ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2020, том 46, № 7, с. 480–493

СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ НАКАЧКА МАЗЕРОВ ОН ВБЛИЗИ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

© 2020 г. А. В. Нестерёнок*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25.05.2020 г.
После доработки 26.05.2020 г.; принята к публикации 26.05.2020 г.

Рассматривается столкновительная накачка мазеров ОН в недиссоциативных ударных волнах С-типа около остатков сверхновых звезд. Исследуется возникновение мазерного излучения в линиях ОН для различных значений параметров ударной волны — скорости ударной волны, плотности газа перед фронтом, скорости ионизации газа космическим излучением, величины магнитного поля. Наибольшее значение оптической толщины в линии 1720 МГц достигается при высоких скоростях ионизации газа $\zeta \geq 10^{-15}$ с$^{-1}$, начальной плотности $n_{\rm H,0} \leq 2 \times 10^4$ см$^{-3}$ и скорости ударной волны $u_{\rm s} \geq 20$ км/с. Согласно расчетам, имеется также инверсия населенностей уровней для переходов 6049 и 4765 МГц возбужденных вращательных состояний молекулы ОН. Однако оптическая толщина в этих линиях мала для всех исследуемых значений параметров ударной волны, что объясняет отсутствие детектирования мазерного излучения в этих линиях в остатках сверхновых звезд.

Ключевые слова: космические мазеры, ударные волны, сверхновые звезды.

DOI: 10.31857/S0320010820070074

ВВЕДЕНИЕ

Мазерное излучение ОН наблюдается для всех переходов основного вращательного состояния молекулы $^2\Pi_{3/2}$ $j = 3/2$ — главные линии 1665 и 1667 МГц, и сателлитные линии 1612 и 1720 МГц. Мазерное излучение в линиях 1665 и 1667 МГц, как правило, ассоциируется с областями звездообразования, а мазеры в линии 1612 МГц — со звездами позднего спектрального класса (Касвелл, 1998; Киао и др., 2020). Мазеры в линии 1720 МГц наблюдаются преимущественно вблизи остатков сверхновых звезд и в областях звездообразования (Бете и др., 2019). Мазеры 1720 МГц около остатков сверхновых звезд имеют следующие отличия от мазеров в данной линии около зон HII в областях звездообразования — мазерные конденсации имеют больший размер и меньшую светимость, излучение имеет относительно низкую степень круговой и линейной поляризации ($\lesssim$10%), а магнитные поля в источниках излучения имеют в несколько раз меньшие значения (Касвелл, 1999; Хоффман и др., 2005б; Броган и др., 2013). Кроме того, другие линии основного вращательного состояния молекулы ОН наблюдаются в поглощении (Хьюитт и др., 2006). Около 10% остатков сверхновых звезд в нашей Галактике обладают источниками мазерного излучения ОН в линии 1720 МГц (Броган и др., 2013). Мазерное излучение 1720 МГц рассматривается как признак взаимодействия остатка сверхновой с молекулярным облаком (Фрейл и др., 1994; Фрейл, Митчелл, 1998; Вардл, Юзеф-Задэ, 2002).

Элитзур (1976) впервые показал, что мазер в линии 1720 МГц имеет столкновительный механизм накачки. Размеры областей мазерных источников около сверхновых звезд и теоретические оценки физических условий, необходимых для эффективной накачки мазеров ОН, указывают на то, что мазерное излучение в линии 1720 МГц рождается в недиссоциативных магнитогидродинамических ударных волнах С-типа (Локетт и др., 1999) (описание ударных волн этого типа дано ниже). Для генерации мазерного излучения необходимы высокие колонковые концентрации ОН, $N_{\rm OH} \simeq$ $\simeq 10^{16}$–10^{17} см$^{-2}$ (Локетт и др., 1999; Вардл, МакДоннел, 2012). Вардл (1999) показал на основе простой модели ударной волны, что скорость ионизации газа должна быть порядка 10^{-15} с$^{-1}$ для образования необходимого количества молекул ОН за фронтом ударной волны. Ионизация газа в молекулярных облаках вблизи остатков сверхновых звезд может быть обусловлена как повышенными потоками космических лучей, так и рентгеновским излучением горячего газа, заполняющего остаток (Юзеф-Задэ и др., 2003; Хьюитт и

*Электронный адрес: alex-n10@yandex.ru

др., 2009; Шуппан и др., 2014; Фан и др., 2020). В процессе взаимодействия частиц космических лучей и/или рентгеновского излучения с молекулярным газом образуются энергичные электроны. Столкновительное возбуждение молекул H_2 энергичными электронами и последующее излучение H_2 в полосах Лаймана и Вернера является источником ультрафиолетового (УФ) излучения в молекулярном газе (Прасад, Тарафдар, 1983). Молекулы OH рождаются в реакциях фотодиссоциации молекул H_2O, а также в ион-молекулярных реакциях.

Как правило, для моделирования накачки мазеров используется модель облака, в которой физические параметры — плотность газа, колонковая концентрация излучающих молекул, температура — являются независимыми и варьируются в широком диапазоне (см., например, Локетт и др., 1999). Интенсивность излучения в мазерных линиях OH главным образом зависит от колонковой концентрации молекул за фронтом ударной волны, которая зависит от протяженности ударной волны и концентрации молекул OH. Длина ударной волны (вдоль направления движения) обратно пропорциональна плотности и скорости ионизации газа, в то время как для образования молекул OH за фронтом ударной волны необходимы высокие скорости ионизации газа. Таким образом, физические параметры — длина ударной волны и концентрация молекул OH — не являются независимыми. Физическая модель ударной волны накладывает ограничения на диапазон физических параметров, что необходимо учитывать при моделировании накачки мазеров. В наших расчетах используется модель ударной волны, опубликованная в работах Нестеренка (2018), Нестеренка и др. (2019). Целью работы является определение параметров ударной волны, необходимых для эффективной столкновительной накачки мазеров OH.

МОДЕЛЬ УДАРНОЙ ВОЛНЫ C-ТИПА

Если относительная скорость сталкивающихся потоков газа выше, чем любая скорость распространения возмущений в межзвездной среде, то образуется ударная волна J-типа (от слова “jump”). В этом случае физические параметры на фронте ударной волны изменяются скачкообразно, и диссипация кинетической энергии потоков газа происходит в малой области. Это приводит к сильному нагреву газа и к диссоциации молекул. Если скорость потоков газа меньше магнитозвуковой скорости, но выше скорости звука для нейтрального компонента газа, то имеет место сжатие ионного компонента газа и магнитного поля перед фронтом ударной волны (Муллан, 1971; Дрейн, 1980). За счет рассеяния ионов на нейтральных частицах фронт ударной волны размывается, и параметры нейтрального компонента газа испытывают плавные изменения. В результате формируется ударная волна C-типа (от слова “continuous”). Молекула H_2 является основным хладагентом молекулярного газа. Поэтому ударные волны C-типа могут существовать для скоростей меньше некоторого предельного значения, при котором происходит полная диссоциация молекул H_2 на фронте ударной волны. Для плотностей и степени ионизации газа, характерных для темных молекулярных облаков, предельные скорости ударных волн C-типа примерно равны 40–60 км/с (Ле Бурло и др., 2002; Нестерёнок и др., 2019).

В работах Нестеренка (2018) и Нестеренка и др. (2019) предложена модель стационарной ударной волны C-типа, распространяющейся в плотном молекулярном облаке. Ниже перечислены основные физические процессы, которые учитываются в модели:

1. Рассматривается стационарный поток частично ионизованного газа, при этом направление магнитного поля перпендикулярно направлению скорости газа. Полагается, что магнитные силовые линии вморожены в ионный компонент газа. В начале координат задается малое рассогласование скоростей ионного и нейтрального компонент газа, которое растет вдоль потока газа. Скорости, плотности и температуры компонент газа (ионов с электронами и нейтральных частиц) как функции координат определяются из интегрирования уравнений сохранения массы, количества движения и энергии (Роберж, Дрейн, 1990). Численное интегрирование уравнений останавливается, как только разность скоростей между ионами и нейтральным компонентом газа опускается ниже некоторой заданной малой величины.

2. В модели учитывается полная сетка химических реакций — газофазные химические реакции, адсорбция и десорбция химических соединений на частицах пыли, химические реакции на поверхности частиц пыли. Сетка газофазных химических реакций была взята из базы данных UDfA 2012 (МакЭлрой и др., 2013). Скорости реакций фотодиссоциации и фотоионизации были обновлены согласно данным Хейс и др. (2017). Также учитываются реакции столкновительной диссоциации молекул. Сетка химических реакций на поверхности частиц пыли была взята из кода NAUTILUS (Ро и др., 2016). В модели учитывается разрушение (спаттеринг) ледяных мантий пылинок в горячем газе на фронте ударной волны (Дрейн, Салпитер, 1979).

3. Система дифференциальных уравнений включает уравнения для населенностей энергетических уровней ионов CI, CII, OI и молекул H_2, CO, H_2O, что необходимо для расчета темпов охлаждения газа. Используется приближение Соболева

Таблица 1. Параметры ударной волны

Концентрация ядер водорода перед фронтом ударной волны, $n_{\rm H,0}$	2×10^3–2×10^5 см$^{-3}$
Скорость ударной волны, $u_{\rm s}$	5–60 км/с
Скорость ионизации газа космическим излучением, ζ	10^{-16}–3×10^{-15} с$^{-1}$
Начальное отношение концентраций орто-H_2 и пара-H_2	0.1
Величина магнитного поля, β	1
Визуальная экстинкция, $A_{\rm V}$	10
Скорость турбулентных движений, $v_{\rm turb}$	0.3 км/с

Примечание. Для полной концентрации ядер водорода верно $n_{\rm H,0}=n_{\rm H}+2n_{\rm H_2}$, где $n_{\rm H}$ и $n_{\rm H_2}$ — концентрации атомов и молекул водорода соответственно; параметр β характеризует величину магнитного поля, $B[\mu{\rm G}]=\beta(n_{\rm H,0}[{\rm см}^{-3}])^{1/2}$.

(приближение высокого градиента скорости) для расчета интенсивности излучения в спектральных линиях (Соболев, 1957; Хаммер, Рибицки, 1985).

4. В модели учитываются основные процессы охлаждения и нагрева газа — нагрев газа за счет течения нейтрального компонента газа и ионов относительно друг друга, и охлаждение газа за счет излучения в атомных и молекулярных линиях. Также учитываются нагрев газа за счет экзотермических химических реакций и фотоэффекта на пыли, а также нагрев частицами космических лучей.

5. Полагается, что пыль состоит из сферических частиц радиуса 0.05 мкм, состоящих из силикатного материала. Отношение масс, заключенных в пыли и в газе, в единице объема межзвездного газа принимается равным 0.01. В модели учитываются основные процессы приобретения и нейтрализации электрического заряда частицами пыли — фотоэффект, присоединение электронов и нейтрализация ионов на частицах пыли. Скорость заряженных частиц пыли близка к скорости ионного компонента газа (Дрейн, 1980). Для плотностей газа $n_{\rm H_2}\gtrsim10^4$–10^5 см$^{-3}$, передача момента между нейтральным компонентом газа и ионами осуществляется, главным образом, за счет рассеяния нейтральных атомов и молекул на заряженных частицах пыли. Длина фронта ударной волны обратно пропорциональна начальной плотности и скорости ионизации газа.

Моделирование ударной волны состоит из двух частей: 1) моделирование химической эволюции темного молекулярного облака, 2) моделирование распространения ударной волны. При этом возраст молекулярного облака полагается равным 5×10^5 лет. В наших расчетах скорость ионизации газа полагается постоянной в течение химической эволюции облака. Заметим, что в молекулярных облаках вблизи остатков сверхновых звезд этот параметр может зависеть от времени, что может оказывать влияние на химический состав газа (Нестерёнок, 2019). Для магнитных полей в молекулярных облаках приблизительно выполняется эмпирическое соотношение $B_0=\beta n_{\rm H,0}^{1/2}$, где $n_{\rm H,0}$ — полная концентрация ядер водорода (Крутчер, 1999). Наблюдения эффекта Зеемана для линии 1720 МГц позволили сделать оценки магнитного поля в источниках мазерного излучения OH, $B\simeq0.5$–2 мГ (Броган и др., 2000, 2013; Хоффман и др., 2005а,б). Измеренные значения магнитного поля в мазерах OH приблизительно соответствуют среднему значению в межзвездной среде (Броган и др., 2000). В табл. 1 приведены параметры ударной волны, которые использовались в расчетах.

РАСЧЕТ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛЫ OH

Столкновительные коэффициенты и спектроскопические данные

Спин-орбитальное взаимодействие неспаренного электрона в атоме O приводит к разделению вращательных уровней молекулы OH на два подмножества — $^2\Pi_{1/2}$ и $^2\Pi_{3/2}$. Каждый вращательный уровень OH испытывает Λ-удвоение, при этом каждый подуровень Λ-дублета имеет противоположную полную четность. Энергетические уровни, имеющие четность $(-1)^{j-1/2}$, обозначаются e, и уровни, имеющие четность $-(-1)^{j-1/2}$, обозначаются f (Маринакис и др., 2019). Каждый из подуровней Λ-дублета испытывает сверхтонкое расщепление. Подуровни сверхтонкого расщепления различаются квантовым числом полного углового момента F. Структура уровней молекулы OH приводит к тому, что частоты некоторых переходов между различными вращательными состояниями молекулы отличаются на несколько МГц, что сопоставимо с тепловым уширением линии (Бурдюжа, Варшалович, 1973). В решении уравнения переноса излучения в линиях молекулы OH важно учитывать перекрытие линий по частоте (Литвак, 1969; Доел и др., 1990).

В расчетах учитывались 56 энергетических уровней молекулы OH (с учетом сверхтонкого расщепления). Энергия самого высокого из рассматриваемых уровней $^2\Pi_{1/2}$, $j=6.5e$, $F=7$

равна 1550 К. Спектроскопические данные для молекулы OH были взяты из базы данных HITRAN 2016 (Гордон и др., 2017). Столкновительные коэффициенты для соударений молекул OH и H_2 были рассчитаны в работе Оффер и др. (1994) для нижних 24 энергетических уровней OH. Столкновительные коэффициенты для соударений молекул OH с атомами He были получены в работах Маринакиса и др. (2016, 2019) для нижних 56 энергетических уровней молекулы OH. Максимальная температура газа $T_{\max}$, для которой были рассчитаны коэффициенты, для данных OH–H_2 равна 200 К, а для данных OH–He равна 300 К. Для температур газа, превышающих $T_{\max}$, использовались значения столкновительных коэффициентов при $T_{\max}$. Данные для столкновений OH–H_2 доступны в базе данных LAMDA (Шойер и др., 2005), данные для столкновений OH–He были любезно предоставлены д-ром Маринакисом.

Система уравнений статистического равновесия населенностей энергетических уровней

Профиль ударной волны, полученный в результате численного моделирования, разбивается на слои, и для каждого слоя проводится расчет населенностей энергетических уровней молекулы OH. В расчетах полагается выполнение статистического равновесия для населенностей энергетических уровней молекулы OH ($dn/dt = 0$). Это верно, когда характерные времена изменения физических параметров в ударной волне много больше характерных времен релаксации населенностей уровней. Это условие может не выполняться на пике ударной волны, где физические параметры газа изменяются быстро. Однако для остывающего газа за фронтом ударной волны предположение о статистическом равновесии населенностей энергетических уровней является верным (Флауэр, Гусдорф, 2009).

Система уравнений для населенностей уровней имеет вид

$$\sum_{k=1,\, k\neq i}^{M} \left(R_{ki}(z) + C_{ki}\right) n_k(z) - n_i(z) \times \tag{1}$$
$$\times \sum_{k=1,\, k\neq i}^{M} \left(R_{ik}(z) + C_{ik}\right) = 0, \quad i = 1, ..., M-1,$$
$$\sum_{i=1}^{M} n_i(z) = 1,$$

где M — общее число энергетических уровней, $R_{ik}(z)$ — вероятность перехода с уровня i на уровень k за счет радиативных процессов, C_{ik} — вероятность перехода с уровня i на уровень k за счет столкновительных процессов. Вероятности радиационных переходов $R_{ik}(z)$ равны:

$$R_{ik}^{\downarrow}(z) = B_{ik} J_{ik}(z) + A_{ik}, \quad \varepsilon_i > \varepsilon_k, \tag{2}$$
$$R_{ik}^{\uparrow}(z) = B_{ik} J_{ik}(z), \quad \varepsilon_i < \varepsilon_k,$$

где A_{ik} и B_{ik} — коэффициенты Эйнштейна для спонтанного и вынужденного излучений; $J_{ik}(z)$ — среднее по направлению и по профилю линии значение интенсивности излучения, ε_i — энергия уровня i. В расчетах населенностей энергетических уровней не учитывается излучение инвертированных переходов.

Система уравнений для населенностей энергетических уровней (1) решается методом итераций. На каждом шаге вычисляются средние интенсивности излучения в спектральных линиях на основе населенностей уровней, полученных на предыдущем шаге. Далее, с помощью системы уравнений (1) находятся новые значения населенностей уровней. Критерием сходимости для полученного ряда населенностей энергетических уровней является условие на величину приращения населенностей на одном шаге

$$\max_i |\Delta n_i / n_i| < 10^{-5}. \tag{3}$$

Это значение ошибки населенностей энергетических уровней соответствует ошибке в коэффициенте усиления $\Delta\gamma < 10^{-18}$ см$^{-1}$ для линии OH 1720 МГц (для концентрации молекул OH $n_{\rm OH} = 1$ см$^{-3}$ и доплеровского уширения линии $v_{\rm D} > 0.1$ км/с).

Приближение Соболева с учетом поглощения на пыли и перекрывающихся спектральных линий

В данном разделе представлено обобщение метода расчета средних интенсивностей в спектральных линиях, описанного в работе Хаммера, Рибицки (1985), на случай перекрытия двух спектральных линий.

В одномерной геометрии интенсивность излучения I на частоте ν зависит от глубины z и угла θ между осью z и направлением излучения. Вместо переменной θ обычно используется величина $\mu = \cos\theta$, а вместо частоты ν — безразмерная частота x:

$$x = \frac{\nu - \nu_{ik}}{\Delta\nu_{\rm D}}, \tag{4}$$

где ν_{ik} — средняя частота линии, $\Delta\nu_{\rm D}$ — ширина профиля линии, i и k — номера верхнего и нижнего энергетических уровней атома или молекулы. Ширина линии обусловлена скоростью тепловых движений излучающих молекул (атомов) $v_{\rm T}$, а также

скоростью турбулентных движений в газопылевом облаке $v_{\rm turb}$:

$$\Delta\nu_{\rm D} = \nu_{ik}\frac{v_{\rm D}}{c}, \quad v_{\rm D}^2 = v_{\rm T}^2 + v_{\rm turb}^2, \tag{5}$$

где $v_{\rm T} = \sqrt{2kT_{\rm g}/m}$, $T_{\rm g}$ — кинетическая температура газа.

Рассмотрим задачу переноса излучения в спектральной линии без учета перекрытия по частоте с другими линиями. Уравнение переноса излучения в среде, в которой задано поле скоростей $v(z)$, можно записать в виде

$$\mu\frac{dI(z,\mu,x)}{dz} = [-\kappa_{\rm L}(z)I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm L}(z)] \times \tag{6}$$
$$\times\, \phi\left[x - \mu\frac{v(z)}{v_{\rm D}}\right] - \kappa_{\rm C}I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm C},$$

где $\varepsilon_{\rm C}$ и $\kappa_{\rm C}$ — коэффициенты излучения и поглощения в континууме соответственно, $\varepsilon_{\rm L}(z)$ и $\kappa_{\rm L}(z)$ — коэффициенты излучения и поглощения в линии соответственно, усредненные по профилю линии; $\phi(x) = (\pi)^{-1/2}\exp(-x^2)$ — нормированный спектральный профиль линии (при данных обозначениях коэффициент поглощения в центре линии равен $\kappa_{\rm L}/\sqrt{\pi}$). Дополнительное слагаемое в аргументе профиля линии в уравнении (6) учитывает доплеровский сдвиг частоты при переходе в движущуюся систему отсчета.

В приближении Соболева полагается, что характерный масштаб изменения физических параметров в среде много больше размеров резонансной области $\Delta z_{\rm S}$, где излучение на заданной частоте взаимодействует со средой,

$$\Delta z_{\rm S} = v_{\rm D}\left|\frac{dv}{dz}\right|^{-1}. \tag{7}$$

Введем следующие параметры:

$$\gamma = \frac{1}{\kappa_L v_D}\frac{dv}{dz}, \quad \delta = \frac{1}{\kappa_C v_D}\frac{dv}{dz}. \tag{8}$$

Обратные значения этих параметров, $1/|\gamma|$ и $1/|\delta|$, равны оптическим толщинам на расстоянии $\Delta z_{\rm S}$ в спектральной линии и в континууме соответственно.

В работе Локетта и др. (1999) было показано, что влияние излучения пыли на столкновительную накачку мазера OH 1720 МГц становится существенным при температуре пыли $T_{\rm d} \gtrsim 50$ K. В наших расчетах температура пыли $T_{\rm d}$ на пике ударной волны не превышает 40 K, а в области, где возникает мазерное излучение OH, составляет около 10 K. Далее мы будем пренебрегать излучением пыли. В этом случае интенсивность излучения в спектральной линии, усредненная по частоте и направлению, может быть вычислена по формуле (Хаммер, Рибицки, 1985):

$$J(z) = S_{\rm L}(z)\left[1 - 2\mathcal{P}(\delta,\gamma)\right], \tag{9}$$

где $S_{\rm L} = \varepsilon_{\rm L}/\kappa_{\rm L}$ — функция источника в спектральной линии, $\mathcal{P}(\delta,\gamma)$ — вероятность выхода фотона через одну из границ облака или поглощения на пыли. При $\kappa_{\rm C} \to 0$, $\delta \to \infty$ функция $\mathcal{P}(\delta,\gamma)$ переходит в известное выражение (Соболев, 1957; Хаммер, Рибицки, 1985):

$$\mathcal{P}(\infty,\gamma) = \frac{|\gamma|}{2}\int\limits_0^1 d\mu\mu^2\left[1 - \exp\left(-\frac{1}{|\gamma|\mu^2}\right)\right]. \tag{10}$$

Значения $\mathcal{P}(\delta,\gamma)$ были рассчитаны в работе Нестеренка (2016) для широкого диапазона значений параметров γ и δ.

Рассмотрим задачу о переносе излучения в случае двух близко расположенных по частоте спектральных линий. Уравнение переноса излучения имеет вид

$$\mu\frac{dI(z,\mu,x)}{dz} = \tag{11}$$
$$= [-\kappa_{\rm L1}(z)I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm L1}(z)]\,\phi\left[x - \mu\frac{v(z)}{v_{\rm D}}\right] +$$
$$+ [-\kappa_{\rm L2}(z)I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm L2}(z)] \times$$
$$\times\, \phi\left[x + \Delta x - \mu\frac{v(z)}{v_{\rm D}}\right] - \kappa_{\rm C}I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm C},$$

где $\Delta x = (\nu_1 - \nu_2)/\Delta\nu_{\rm D}$ — относительный сдвиг средних частот линий. Предполагается, что линии расположены близко по частоте, $|\nu_1 - \nu_2| \ll \nu_1$. Если $|\Delta x| > 1$, то имеет место нелокальное перекрытие линий — излучение в первой линии, испущенное в одной области пространства, накладывается по частоте на излучение во второй линии в соседней области, расположенной на расстоянии около $|\Delta x|\Delta z_{\rm S}$. Для интенсивности излучения в первой линии можно записать по аналогии с (9):

$$J_1(z) = S_{\rm L1}(z)\left[1 - 2\mathcal{P}_{11}(\delta,\gamma_1,\gamma_2,\Delta x)\right] + \tag{12}$$
$$+ S_{\rm L2}(z)\left[1 - 2\mathcal{P}_{12}(\delta,\gamma_1,\gamma_2,\Delta x)\right],$$

где первое слагаемое равно вкладу в интенсивность излучения радиативных переходов между первой парой энергетических уровней, в то время как второе слагаемое — вкладу радиативных переходов между второй парой уровней. Для $\mathcal{P}_{11}$ и $\mathcal{P}_{12}$ имеют место следующие выражения (Нестерёнок, 2020):

$$\mathcal{P}_{11}(\delta,\gamma_1,\gamma_2,\Delta x) = \tag{13}$$
$$= \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\int\limits_0^1 \frac{d\mu}{\mu^2|\gamma_1|}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dx\phi(x)\int\limits_x^{\infty} dx'\phi(x') \times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{1}{\mu^2|\gamma_1|}\int\limits_x^{x'} du\left[\phi(u)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\phi(u\mp\Delta x)+\frac{\gamma_1}{\delta}\right]\right\},$$

$$\mathcal{P}_{12}(\delta,\gamma_1,\gamma_2,\Delta x)=$$

$$=\frac{1}{2}-\frac{1}{2}\int\limits_0^1\frac{d\mu}{\mu^2|\gamma_2|}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dx\phi(x\mp\Delta x)\int\limits_x^{\infty}dx'\phi(x')\times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{1}{\mu^2|\gamma_1|}\int\limits_x^{x'} du\left[\phi(u)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\phi(u\mp\Delta x)+\frac{\gamma_1}{\delta}\right]\right\},$$

где верхний знак в аргументе профиля линии соответствует положительному градиенту скорости, а нижний знак — отрицательному градиенту скорости. Выражение для расчета интенсивности излучения во второй линии получается из выражения (12) в результате замены $S_{L1}\leftrightarrow S_{L2}$, $\gamma_1\leftrightarrow\gamma_2$ и $\Delta x\leftrightarrow-\Delta x$. Значения интегралов (13) были рассчитаны в работе Нестеренка (2020) для сетки значений параметров γ_1, γ_2/γ_1, Δx и δ. Диапазон значений параметров был выбран следующий: γ_1 — $[10^{-6},10^6]$, γ_2/γ_1 — $[10^{-2},10^2]$, Δx — $[-4,4]$, δ — $[10^2,10^6]$. Интегрирование осуществлялось с помощью алгоритмов, опубликованных в Пресс и др. (2007), относительная погрешность интегрирования принималась равной 10^{-5}.

Для каждой группы линий OH, близко расположенных по частоте (переходы между дублетами сверхтонкого расщепления различных вращательных состояний), перекрытие профилей линий рассматривалось только для пар близких по частоте линий. Одновременное перекрытие трех линий не рассматривалось.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Структура ударной волны и концентрация молекул OH

На рис. 1–3 приведены графики зависимости от расстояния температуры нейтральной компоненты газа, концентрации атомов O и молекул H_2, OH и H_2O, а также коэффициента усиления в мазерных линиях OH в ударной волне C-типа. Приведены результаты для трех значений плотности газа перед фронтом ударной волны, $n_{\rm H,0}=2\times10^3$, 2×10^4 и 2×10^5 см$^{-3}$, при этом $\zeta=10^{-15}$ с$^{-1}$ и $u_s=$ $=20$ км/с.

Начальное отношение орто- к пара-H_2 в газе перед фронтом ударной волны полагалось равным 0.1. Основным механизмом конверсии пара-H_2 в орто-H_2 в ударной волне являются “реактивные” (меняющие спин) столкновения молекул H_2 с атомами водорода H (Лик и др., 2014; Нестерёнок и др., 2019). При скоростях ионизации газа $\zeta=$ $=10^{-15}$ с$^{-1}$, концентрация атомов H перед фронтом ударной волны достаточно велика (несколько 10 см$^{-3}$), что обеспечивает эффективную конверсию пара- в орто-H_2 в горячем газе на фронте ударной волны. Отношение орто- к пара-H_2 в газе за фронтом ударной волны составляет около 3, 2 и 1.6 для начальных плотностей $n_{\rm H,0}=2\times10^3$, $2\times$ $\times10^4$ и 2×10^5 см$^{-3}$ соответственно (рис. 1б, 2б и 3б). В этом случае основным столкновительным партнером молекулы OH является орто-H_2. В работах Павлакиса, Килафиса (1996, 2000) было показано, что инверсия населенностей в линиях 1720 и 6049 МГц чувствительна к значению орто-/пара-H_2 отношения. Это связано со свойством столкновительных коэффициентов, рассчитанных в работе Оффер и др. (1994), — столкновения OH с пара-H_2 уменьшают населенность верхнего энергетического уровня мазерного перехода 1720 МГц более эффективно, чем населенность нижнего уровня (Локетт и др., 1999).

В течение химической эволюции молекулярного облака атомарный кислород, содержащийся в газе, расходуется в химических реакциях. При малых плотностях химическая эволюция облака протекает медленно, и атомарный кислород в газовой фазе может являться основным резервуаром кислорода в молекулярном газе (рис. 1в). При высоких плотностях газа основным резервуаром кислорода являются молекулы H_2O в ледяных мантиях на частицах пыли (рис. 2в и 3в). На пике ударной волны, когда относительная скорость ионов (и вместе с ними частиц пыли) и нейтральной компоненты газа максимальна, происходит разрушение ледяных мантий на поверхности пылинок. В то время как атомарный кислород в газовой фазе превращается в H_2O в химических реакциях. Относительное содержание молекул H_2O в газе увеличивается на несколько порядков и становится равным около $(2–3)\times10^{-4}$ относительно ядер водорода (рис. 1в, 2в и 3в).

В области за фронтом ударной волны, после испарения ледяных мантий пылинок, основным каналом образования H_2O и разрушения OH является реакция:

$$H_2+OH\rightarrow H_2O+H. \qquad (14)$$

Данная реакция протекает быстро при температурах газа $T_{\rm g}$ около 1000 K и выше — энергия активации составляет около $E_{\rm a}\simeq1700$ K (UDfA

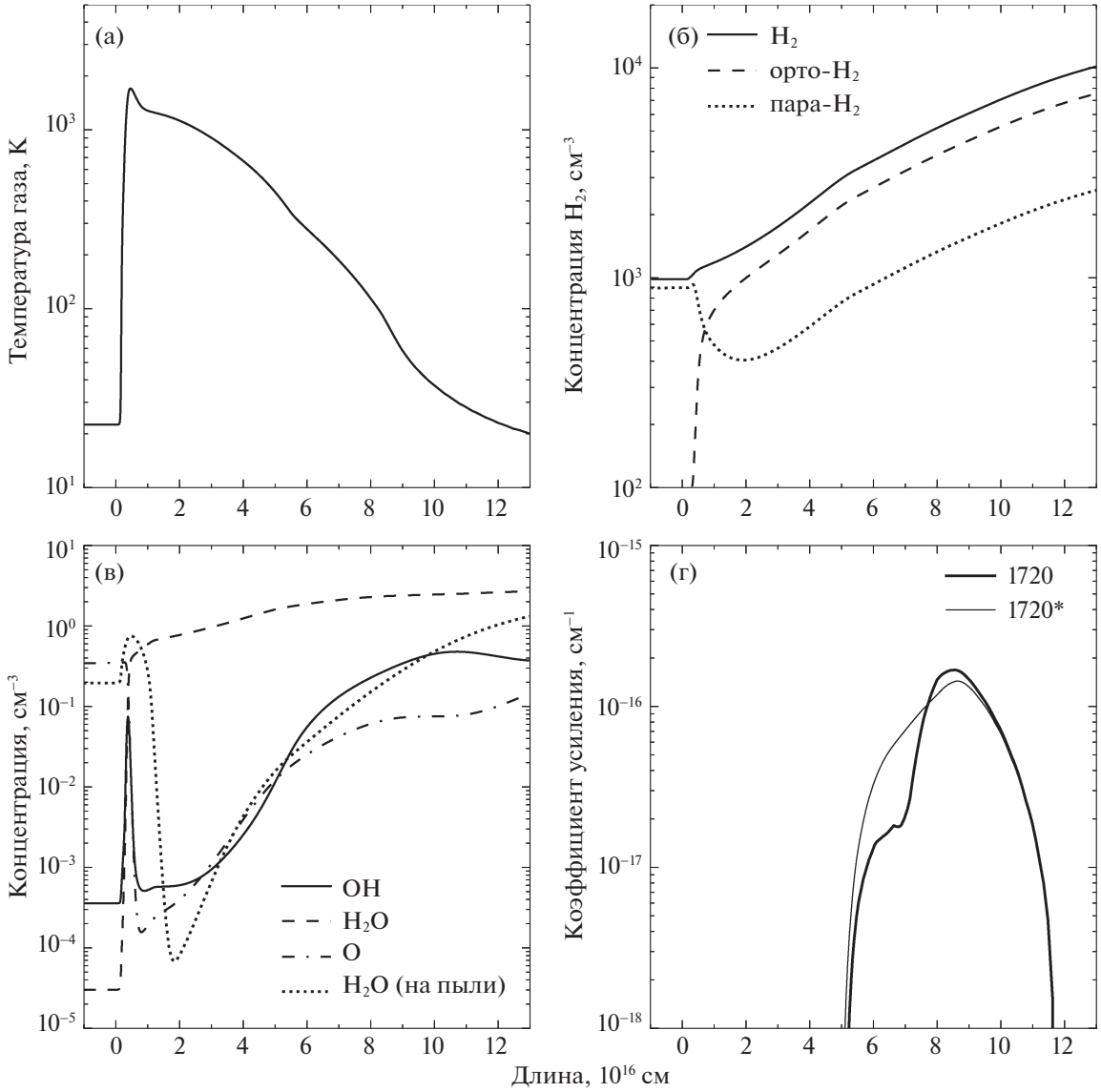

Рис. 1. Зависимость физических параметров в ударной волне C-типа от расстояния: (а) — температура нейтральной компоненты газа; (б) — концентрация молекул H_2; (в) — концентрация атомов O, молекул OH и H_2O в газе и H_2O на частицах пыли; (г) — коэффициент усиления в центре линии для мазерных переходов OH. Параметры ударной волны — плотность газа перед фронтом ударной волны $n_{\mathrm{H},0} = 2 \times 10^3$ см$^{-3}$, скорость ударной волны $u_s = 20$ км/с, скорость ионизации газа космическим излучением $\zeta = 10^{-15}$ с$^{-1}$. На рисунке (г) также представлены результаты расчетов, в которых не учитывалось перекрытие линий OH в приближении Соболева (помечены звездочкой).

2012; МакЭлрой и др., 2013). Обратная реакция имеет энергию активации $E_{\mathrm{a}} \simeq 10^4$ K, и ее скорость много меньше, чем скорость реакции (14). Поэтому равновесие реакции смещено в сторону H_2O (рис. 1в, 2в, 3в).

Основными каналами образования OH в остывающем газе является фотодиссоциация молекул H_2O УФ-излучением, а также реакции диссоциативной рекомбинации с участием ионов H_3O^+:

$$\mathrm{H_2O + УФ\ КЛ \rightarrow OH + H}, \qquad (15)$$
$$\mathrm{H_3O^+ + e^- \rightarrow OH + H + H},$$
$$\mathrm{H_3O^+ + e^- \rightarrow OH + H_2}.$$

Данные реакции приводят к росту концентрации молекул OH за фронтом ударной волны, как только температура газа опускается ниже 1000 K (рис. 1в, 2в, 3в). Источниками ионов H_3O^+ в темных молекулярных облаках являются ион-молекулярные реакции, инициированные частицами космических лучей. Таким образом, чем выше скорость ионизации газа космическим излучением, тем выше концентрация молекул OH за фронтом ударной волны.

Скорость образования молекул OH в реакциях (15) пропорциональна концентрации H_2O, ко-

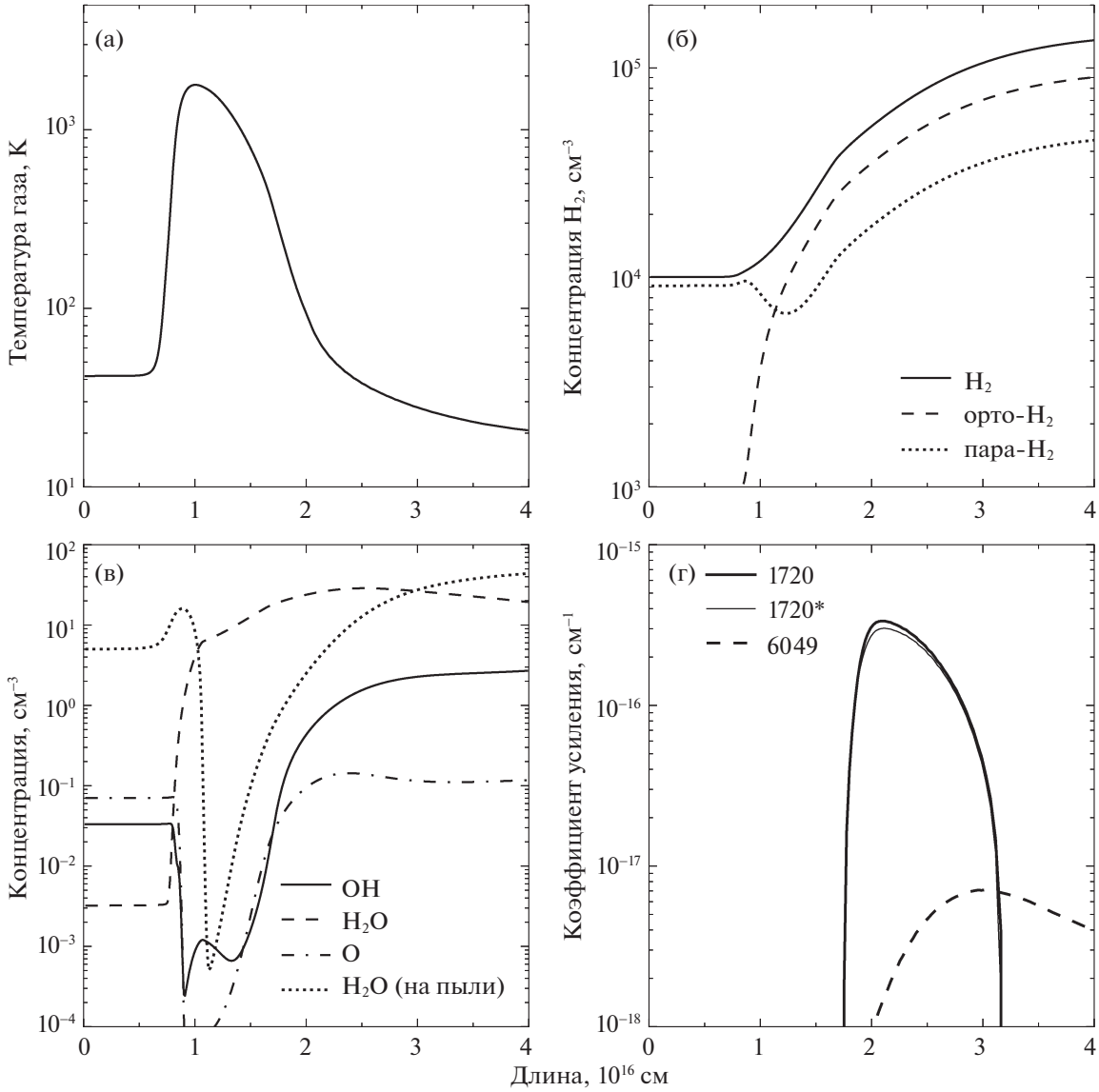

Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для плотности газа перед фронтом ударной волны $n_{\mathrm{H},0} = 2 \times 10^4$ см$^{-3}$. Расчеты, в которых учитывалось перекрытие спектральных линий в приближении Соболева, и расчеты, в которых не учитывался данный эффект, дают близкие результаты для линии 6049 МГц.

торая, в свою очередь, пропорциональна плотности газа. При этом скорость адсорбции молекул OH на частицы пыли тоже пропорциональна плотности газа (основной канал разрушения OH в газовой фазе при высоких плотностях). Поэтому концентрация молекул OH в хвосте ударной волны почти не изменяется с увеличением плотности $n_{\mathrm{H},0}$ с $2 \times \times 10^4$ до 2×10^5 см$^{-3}$ и равна около 2–3 см$^{-3}$ в рассматриваемом случае (рис. 2в, 3в).

Применимость приближения Соболева

Для применимости приближения Соболева необходимо, чтобы характерный масштаб изменения физических параметров l удовлетворял условию $l \gg \Delta z_{\mathrm{S}}$. В качестве оценки l можно взять величину (Гусдорф и др., 2008)

$$l \sim T_{\mathrm{g}}/(dT_{\mathrm{g}}/dz). \qquad (16)$$

В остывающем газе за фронтом ударной волны $l \simeq (3{-}5)\Delta z_{\mathrm{S}}$. Учет эффекта перекрытия спектральных линий для разности частот линий $|\Delta x| > > l/\Delta z_{\mathrm{S}}$ не имеет смысла, так как для таких Δx перестает выполняться приближение Соболева, и выражения для вероятностей потери фотона (13) становятся не верны.

В области за фронтом ударной волны C-типа, где генерируется мазерное излучение OH, характерные значения градиента скорости нейтрального компонента газа составляют около

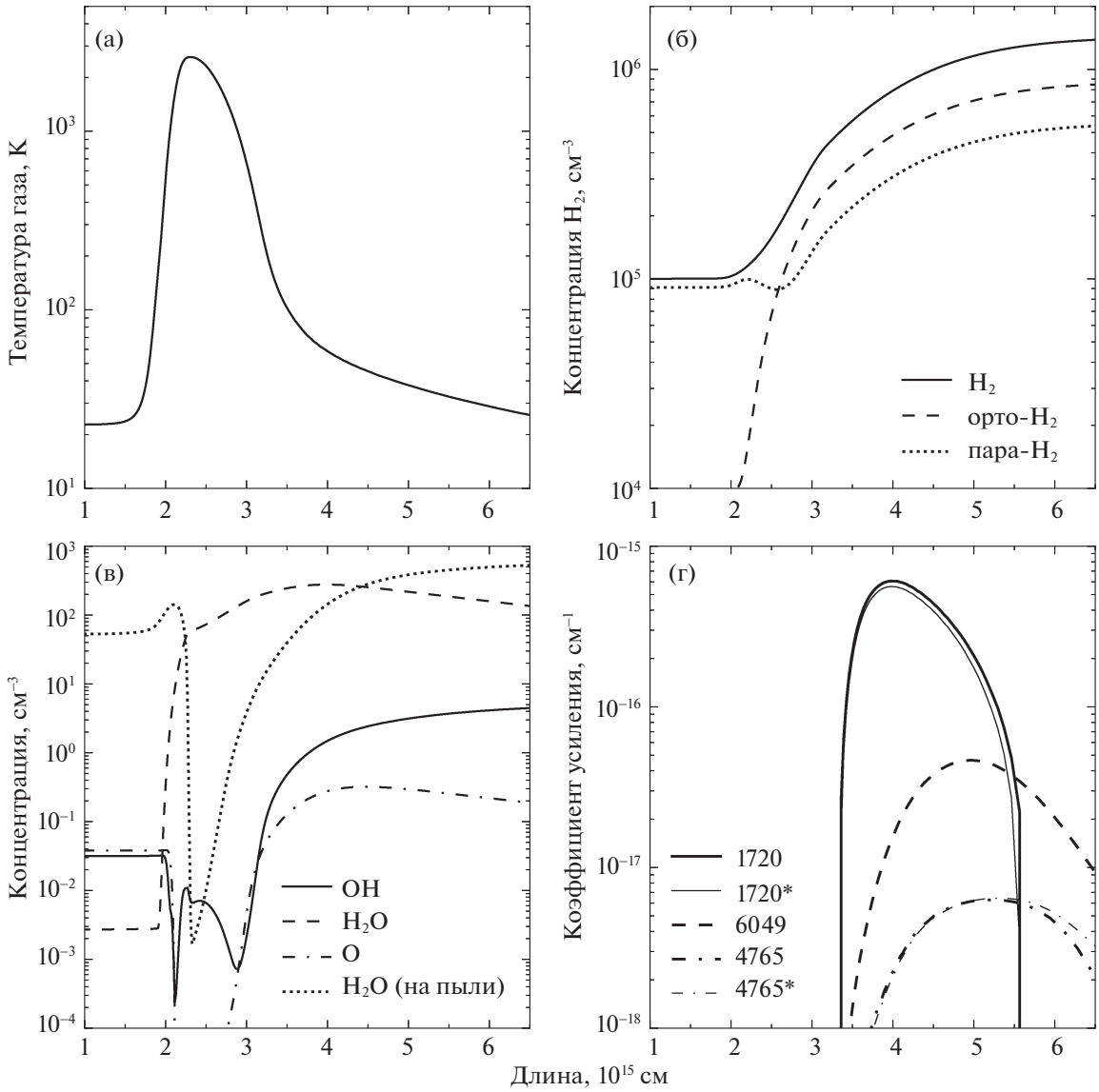

Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для плотности газа перед фронтом ударной волны $n_{\mathrm{H},0} = 2 \times 10^5$ см$^{-3}$.

10^{-11}–10^{-10} см с$^{-1}$ см$^{-1}$ для плотности газа перед фронтом 2×10^4 см$^{-3}$, скорости ионизации $\zeta = 10^{-15}$ с$^{-1}$ и скорости ударной волны $u_{\mathrm{s}} = 20$ км/с. Размер области вдоль оси z, где возникает мазерное излучение OH, составляет несколько единиц Δz_{S}. При этом колонковая концентрация молекул OH на расстоянии Δz_{S} вдоль направления движения ударной волны равна $n_{\mathrm{OH}} \Delta z_{\mathrm{S}} \sim 10^{15}$ см$^{-2}$ — именно данный параметр определяет перенос излучения в молекулярных линиях. Значения параметра γ (по модулю) для переходов OH лежат в широком диапазоне от порядка 10^{-2} (для переходов между состояниями $^2\Pi_{3/2}$ $j = 5/2$ и $j = 3/2$) и выше. Характерные значения параметра δ составляют 10^3–10^4 для линий в инфракрасном диапазоне.

Мазерное излучение в линиях OH

Выражение для коэффициента усиления в центре линии $i \to k$ имеет вид

$$\gamma_{ik}(z) = \frac{\lambda^2 A_{ik} n_{\mathrm{OH}}}{8\pi\sqrt{\pi}\Delta\nu_{\mathrm{D}}} \left(n_i(z) - \frac{g_i}{g_k} n_k(z) \right), \quad (17)$$

где g_i и g_k — статистические веса уровней. Введем параметр τ_{eff} — эффективную оптическую толщину в линии вдоль направления движения ударной волны

$$\tau_{\mathrm{eff}} = \int_0^\infty dz \gamma_{ik}(z). \quad (18)$$

В последнем выражении не учитывается сдвиг профиля линии по частоте, и интегрирование осу-

ществляется в области с $\gamma_{ik} > 0$. Оптическая толщина вдоль луча зрения под углом θ к направлению движения ударной волны, близком к 90°, приблизительно равна $\tau_{\rm eff}/\cos\theta$ (сдвиг профиля линии по частоте становится несущественным при таких направлениях луча зрения).

На рис. 1г, 2г и 3г показан коэффициент усиления в центре линии для мазерных переходов OH в зависимости от расстояния за фронтом ударной волны. Инверсия населенностей энергетических уровней для линии 1720 МГц возникает, когда температура газа опускается до 150–400 K (в зависимости от начальной плотности газа). Инверсия населенностей уровней пропадает, как только температура газа опускается ниже 30 K. Именно данные значения температур рассматривались ранее как наиболее благоприятные для генерации мазерного излучения OH в линии 1720 МГц (Элитзур, 1976; Павлакис, Килафис, 1996; Локетт и др., 1999). Согласно расчетам, имеется инверсия населенностей энергетических уровней для переходов, принадлежащих возбужденным вращательным состояниям молекулы — $^2\Pi_{3/2}$, $(j\varepsilon, F) = (2.5f, 3) \rightarrow$ $\rightarrow (2.5e, 2)$ на частоте 6049 МГц, $^2\Pi_{1/2}$, $(j\varepsilon, F) =$ $= (0.5f, 1) \rightarrow (0.5e, 0)$ на частоте 4765 МГц. Линии 6049 МГц и 4765 МГц являются аналогами сателлитной линии 1720 МГц (переходы между крайними верхним и нижним подуровнями вращательного состояния). Инверсия населенностей энергетических уровней для переходов основного вращательного состояния 1612 и 1665 МГц имеет место при некоторых параметрах ударной волны, однако величина оптической толщины мала.

Перекрытие спектральных линий подавляет инверсию населенностей для перехода 1720 МГц при высоких температурах (рис. 1г) для случая $n_{\rm H,0} =$ $= 2 \times 10^3$ см$^{-3}$. В остальных случаях расчеты, в которых учитывается перекрытие линий OH, и расчеты, в которых не учитывается данный эффект, дают близкие значения для коэффициента усиления в линии 1720 МГц — отличие около 10%. Данный эффект был рассмотрен ранее в работе Вардла, МакДоннел (2012). В их работе было показано, что инверсия населенностей энергетических уровней в линиях 1720 и 6049 МГц подавляется при учете локального перекрытия линий для уширения профиля линии $v_{\rm D} > 0.5$ км/с.

На рис. 4 представлены результаты расчетов эффективной оптической толщины в мазерных линиях OH вдоль направления движения ударной волны. Наибольшее значение оптической толщины в линии 1720 МГц достигается при высоких скоростях ионизации газа $\zeta \geq 10^{-15}$ с$^{-1}$ и начальной плотности $n_{\rm H,0} \leq 2 \times 10^4$ см$^{-3}$. Результаты наших расчетов подтвердили выводы Вардла (1999) о том, что для генерации мазерного излучения OH необходимы высокие скорости ионизации газа. При этом эффективная оптическая толщина $\tau_{\rm eff}$ составляет около 3–5. Чем выше плотность газа, тем меньше длина фронта ударной волны. В результате оптическая толщина в мазерной линии OH 1720 МГц меньше для $n_{\rm H,0} = 2 \times 10^5$ см$^{-3}$, чем в случае с меньшим значением $n_{\rm H,0}$.

Для значения параметра $\zeta = 10^{-15}$ с$^{-1}$ были проведены дополнительные расчеты, в которых величина магнитного поля перед фронтом ударной волны полагалась в два раза выше, $\beta = 2$. При увеличении магнитного поля в два раза ширина фронта ударной волны увеличивается приблизительно в 2 раза, а максимальная температура газа уменьшается при прочих равных условиях. Размер области за фронтом ударной волны, где физические условия благоприятны для накачки мазеров OH, больше в случае более высокого магнитного поля. В результате оптическая толщина в мазерных линиях в 2–3 раза выше. Разрушение ледяных мантий пылинок и высвобождение H_2O происходят при более высоких скоростях ударной волны. Поэтому кривая зависимости оптической толщины от скорости ударной волны смещается вправо (рис. 4).

Для значений скорости ионизации газа $\zeta =$ $= 10^{-16}$ с$^{-1}$ оптическая толщина в линии 1720 МГц $\tau_{\rm eff} < 1$. При данной скорости ионизации концентрация OH в хвосте ударной волны составляет порядка 0.1 см$^{-3}$, что является причиной низких значений коэффициента усиления. При скоростях ионизации газа $\zeta \leq 10^{-16}$ с$^{-1}$ и скоростях ударной волны $u_{\rm s} \lesssim 20$–25 км/с конверсия пара- в орто-H_2 в ударной волне неэффективна. В данном случае основным столкновительным партнером молекулы OH является пара-H_2, что дополнительно уменьшает инверсию населенностей энергетических уровней.

ОБСУЖДЕНИЕ

Мазерное излучение OH в остатках сверхновых звезд

Области мазерного излучения OH в линии 1720 МГц вблизи остатков сверхновых звезд имеют размеры порядка 10^{16} см, при этом наиболее интенсивное излучение рождается в компактных источниках размером порядка 10^{15} см (Хоффман и др., 2005а,б). Яркостная температура мазерного излучения может достигать значений 10^8–10^9 K. Оптическая толщина в мазерной линии вдоль луча зрения должна составлять около 15–20 в этом случае (Хоффман и др., 2005б). Для генерации интенсивного мазерного излучения необходимо,

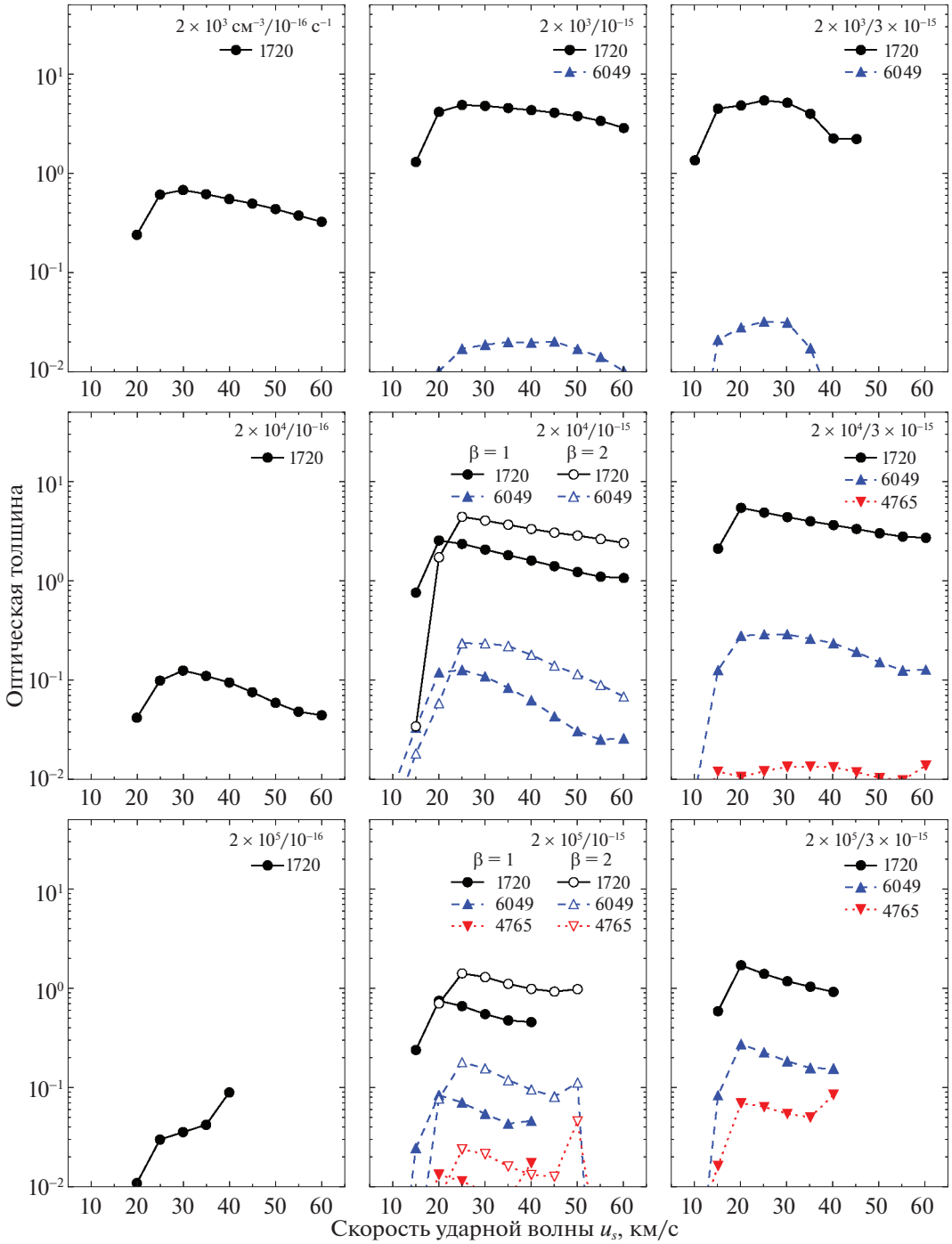

Рис. 4. Эффективная оптическая толщина мазерных переходов OH вдоль направления течения газа. По оси абсцисс отложена скорость ударной волны. Значения параметров $n_{\mathrm{H},0}$ и ζ указаны на каждом графике. Для случая $\zeta = 10^{-15}$ с$^{-1}$ также приведены результаты расчетов, в которых величина магнитного поля перед фронтом ударной волны полагалась в два раза выше, $\beta = 2$ (пустые символы).

чтобы луч зрения был перпендикулярен направлению течения газа (ударная волна видится с ребра). Колонковая концентрация OH вдоль луча зрения может в несколько раз превышать свое значение вдоль направления ударной волны, $\cos\theta \simeq 0.1$ (Локетт и др., 1999). При этом предположении результаты наших расчетов позволяют объяснить наблюдаемые интенсивности в линии 1720 МГц. При низких начальных плотностях, $n_{\mathrm{H},0} = 2 \times \times 10^3$ см$^{-3}$, размер области за фронтом ударной волны, где возможна генерация интенсивного мазерного излучения OH, составляет $\sim 10^{16}$ см, что

на порядок больше наблюдаемых размеров ярких источников (рис. 1г). Поэтому яркие источники мазерного излучения OH, по всей видимости, являются конденсациями относительно высокой плотности, $n_{\rm H_2} \simeq 10^5$ см$^{-3}$.

До сих пор не было обнаружено ни одного мазера в линиях возбужденных вращательных состояний OH в остатках сверхновых звезд (Фиш и др., 2007; Пилстрем и др., 2008; МакДоннел и др., 2008). Согласно оценкам, сделанным в работах Пилстрем и др. (2008), МакДоннел и др. (2008), оптическая толщина вдоль луча зрения в линиях 6049 и 4765 МГц, необходимая для регистрации мазерного излучения, должна превышать 2–3. Согласно нашим расчетам, эффективная оптическая толщина в данных линиях $\tau_{\rm eff} \leq 0.3$ для всех рассматриваемых параметров ударных волн. И даже в предположении, что $\cos\theta \simeq 0.1$, оптическая толщина вдоль луча зрения недостаточно высока. При высоких плотностях газа накачка мазеров 6049 и 4765 МГц становится эффективнее, но при этом длина ударной волны меньше, что приводит к низким оптическим толщинам и в этом случае.

Метод учета перекрытия спектральных линий, используемый в данной работе, трудно обобщить на одновременное перекрытие линий количеством 3 — в этом случае вероятность выхода фотона $\mathcal{P}$ в выражении для интенсивности излучения будет зависеть от шести параметров. Одновременное перекрытие трех линий OH может влиять на перенос излучения для разброса скоростей молекул $v_{\rm D} > 0.3$ км/с, что выполняется в нашей модели. Поэтому полученные в данной работе результаты необходимо рассматривать как приближенную оценку влияния эффекта перекрытия линий на столкновительный механизм накачки мазеров OH. Более качественное исследование данного эффекта возможно с помощью метода ускоренных Λ-итераций (Грэй, 2012).

Мазерное излучение OH в биполярных потоках около протозвездных объектов

Процесс звездообразования сопровождается выбросом потоков газа молодым звездным объектом. При взаимодействии потоков газа с окружающим молекулярным облаком формируются ударные волны, физические условия в которых могли бы быть благоприятными для генерации мазерного излучения OH (Литовченко и др., 2012; де Витт и др., 2014). Де Витт и др. (2014) предприняли поиски мазерного излучения OH в линии 1720 МГц в направлении 97 объектов Гербиг-Гаро. Мазерного излучения OH, связанного с биполярными потоками, не было обнаружено. Баяндина и др. (2015) предприняли поиск мазерного излучения OH по направлению 20 “протяженных зеленых объектов”. Данные объекты, по всей видимости, являются областями образования массивных звезд, и в них располагаются высокоскоростные выбросы вещества (Чен и др., 2013). Линия излучения на частоте 1720 МГц была зафиксирована только в одном источнике, и в пределах ошибок область излучения совпала с ультракомпактной зоной HII. Заметим, что в биполярных потоках около протозвездных объектов и в остатках сверхновых звезд обнаруживается мазерное излучение метанола I класса, которое, так же как и излучение OH в линии 1720 МГц, имеет столкновительный механизм накачки (см., например, Воронков и др., 2006; МакИвен и др., 2016).

Необходимым условием генерации мазерного излучения OH в линии 1720 МГц является высокая скорость ионизации газа, $\zeta \gtrsim 10^{-15}$ с$^{-1}$. Оценки скорости ионизации газа в молекулярных облаках около остатков сверхновых звезд дают значения порядка 10^{-15} с$^{-1}$ (Вопре и др., 2014; Шинглдекер и др., 2016). В то время как значения скорости ионизации газа в ядрах молекулярных облаков, а также в молекулярных потоках около протозвездных объектов, как правило, значительно меньше (Каселли и др., 1998; Подио и др., 2014). Недостаточно высокая скорость ионизации газа может быть причиной отсутствия мазерного излучения OH в линии 1720 МГц в биполярных потоках около протозвездных объектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследуется столкновительная накачка мазеров OH в ударных волнах C-типа. Профили температуры газа, скорости и концентраций химических соединений в ударной волне рассчитывались с помощью численной модели, опубликованной в работах Нестеренка (2018) и Нестеренка и др. (2019). В расчетах населенностей энергетических уровней молекулы OH использовалось приближение Соболева с учетом поглощения в континууме и перекрытия спектральных линий. Показано, что параметры источников излучения, такие как концентрация молекул OH и размер области, где происходит усиление мазерного излучения, не являются независимыми и определяются моделью ударной волны. Наибольшее значение оптической толщины в линии 1720 МГц достигается при высоких скоростях ионизации газа $\zeta \geq 10^{-15}$ с$^{-1}$ и начальной плотности $n_{\rm H,0} \leq 2 \times 10^4$ см$^{-3}$. Имеется также инверсия населенностей в линиях возбужденных вращательных состояний молекулы. Однако оптическая толщина в этих линиях мала. Отсутствие мазерного излучения OH в линии 1720 МГц в биполярных потоках около протозвездных объектов может являться следствием невысокой скорости ионизации газа в данных объектах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баяндина О.С., Вальтц И.Е., Куртц С.Е., Астрон. журн. **92**, 883 (2015) [O.S. Bayandina, I.E. Val'tts, and S.E. Kurtz, Astron. Rep. **59**, 998 (2015)].
2. Бете и др. (H. Beuther, A. Walsh, Y. Wang, M. Rugel, J. Soler, H. Linz, R.S. Klessen, L.D. Anderson, et al.), Astron. Astrophys. **628**, A90 (2019).
3. Броган и др. (C.L. Brogan, D.A. Frail, W.M. Goss, and T.H. Troland), Astrophys. J. **537**, 875 (2000).
4. Броган и др. (C.L. Brogan, W.M. Goss, T.R. Hunter, A.M.S. Richards, C.J. Chandler, J.S. Lazendic, B.-C. Koo, I.M. Hoffman, et al.), Astrophys. J. **771**, 91 (2013).
5. Бурдюжа В.В., Варшалович Д.А., Астрон. журн. **50**, 481 (1973) [V.V. Burdyuzha and D.A. Varshalovich, Sov. Astron. **17**, 308 (1973)].
6. Вардл (M. Wardle), Astrophys. J. **525**, L101 (1999).
7. Вардл, МакДоннел (M. Wardle and K. McDonnell), *Cosmic Masers — from OH to H_0, IAU Symp. 287* (Ed. R.S. Booth, E.M.L. Humphreys, and W.H.T. Vlemmings, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2012), p. 441.
8. Вардл, Юзеф-Задэ (M. Wardle and F. Yusef-Zadeh), Science **296**, 2350 (2002).
9. Вопре и др. (S. Vaupré, P. Hily-Blant, C. Ceccarelli, G. Dubus, S. Gabici, and T. Montmerle), Astron. Astrophys. **568**, A50 (2014).
10. Воронков и др. (M.A. Voronkov, K.J. Brooks, A.M. Sobolev, S.P. Ellingsen, A.B. Ostrovskii, and J.L. Caswell), MNRAS **373**, 411 (2006).
11. Гордон и др. (I.E. Gordon, L.S. Rothman, C. Hill, R.V. Kochanov, Y. Tan, P.F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, et al.), J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **203**, 3 (2017).
12. Грэй (M.D. Gray), *Cosmic Masers — from OH to H_0, IAU Symp. 287* (Ed. R. S. Booth, E.M.L. Humphreys, and W.H.T. Vlemmings, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2012), p. 23.
13. Гусдорф и др. (A. Gusdorf, S. Cabrit, D.R. Flower, and G. Pineau des Forêts), Astron. Astrophys. **482**, 809 (2008).
14. де Витт и др. (A. de Witt, M. Bietenholz, R. Booth, and M. Gaylard), MNRAS **438**, 2167 (2014).
15. Доел и др. (R.C. Doel, M.D. Gray, and D. Field), MNRAS **244**, 504 (1990).
16. Дрейн (B.T. Draine), Astrophys. J. **241**, 1021 (1980).
17. Дрейн, Салпитер (B.T. Draine and E.E. Salpeter), Astrophys. J. **231**, 77 (1979).
18. Касвелл (J.L. Caswell), MNRAS **297**, 215 (1998).
19. Касвелл (J.L. Caswell), MNRAS **308**, 683 (1999).
20. Каселли и др. (P. Caselli, C.M. Walmsley, R. Terzieva, and E. Herbst), Astrophys. J. **499**, 234 (1998).
21. Киао и др. (H.-H. Qiao, S.L. Breen, J.F. Gómez, J.R. Dawson, A.J. Walsh, J.A. Green, S.P. Ellingsen, H. Imai, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **247**, 5 (2020).
22. Крутчер (R.M. Crutcher), Astrophys. J. **520**, 706 (1999).
23. Ле Бурло и др. (J. Le Bourlot, G. Pineau des Forêts, D.R. Flower, and S. Cabrit), MNRAS **332**, 985 (2002).
24. Лик и др. (F. Lique, P. Honvault, and A. Faure), Int. Rev. Phys. Chem. **33**, 125 (2014).
25. Литвак (M.M. Litvak), Astrophys. J. **156**, 471 (1969).
26. Литовченко И.Д., Баяндина О.С., Алакоз А.В., Вальтц И.Е., Ларионов Г.М., Муха Д.В., Набатов А.С., Коноваленко А.А. и др., Астрон. журн. **89**, 593 (2012) [I.D. Litovchenko, O.S. Bayandina, A.V. Alakoz, I.E. Val'tss, G.M. Larionov, D.V. Mukha, A.S. Nabatov, A.A. Konovalenko, et al., Astron. Rep. **56**, 536 (2012)].
27. Локетт и др. (P. Lockett, E. Gauthier, and M. Elitzur), Astrophys. J. **511**, 235 (1999).
28. МакДоннел и др. (K.E. McDonnell, M. Wardle, and A.E. Vaughan), MNRAS **390**, 49 (2008).
29. МакИвен и др. (B.C. McEwen, Y.M. Pihlström, and L.O. Sjouwerman), Astrophys. J. **826**, 189 (2016).
30. МакЭлрой и др. (D. McElroy, C. Walsh, A.J. Markwick, M.A. Cordiner, K. Smith, and T.J. Millar), Astron. Astrophys. **550**, A36 (2013).
31. Маринакис и др. (S. Marinakis, Yu. Kalugina, and F. Lique), Eur. Phys. J. D **70**, 97 (2016).
32. Маринакис и др. (S. Marinakis, Yu. Kalugina, J. Kłos, and F. Lique), Astron. Astrophys. **629**, A130 (2019).
33. Муллан (D. J. Mullan), MNRAS **153**, 145 (1971).
34. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), MNRAS **455**, 3978 (2016).
35. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), Astrophys. Space Sci. **363**, 151 (2018).
36. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), J. Phys. Conf. Ser. **1400**, 022025 (2019).
37. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), J. Phys. Conf. Ser., submitted (2020).
38. Нестерёнок и др. (A.V. Nesterenok, D. Bossion, Y. Scribano, and F. Lique), MNRAS **489**, 4520 (2019).
39. Оффер и др. (A.R. Offer, M.C. van Hemert, and E.F. van Dishoeck), J. Chem. Phys. **100**, 362 (1994).
40. Павлакис, Килафис (K.G. Pavlakis and N.D. Kylafis), Astrophys. J. **467**, 300 (1996).
41. Павлакис, Килафис (K.G. Pavlakis and N.D. Kylafis), Astrophys. J. **534**, 770 (2000).
42. Пилстрем и др. (Y.M. Pihlström, V.L. Fish, L.O. Sjouwerman, L.K. Zschaechner, P.B. Lockett, and M. Elitzur), Astrophys. J. **676**, 371 (2008).
43. Подио и др. (L. Podio, B. Lefloch, C. Ceccarelli, C. Codella, and R. Bachiller), Astron. Astrophys. **565**, A64 (2014).
44. Прасад, Тарафдар (S.S. Prasad and S.P. Tarafdar), Astrophys. J. **267**, 603 (1983).
45. Пресс и др. (W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery), Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing (New York: Cambridge University Press, 2007).
46. Ро и др. (M. Ruaud, V. Wakelam, and F. Hersant), MNRAS **459**, 3756 (2016).
47. Роберж, Дрейн (W.G. Roberge and B.T. Draine), Astrophys. J. **350**, 700 (1990).

48. Соболев В.В., Астрон. журн. **34**, 694 (1957) [V.V. Sobolev, Sov. Astron. **1**, 678 (1957)].
49. Фан и др. (V.H.M. Phan, S. Gabici, G. Morlino, R. Terrier, J. Vink, J. Krause, and M. Menu), Astron. Astrophys. **635**, A40 (2020).
50. Фиш и др. (V.L. Fish, L.O. Sjouwerman, and Y.M. Pihlström), Astrophys. J. **670**, L117 (2007).
51. Флауэр, Гусдорф (D.R. Flower and A. Gusdorf), MNRAS **395**, 234 (2009).
52. Фрейл и др. (D.A. Frail, W.M. Goss, and V.I. Slysh), Astrophys. J. **424**, L111 (1994).
53. Фрейл, Митчелл (D.A. Frail and G.F. Mitchell), Astrophys. J. **508**, 690 (1998).
54. Хаммер, Рибицки (D.G. Hummer and G.B. Rybicki), Astrophys. J. **293**, 258 (1985).
55. Хейс и др. (A.N. Heays, A.D. Bosman, and E.F. van Dishoeck), Astron. Astrophys. **602**, A105 (2017).
56. Хоффман и др. (I.M. Hoffman, W.M. Goss, C.L. Brogan, and M.J. Claussen), Astrophys. J. **620**, 257 (2005а).
57. Хоффман и др. (I.M. Hoffman, W.M. Goss, C.L. Brogan, and M.J. Claussen), Astrophys. J. **627**, 803 (2005б).
58. Хьюитт и др. (J.W. Hewitt, F. Yusef-Zadeh, M. Wardle, D.A. Roberts, and N.E. Kassim), Astrophys. J. **652**, 1288 (2006).
59. Хьюитт и др. (J.W. Hewitt, F. Yusef-Zadeh, and M. Wardle), Astrophys. J. **706**, L270 (2009).
60. Чен и др. (X. Chen, C.-G. Gan, S.P. Ellingsen, J.-H. He, Z.-Q. Shen, and A. Titmarsh), Astrophys. J. Suppl. Ser. **206**, 9 (2013).
61. Шинглдекер и др. (C.N. Shingledecker, J.B. Bergner, R. Le Gal, K.I. Öberg, U. Hincelin, and E. Herbst), Astrophys. J. **830**, 151 (2016).
62. Шойер и др. (F.L. Schöier, F.F.S. van der Tak, E.F. van Dishoeck, and J.H. Black), Astron. Astrophys. **432**, 369 (2005).
63. Шуппан и др. (F. Schuppan, C. Röken, and J. Becker Tjus), Astron. Astrophys. **567**, A50 (2014).
64. Юзеф-Задэ и др. (F. Yusef-Zadeh, M. Wardle, J. Rho, and M. Sakano), Astrophys. J. **585**, 319 (2003).
65. Элитзур (M. Elitzur), Astrophys. J. **203**, 124 (1976).