжает поддерживать ударную волну фронта типа C-shock, но не способствует обнаружению мазерных линий OH(1720), хотя данный факт может свидетельствовать о том, что ударные волны, присутствующие в исследованных областях, могут относиться к J-типу (скачки), а не к C-типу (непрерывное распространение).

9. Показано, что без привязки к объектам EGOs и метанольным мазерам I класса средние значения плотности вещества, по-видимому, все же не являются столь критичными: подходящий интервал $n_{\text{H}_2} = 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-3}$ присутствует во всех обсуждаемых нами состояниях межзвездной среды. То есть возможно, что линии OH(1720) могут наблюдаться не в какой-то определенной выборке, а в конкретных случаях в любой выборке из приведенных выше, вероятно, при наличии каких-либо дополнительных условий.

10. Эти дополнительные условия можно получить из наблюдений других трейсеров или маркеров биполярных потоков, например, широко распространенной молекулы CN, накачка мазерных линий в которой также столкновительная и влияние на них биполярных потоков также может оказаться существенным.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа И.Е. Вальтц, Н.Н. Шахворостовой и О.С. Баяндиной выполнена в рамках Программы РАН № КП19-270 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Santiago-Garcia, M. Tafalla, D. Johnstone, and R. Bachiller, *Astron. and Astrophys.* **495**, 169 (2009).
2. R. L. Snell, R. B. Loren, and R. L. Plambeck, *Astrophys. J.* **239**, 17 (1980).
3. B. T. Draine and C. F. McKee, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, 373 (1993).
4. J. Richer, D. Shepherd, S. Cabrit, R. Bachiller, and E. Churchwell, in *Protostars and Planets IV*, edited by V. Mannings, A. Boss, and S. Russell (Tucson: University of Arizona Press), p. 867 (2000).
5. E. F. van Dishoeck, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42**, 119 (2004).
6. C. F. McKee and E. C. Ostriker, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **45**, 565 (2007).
7. T. P. Downes and S. Cabrit, *Astron. and Astrophys.* **471**, 873 (2007).
8. M. Gerin, in *Astrochemistry and Astrobiology, Physical Chemistry in Action*, edited by I. W. M. Smith, C. S. Cockell, and S. Leach (Springer-Verlag Berlin Heidelberg), p. 35 (2013).
9. A. Frank, T. P. Ray, S. Cabrit, P. Hartigan, et al., in *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, P. Cornelis, P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press), p. 451 (2014).
10. M. Wardle and A. Koenigle, *Astrophys. J.* **410**, 218 (1993).
11. W. Batrla, H. E. Matthews, K. M. Menten, and C. M. Walmsley, *Nature* **326**, 49 (1987).
12. K. M. Menten, in *Skylines*, Proc. of the Third Haystack Observatory Meeting, edited by A. D. Haschick and P. T. P. Ho, ASP Conf. Ser. **119** (1991).
13. K. M. Menten, in *Cosmic Masers — from OH to H₀*, Proc. IAU Symp. N. 287, held 29 Jan–3 Feb 2012 in Stellenbosch, South Africa, edited by R. S. Booth, E. M. L. Humphreys, and W. H. T. Vlemmings (Cambridge: Cambridge Univ. Press), p. 506 (2013).
14. S. P. Ellingsen, M. A. Voronkov, D. M. Cragg, A. M. Sobolev, S. L. Breen, and P. D. Godfrey, in *Astrophysical Masers and their Environments*, IAU Symp. N. 242, edited by J. M. Chapman and W. A. Baan (Cambridge: Cambridge Univ. Press), p. 213 (2007).
15. S. L. Breen and S. P. Ellingsen, in *Cosmic Masers — from OH to H₀*, Proc. IAU Symp. N. 287, held 29 Jan–3 Feb 2012 in Stellenbosch, South Africa, edited by R. S. Booth, E. M. L. Humphreys and W. H. T. Vlemmings (Cambridge: Cambridge Univ. Press), p. 156 (2013).
16. J. R. Forster and J. L. Caswell, *Astron. and Astrophys.* **213**, 339 (1989).
17. D. M. Cragg, A. M. Sobolev, and P. D. Godfrey, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **331**, 521 (2002).
18. D. M. Cragg, K. P. Johns, P. D. Godfrey, and R. D. Brown, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **259**, 203 (1992).
19. R. L. Plambeck and K. M. Menten, *Astrophys. J.* **364**, 555 (1990).
20. K. M. Menten, in *Molecules in Astrophysics: Probes and Processes*, Proc. IAU Symp. N. 178, held 1–5 July 1996 in Leiden, The Netherlands, edited by E. F. van Dishoeck (Dordrecht: Kluwer) p. 163 (1996).
21. M. A. Voronkov, K. J. Brooks, A. M. Sobolev, S. P. Ellingsen, A. B. Ostrovskii, and J. L. Caswell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **373**, 411 (2006).
22. S. E. Kurtz, in *Astrophysical Plasmas: Codes, Models, and Observations*, Proc. of the Conf., held in October 25–29, 1999, Mexico City, Mexico, edited by J. Arthur, N. Brickhouse, and J. Franco, *Revista Mexicana Astron. Astrof. (Ser. de Conf.)* **9**, 169 (2000).
23. S. E. Kurtz, in *Massive Star Birth: a Crossroads of Astrophysics*, Proc. IAU Symp. N. 227, held 16–20 May, Italy, edited by R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell and M. Walmsley (Cambridge: Cambridge Univ. Press), p. 111 (2005).

24. V. Rosero, P. M. Hofner, M. Claussen, S. Kurtz, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **227**, 25 (2016).
25. K.-T. Kim and S. E. Kurtz, *Astrophys. J.* **643**, 978 (2006).
26. X. Chen, G.-G. Gan, S. P. Ellingsen, J.-H. He, Z.-Q. Shen, and A. Titmarsh, *Astrophys. J. Suppl.* **206**, 9 (2013).
27. E. Churchwell, D. L. Babler, M. R. Meade, B. A. Whitney, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **121**, 213 (2009).
28. C. J. Cyganowski, B. A. Whitney, E. Holden, E. Braden, et al., *Astron. J.* **136**, 2391 (2008).
29. C. J. Cyganowski, C. Brogan, T. R. Hunter, and E. Churchwell, *Astrophys. J.* **702**, 1615 (2009).
30. D. M. Cragg, A. M. Sobolev, and P. D. Godfrey, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **360**, 533 (2005).
31. S. L. Breen, S. P. Ellingsen, Y. Contreras, J. A. Green, J. L. Caswell, J. B. Stevens, J. R. Dawson, and M. A. Voronkov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **435**, 524 (2013).
32. X. Chen, G.-G. Gan, S. P. Ellingsen, J.-H. He, Z.-Q. Shen, and A. Titmarsh, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **206**, 22 (2013).
33. X. Chen, S. P. Ellingsen, and Z.-Q. Shen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **396**, 1603 (2009).
34. C. J. Cyganowski, C. L. Brogan, T. R. Hunter, E. Churchwell, and Q. Zhang, *Astrophys. J.* **729**, 124 (2011).
35. C. J. Cyganowski, C. L. Brogan, T. H. Hunter, and E. Churchwell, *Astrophys. J.* **743**, 56 (2011).
36. H. M. de Villiers, A. Chrysostomou, M. A. Thompson, S. P. Ellingsen, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444**, 566 (2014).
37. S. Kurtz, P. Hofner and C. V. Alvarez, *Astrophys. J. Suppl.* **155**, 149 (2004).
38. A. I. Gómez-Ruiz, S. E. Kurtz, E. D. Araya, P. Hofner, and L. Loinard, *Astrophys. J. Suppl.* **222**, id. 18 (2016).
39. P. Lockett, E. Gauthier, and M. Elitzur, *Astrophys. J.* **511**, 235 (1999).
40. J. W. Hewitt, F. Yusef-Zadeh, and M. Wardle, *Astrophys. J.* **683**, 189 (2008).
41. C. L. Brogan, W. M. Goss, T. R. Hunter, A. M. S. Richards, et al., *Astrophys. J.* **771**, id. 91 (2013).
42. Y. M. Pihlström, L. O. Sjouwerman, and V. L. Fish, *Astrophys. J.* **739**, id. L21 (2011).
43. Y. M. Pihlström, L. O. Sjouwerman, D. A. Frail, M. J. Claussen, R. A. Mesler, and B. C. McEwen, *Astron. J.* **147**, 73 (2014).
44. B. C. McEwen, Y. M. Pihlström, and L. O. Sjouwerman, *Astrophys. J.* **793**, id. 133 (2014).
45. B. C. McEwen, Y. M. Pihlström, and L. O. Sjouwerman, *Astrophys. J.* **826**, id. 189 (2016).
46. И. Д. Литовченко, О. С. Баяндина, А. В. Алакоз, И. Е. Вальтц, и др., *Астрон. журн.* **89**, 593 (2012).
47. О. С. Баяндина, И. Е. Вальтц, С. Е. Куртц, *Астрон. журн.* **92**, 883 (2015).
48. J. W. Hewitt, F. Yusef-Zadeh, M. Wardle, D. A. Roberts, and N. E. Kassim, *Astrophys. J.* **652**, 1288 (2006).
49. H. G. Arce, D. Shepherd, F. Gueth, C.-F. Lee, R. Bachiller, A. Rosen and H. Beuther, in *Protostars and Planets V*, edited by B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil (University of Arizona Press, Tucson) p. 245 (2007).
50. J. le Bourlot, G. Pineau des Forets, D. R. Flower, and S. Cabrit, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **332**, 985 (2002).
51. D. R. Flower and G. PineauadesaForets, aMonthly Not. Roy. Astron. Soc. **343**, 390 (2003).
52. R. M. Crutcher, *Astrophys. J.* **520**, 706 (1999).
53. E. C. Ostriker, J. M. Stone, and C. F. Gammie, *Astrophys. J.* **546**, 980 (2001).
54. X. Chen, Z.-Q. Shen, J.-J. Li, Y. Xu, and J.-H. He, *Astrophys. J.* **710**, 150 (2010).
55. P. Friberg, S. C. Madden, A. Hjalmarson, and W. M. Irvine, *Astron. and Astrophys.* **195**, 281 (1988).
56. S. J. Carey, F. O. Clark, M. P. Egan, S. D. Price, R. F. Shipman, and T. A. Kuchar, *Astrophys. J.* **508**, 721 (1998).
57. S. J. Carey, P. A. Feldman, R. O. Redman, M. P. Egan, J. M. MacLeod, and S. D. Price, *Astrophys. J.* **543**, L157 (2000).
58. W. M. Goss, *Astrophys. J. Suppl.* **15**, 131 (1968).
59. B. E. Turner, *Astron. and Astrophys.* **37**, 1 (1979).
60. J. L. Caswell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **308**, 683 (1999).
61. J. L. Caswell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349**, 99 (2004).
62. M. Elitzur, *Astrophys. J.* **203**, 124 (1976).
63. C. R. Purcell, R. Balasubramanyam, M. G. Burton, A. J. Walsh, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **367**, 553 (2006).
64. M. Tafalla and R. Bachiller, *The Molecular Universe*, Proc. of the IAU Symposium **280**, edited by J. Cernicharo and R. Bachiller, p. 88 (2011).
65. Á. Sánchez-Monge, A. López-Sepulcre, R. Cesaroni, C. M. Walmsley, C. Codella, M. T. Beltrán, M. Pestalozzi, and S. Molinari, *Astron. and Astrophys.* **557**, id. A94 (2013).
66. S. Leurini, K. M. Menten, and C. M. Walmsley, *Astron. and Astrophys.* **592**, id. A31 (2016).
67. О. С. Баяндина, А. В. Алакоз, И. Е. Вальтц, *Астрон. Реп.* **57**(12), 889 (2013).

68. R. O. Davies, in *Galactic Radio Astronomy*, Proc. IAU Symp. N 60, held 3–7 Sept. 1973 in Maroochydore Queensland, Australia, edited by F. J. Kerr and S. C. Simonson (Dordrecht-Holland; Boston: D. Reidel Pub. Co.), p. 275 (1974).
69. W. H. T. Vlemmings, in *Cosmic Masers — from OH to H₀*, Proc. IAU Symp N. 287, held 29 Jan–3 Feb 2012 in Stellenbosch, South Africa, edited by R. S. Booth, E. M. L. Humphreys and W. H. T. Vlemmings (Cambridge: Cambridge Univ. Press), p. 31 (2013).
70. T. H. Troland and C. Heiles, *Astrophys. J.* **260**, L19 (1982).
71. R. J. Sault, N. E. B. Killeen, J. Zmuidzinas, and R. Loushin, *Astrophys. J. Suppl.* **74**, 437 (1990).
72. R. Rao, J. M. Girart, D. P. Marrone, S.-P. Lai, and S. Schnee, *Astrophys. J.* **707**, 921 (2009).
73. Y.-W. Tang, P. T. P. Ho, P. M. Koch, J. M. Girart, S.-P. Lai, and R. Rao, *Astrophys. J.* **700**, 251 (2009).
74. M. Szymczak and E. Gerard, *Astron. and Astrophys.* **414**, 235 (2004).
75. P. Pratap, P. A. Shute, T. C. Keane, C. Battersby, and S. Sterling, *Astron. J.* **135**, 1718 (2008).
76. O. C. Bayandina, S. E. Kurtz, R. Burns, I. E. Val'tts, and N. N. Shakhvorostova, 2019 (in preparation).