

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КИНЕМАТИКА ПЛОТНЫХ ЯДЕР, СВЯЗАННЫХ С ОБЛАСТЯМИ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД ЮЖНОГО НЕБА

© 2023 г. Л. Е. Пирогов^{1,*}, П. М. Землянуха¹, Е. М. Домбек¹, М. А. Воронков²

¹Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН им. А.В. Гапонова-Грехова, Нижний Новгород, Россия

²Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO) Space and Astronomy, Epping NSW, Australia

*E-mail: pirogov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 28.08.2023 г.

После доработки 15.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Представлены результаты спектральных наблюдений в диапазоне частот $\sim 84\text{--}92$ ГГц шести объектов южного неба, содержащих плотные ядра, и связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений. Наблюдения проведены с помощью радиотелескопа MOPRA-22m. В рамках приближения локального термодинамического равновесия (ЛТР) рассчитаны концентрации на луче зрения и распространенности молекул H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HN^{13}C , HC_3N , $c\text{-C}_3\text{H}_2$, SiO , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ и CH_3CN . Получены оценки кинетических температур ($\sim 30\text{--}50$ K), размеров областей излучения ($\sim 0.2\text{--}3.1$ пк) и вириальных масс ($\sim 70\text{--}4600 M_\odot$). Ширины линий в трех ядрах уменьшаются с увеличением расстояния от центра. В четырех ядрах наблюдается асимметрия профилей оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1\text{--}0)$ и $\text{HCN}(1\text{--}0)$, указывающая на наличие систематических движений на луче зрения. В двух случаях характер асимметрии может быть вызван сжатием газа. Проведено вписывание модельных спектральных карт $\text{HCO}^+(1\text{--}0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1\text{--}0)$, полученных в рамках не-ЛТР сферически-симметричной модели, в наблюдаемые. Рассчитаны радиальные профили плотности ($\propto r^{-1.6}$), турбулентной скорости ($\propto r^{-0.2}$) и скорости сжатия ($\propto r^{0.5}$) в ядре G268.42–0.85. Профиль скорости сжатия отличается от ожидаемого как в случае свободного падения газа на протозвезду ($\propto r^{-0.5}$), так и в случае глобального коллапса ядра (скорость сжатия не зависит от расстояния). Приведено обсуждение полученных результатов.

Ключевые слова: звездообразование, молекулярные облака, плотные ядра, молекулярные линии, моделирование

DOI: 10.31857/S0004629923120071, **EDN:** DDFKCK

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования плотных ядер молекулярных облаков являются важным средством для оценки начальных условий процесса звездообразования. Особенное внимание привлекают ядра, связанные с областями образования звезд большой массы ($\gtrsim 8 M_\odot$) и звездных скоплений. Несмотря на сильно возросший объем наблюдений таких объектов за последнее время, согласованный сценарий их образования далек от завершения (см., напр., [1, 2]). По сравнению с областями образования звезд с массами порядка или меньше солнечной они более редки, расположены на больших расстояниях, быстрее эволюционируют

и обладают скрытой фазой развития перед главной последовательностью. На ранних стадиях эволюции массивные звезды активно взаимодействуют с родительским плотным ядром, увеличивают турбулентность и температуру, приводят к появлению ударных волн и истечений, вызывают фрагментацию, дальнейшее сжатие и при определенных условиях новую фазу звездообразования. Химический состав газа в областях образования массивных звезд обогащен из-за испарения молекул с поверхности пылинок. Излучение отдельных компактных областей в линиях молекул воды, метанола и гидроксила и некоторых других может иметь мазерную природу. Наблюдаемые профили линий существенно уширены за счет

турбулентных и систематических движений. Эти эффекты часто накладываются друг на друга, что усложняет интерпретацию наблюдений.

Существуют различные предположения о состоянии ядер, в которых происходит образование звезд. Так, в модели сингулярной изотермической сферы [3, 4], предполагается, что квазиравновесное сферическое ядро с радиальным профилем плотности Боннора-Эберта (плоский участок вблизи центра и близкая к r^{-2} зависимость в оболочке) эволюционирует к состоянию с сингулярностью в центре (протозвезда), после чего начинается коллапс, который распространяется изнутри наружу (“inside-out”). В модели турбулентного ядра [5], предложенной для описания образования массивных звезд и звездных скоплений, в качестве начального состояния рассматривается сфера в гидростатическом равновесии, обладающая сверхзвуковой турбулентностью и профилем плотности $r^{-3/2}$ [5, 6], в которой отсутствуют систематические движения. Как в модели сингулярной изотермической сферы, так и в модели турбулентного ядра в области, где газ коллапсирует на протозвезду, радиальные профили плотности и скорости имеют вид $r^{-3/2}$ и $r^{-1/2}$ соответственно.

Альтернативный подход, как, например, в модели глобального иерархического коллапса [7], исходит из того, что ядра, как и родительские облака, являются неравновесными объектами, находящимися в процессе глобального коллапса еще до формирования протозвезды, а наблюдаемая близость их к состоянию вириального равновесия происходит, в частности, из-за близости скорости свободного падения к вириальной. В данной модели, основанной на классических работах Ларсона и Пенстона [8, 9], после формирования протозвезды профиль плотности в оболочке имеет вид r^{-2} , а скорость сжатия постоянна и не зависит от радиального расстояния (см., напр., [7, 10]). Поскольку как в модели квазиравновесного, так и неравновесного ядра профили плотности в оболочке близки, именно профиль систематической скорости может служить фактором, позволяющим сделать выбор между моделями.

Из-за неоднородного распределения плотности газа в ядрах и наличия систематических движений газа наблюдаемые профили молекулярных линий с большой оптической толщиной могут отличаться от гауссовых и обладать асимметрией, связанной с различием условий, влияющих на их формирование на луче зрения, и смещением по скорости из-за эффекта Доплера. Для интерпретации таких спектров и для оценки параметров структуры и поля скоростей необходимо проводить расчеты возбуждения молекул с учетом отличий от локального термодинамического равно-

весия (ЛТР) и сравнивать расчетные спектры с наблюдаемыми. Среди молекулярных линий, индикаторов плотного газа, оптически толстые линии $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ являются одними из наиболее чувствительных к кинематике и распределению плотности.

Анализ данных наблюдений пяти областей образования массивных звезд северного неба, связанных с мазерами метанола [11], позволил обнаружить асимметрию профилей оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ в четырех из них. Для одного из рассмотренных в работе [11] ядер с признаками сжатия (L1287 или G121.28+0.65) с помощью не-ЛТР модели был проведен анализ данных наблюдений в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ и в линиях более редких изотопов [12]. Для вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые был применен специально разработанный алгоритм, основанный на методах главных компонент и k-ближайших соседей [12]. Были получены оценки оптимальных параметров радиальных профилей плотности, турбулентной скорости и скорости сжатия. Оказалось, что степенной индекс профиля скорости сжатия в L1287 близок к нулю, что указывает на вероятность глобального коллапса этого ядра. Чтобы ответить на вопрос, насколько типичным является данный случай, необходимо проведение дальнейших исследований ядер, связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений и обладающих признаками сжатия.

Выборка плотных ядер, связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений южного неба, ранее исследовалась в различных молекулярных линиях и в континууме [13–20]. Был определен ряд физических параметров ядер, рассчитаны профили плотности [21] и получены оценки химического состава; в нескольких объектах обнаружены эффекты химической дифференциации [18].

В настоящей работе приведены результаты наблюдений шести объектов из данной выборки в различных молекулярных линиях в 3-мм диапазоне длин волн и делаются оценки их физических характеристик и химического состава. Для двух ядер наблюдаемые профили линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$, в которых есть указания на вероятность сжатия газа, проведен анализ данных наблюдений с помощью модельных расчетов. Для одного из них приведены оценки параметров пространственного распределения плотности и скорости.

2. ИСТОЧНИКИ

Объектами исследования являлись шесть областей образования массивных звезд и звездных скоплений южного неба, наблюдавшихся нами

Таблица 1. Список источников

Источник	$\alpha(2000)$ h m s	$\delta(2000)$ ° ' "	D , кпк	Ссылка	Ассоциации с другими объектами
G268.42–0.85	09 01 54.3	–47 43 59	1.7 (0.1)	[22]	IRAS 09002–4732
G269.11–1.12	09 03 32.8	–48 28 39	2.6	[13]	IRAS 09018–4816
G270.26+0.83	09 16 43.3	–47 56 36	1.3 (0.2)	[23]	IRAS 09149–4743, RCW 41
G285.26–0.05	10 31 30.0	–58 02 07	4.7	[13]	IRAS 10295–5746
G291.27–0.71	11 11 49.9	–61 18 14	2.8 (0.3)	[24]	IRAS 11097–6102, NGC 3576, RCW 57
G294.97–1.73	11 39 12.6	–63 28 47	1.2	[13]	IRAS 11368–6312

Примечание. Расстояния до объектов G268.42, G291.27 получены методом параллакса по данным спутника Gaia, расстояние до G270.26 оценено спектроскопическим методом, для остальных объектов приведены кинематические расстояния. Поскольку значения погрешностей последних в литературе не приведены, при расчетах мы произвольно брали их равными 0.3 кпк (G269.11 и G294.97) и 0.5 кпк (G285.26).¹

ранее в линиях CS(2–1) и CS(5–4) [13, 18], $N_2H^+(1-0)$ [17], а также в континууме на длинах волн 1.2 мм и 350 мкм [18, 20]. Список источников приведен в табл. 1. Там же приведены расстояния до объектов и указаны ассоциации с другими объектами.

Помимо точечных источников IRAS и мазерных источников, в исследуемых ядрах есть ультракомпактные области Н II, источники ближнего инфракрасного диапазона, субмиллиметровые и радиосистемы, а также молекулярные истечения. Болюметрические светимости источников IRAS рассчитывались, как интеграл от вписанной кривой излучения “серого” тела в зависимость потока от частоты [18] с учетом расстояний из табл. 1. Информация о наличии мазерных источников взята из базы данных maserdb.net [25].

В области G268.42–0.85 источник IRAS 09002–4732 ($L \sim 8 \times 10^4 L_\odot$) связан с погруженным в плотное газопылевое облако молодым звездным скоплением, доминирующим членом которого является звезда спектрального класса O7 [22]. Измерения методом параллакса по данным спутника Gaia дают расстояние до скопления 1.7–1.8 кпк [22]. Со скоплением связана ультракомпактная зона Н II [26, 27]. В ядре наблюдается мазер воды [28].

Источник IRAS 09018–4816 в области G 269.11–1.12 ($L \sim 6 \times 10^4 L_\odot$), связанный с ультракомпактной зоной Н II [29], находится к югу от плотного ядра. Как в направлении центра ядра, так и вблизи источника IRAS зарегистрированы мазеры воды [28, 30]. Вблизи центра ядра наблюдается мазер метанола II класса на частоте 6.7 ГГц [31]. В

ядре также наблюдаются мазерные линии метанола I класса [32–36].

Плотное ядро G270.26+0.83 связано с областью Н II RCW41, состоящей из двух отдельных компактных областей, источниками которых являются звезды спектральных классов O9 V и B0 V соответственно [27]. Источник IRAS 09149–4743 со светимостью $\sim 5 \times 10^3 L_\odot$ находится на периферии ядра. В ядре находится скопление молодых звездных объектов, наблюдаемых как источники ближнего ИК диапазона [37, 38], а также мазеры воды [30] и метанола I класса [32–36] и II класса [31].

Область G285.26–0.05 состоит из двух ядер. В ядре 1 находится источник IRAS 10295–5746 ($L \sim 5 \times 10^5 L_\odot$) и ультракомпактная область Н II [29], а также скопление инфракрасных источников 2MASS [39], мазеры OH [40], воды [41] и метанола II класса [42]. В ядре 2 наблюдается мазер воды [41], и в нем (как и в ядре 1) обнаружено излучение в линии Br γ [43], что указывает на существование Н II области, вероятно, погруженной в плотную пылевую оболочку.

Источник IRAS 11097–6102 ($L \sim 3 \times 10^5 L_\odot$) находится в центральной части протяженного газопылевого сгустка G291.27–0.71. Здесь находится область Н II [44], взаимодействие которой с родительским облаком, по-видимому, определяет морфологию сгустка, состоящего из нескольких фрагментов и соответствующих ИК-источников. В области наблюдаются мазеры воды [41] и метанола II класса [31, 45].

Область G294.97–1.73 состоит из двух ядер. Ядро 1 связано с источником IRAS 11368–6312 ($L \sim 6 \times 10^3 L_\odot$) и ультракомпактной областью Н II [46]. В обоих ядрах наблюдаются мазеры во-

¹ Здесь и далее используются сокращенные названия объектов. Номера в скобках, следующих за названиями G285.26 и G294.97, соответствуют отдельным ядрам.

ды [30, 41]. В ядре 1 наблюдаются мазерные линии метанола I класса [32, 33, 36] и II класса [47]. Ядро 2 связано мазером метанола II класса [31].

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения шести объектов из табл. 1 проводились в 2010 г. с помощью 22-м радиотелескопа MOPRA (Австралия)² (проект M526). При наблюдениях использовался приемник 3-мм диапазона длин волн с СИС-смесителем на входе. Шумовая температура системы в течение периода наблюдений изменялась в диапазоне: $\sim 140\text{--}200$ К в зависимости от источника и погодных условий. Для спектрального анализа использовался спектроанализатор MOPS с общей полосой 8 ГГц³, что позволяло регистрировать одновременно несколько молекулярных линий в диапазоне $\sim 84\text{--}92$ ГГц. Полоса наблюдений была разделена на 16 поддиапазонов шириной в 137.5 МГц, настроенных на линии молекул HCO^+ , HCN , HNC и их более редких изотопов, а также на линии молекул HC_3N , SiO , CH_3OH , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, CH_3CN и некоторых других. Каждый поддиапазон состоял из 4096 каналов, что давало разрешение по скорости ~ 0.11 км/с. Ширина основного луча диаграммы направленности телескопа MOPRA составляла $36''$ в данном диапазоне [48]. Эффективность использования основного луча на частоте 86 ГГц составляла 0.49 [48].

Картирование проводилось в режиме OTF. Для каждого объекта получены карты размером $2' \times 2'$. Ошибки наведения регулярно уточнялись по наблюдениям мазеров SiO и не превышали $5'' \pm 2''$. Для калибровки спектральных наблюдений использовался источник Orion KL. Обработка полученных данных проводилась с использованием пакетов Livedata и Gridzilla⁴, с помощью которых производилось вычитание базовой линии 1-го порядка, усреднение и формирование кубов данных (две координаты и скорость) с фиксированным шагом по обеим координатам ($15''$, Nyquist sampling).

² Телескоп MOPRA является частью Национального фонда телескопов Австралии (ATNF). На момент наблюдений он финансировался правительством Австралии как национальный объект, управляемый Государственным объединением научных и прикладных исследований (CSIRO).

³ Банк цифровых фильтров Университета Нового Южного Уэльса был предоставлен для наблюдений на телескопе MOPRA при поддержке Австралийского исследовательского совета.

⁴ <https://www.atnf.csiro.au/computing/software/livedata/index.html>

4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Для всех наблюдавшихся объектов получены карты в линиях $\text{CH}_3\text{OH}(5_{-1}-4_0 \text{ E})$, $\text{c-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{SiO}(2-1)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HNC}(1-0)$ и $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$. В направлении центральных позиций объектов зарегистрированы линии $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$, $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$.

В табл. 2 приведен список зарегистрированных молекулярных линий в порядке возрастания частоты с указанием перехода, частоты и энергии верхнего уровня (в единицах температуры). На рис. 1 приведены спектры в направлении позиций, близких к центрам ядер, где интенсивности большинства линий близки к максимальным. Для областей G285.26 и G297.97, карты которых содержат по два компактных ядра, приведены спектры в направлении центральных позиций каждого из них. Вертикальная штриховая линия на каждой диаграмме соответствует центру оптически тонкой линии $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$. Видно, что профили оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$ и $\text{HNC}(1-0)$ в G268.42, G269.11, G270.26 и G291.27 обладают асимметрией, причем в G268.42 и G269.11 наблюдается ярко выраженный провал между синим и красным пиками, а интенсивность синего пика превышает интенсивность красного.

4.1. Карты в молекулярных линиях

Карты интегральных интенсивностей различных молекулярных линий приведены на рис. 2–7. На рисунках показаны источники IRAS и имеющиеся в ядрах мазеры воды, метанола II класса и гидроксила, являющиеся индикаторами областей образования массивных звезд. На рисунках также приведены карты излучения пыли в континууме на длине волны 350 мкм [20], полученные с существенно лучшим угловым разрешением и позволяющие оценить внутреннюю структуру ядер более детально.

В большинстве случаев области излучения в различных линиях пространственно коррелируют друг с другом. Наилучшая корреляция наблюдается между картами $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{HNC}(1-0)$, $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$, а также между картами изотопов $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$. Карты в линиях $\text{c-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$ и $\text{SiO}(2-1)$ в меньшей степени коррелируют с остальными. Карты континуума на 350 мкм в большинстве случаев находятся внутри контуров половинной интенсивности молекулярного излучения. Источники IRAS расположены как вблизи центров ядер, так и на периферии (в G269.11 и G270.26). Мазерные источники наблюдаются во всех ядрах, указывая на процесс звездообразования.

Для оценки размеров областей излучения в карты интегральных интенсивностей вписывалась свертка двумерной гауссовой эллиптической функции с неизвестными параметрами и двумерной круговой гауссианы с шириной, равной ширине основного луча диаграммы направленности телескопа [17]. Размеры ядер определялись как геометрическое среднее размеров вписанной эллиптической двумерной гауссианы. Центры областей излучения в целом близки друг к другу в пределах размера основного луча диаграммы направленности. Их морфология, в общем, коррелирует с морфологией карт в континууме на 350 мкм (за исключением G291.27), хотя следует учесть, что последние имеют существенно меньшие размеры. Отношения осей вписанных эллипсов, угловые размеры областей излучения в различных линиях на половинном уровне от максимальной интенсивности приведены далее в таблицах вместе с погрешностями их определения.

4.2. Параметры линий

Обработка спектральных данных производилась стандартными методами с помощью пакета GILDAS⁵ и наших оригинальных программ. После вычитания базовой линии из участков спектра с линиями, производилось вписывание (аппроксимация) гауссовых функций (одной или нескольких) в наблюдаемые спектры для определения интенсивности, скорости на луче зрения, соответствующей центру линии, и ширины линии на половинном уровне от максимальной интенсивности (FWHM). Параметры наблюдавшихся молекулярных линий в направлении позиций пиков излучения приведены в табл. 3. При обработке спектров $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ фиксировались расстояния между линиями с различными квантовыми числами K , а их ширины считались одинаковыми. Такая же процедура использовалась при обработке спектров $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$, состоящих из трех близких сверхтонких компонентов. Для линий с большой оптической толщиной ($\text{HCN}(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HNC}(1-0)$), профили которых во многих случаях негауссовы, в табл. 3 приведены только интегральные интенсивности. Неопределенности интегральных интенсивностей рассчитывались, как $\Delta T_{\text{MB}} \sqrt{N_{\text{ch}}} \delta V_{\text{ch}}$, где ΔT_{MB} — уровень шума в канале без линии (рассчитанный после вычета базовой линии), N_{ch} — число каналов, занимаемых линией, δV_{ch} — разрешение по скорости (ширина канала).

⁵ <http://iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

Таблица 2. Список наблюдавшихся молекулярных линий

Молекула	Переход	Частота, МГц	E_u/k , К
CH_3OH	$5_{-1}-4_0 \text{ E}$	84521.206	40.39
$\text{c-C}_3\text{H}_2$	$2_{1,2}-1_{0,1}$	85338.906	6.45
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	5_3-4_3	85442.600	77.34
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	5_2-4_2	85450.765	41.21
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	5_1-4_1	85455.665	19.53
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	5_0-4_0	85457.299	12.30
H^{13}CN	$1-0 \text{ F} = 1-1$	86338.737	4.14
H^{13}CN	$1-0 \text{ F} = 2-1$	86340.176	4.14
H^{13}CN	$1-0 \text{ F} = 0-1$	86342.255	4.14
H^{13}CO^+	$1-0$	86754.288	4.16
SiO	$2-1$	86846.995	6.25
HN^{13}C	$1-0 \text{ F} = 2-1$	87090.859	4.18
HCN	$1-0 \text{ F} = 1-1$	88630.416	4.25
HCN	$1-0 \text{ F} = 2-1$	88631.847	4.25
HCN	$1-0 \text{ F} = 0-1$	88633.936	4.25
HCO^+	$1-0$	89188.526	4.28
HNC	$1-0$	90663.564	4.35
HC_3N	$10-9$	90978.989	24.01
CH_3CN	5_3-4_3	91971.130	77.55
CH_3CN	5_2-4_2	91979.994	41.83
CH_3CN	5_1-4_1	91985.314	20.39
CH_3CN	5_0-4_0	91987.088	13.24

5. ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЯДЕР

5.1. Кинетические температуры

Линии метилацетилена ($\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$) и метилцианида (CH_3CN) можно использовать для определения кинетических температур в плотных ядрах. Для молекул типа симметричного волчка, какими являются данные молекулы, переходы с различным квантовым числом J состоят из нескольких линий с различным значением квантового числа K , определяющего проекцию момента количества движения на ось симметрии молекулы. Аппроксимируя прямой линией зависимость интегральных интенсивностей линий с различными K от энергии уровней, по коэффициенту наклона можно определить вращательную температуру и использовать ее в качестве оценки кинетической температуры (см., напр., [49]).

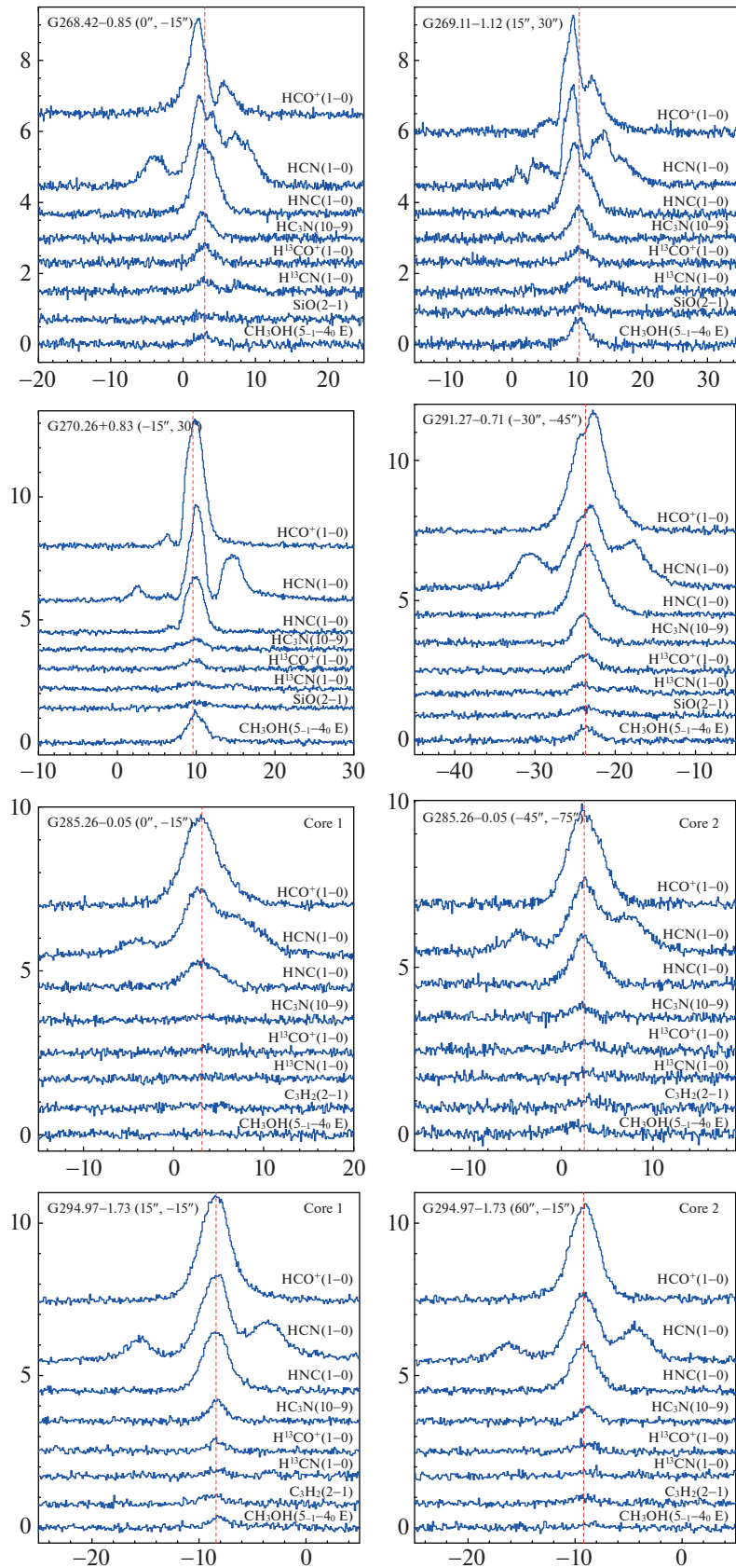


Рис. 1. Спектры в направлении пиков излучения в объектах. По горизонтальной оси отложена лучевая скорость, по вертикальной оси — интенсивности в единицах температуры, приведенной к основному лучу телескопа (T_{MB}). Для G285.26–0.05 и G294.97–1.73 спектры приведены для двух позиций, близких к центрам различных ядер в этих объектах. Штриховые красные линии соответствуют центру оптически тонкой линии $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$.

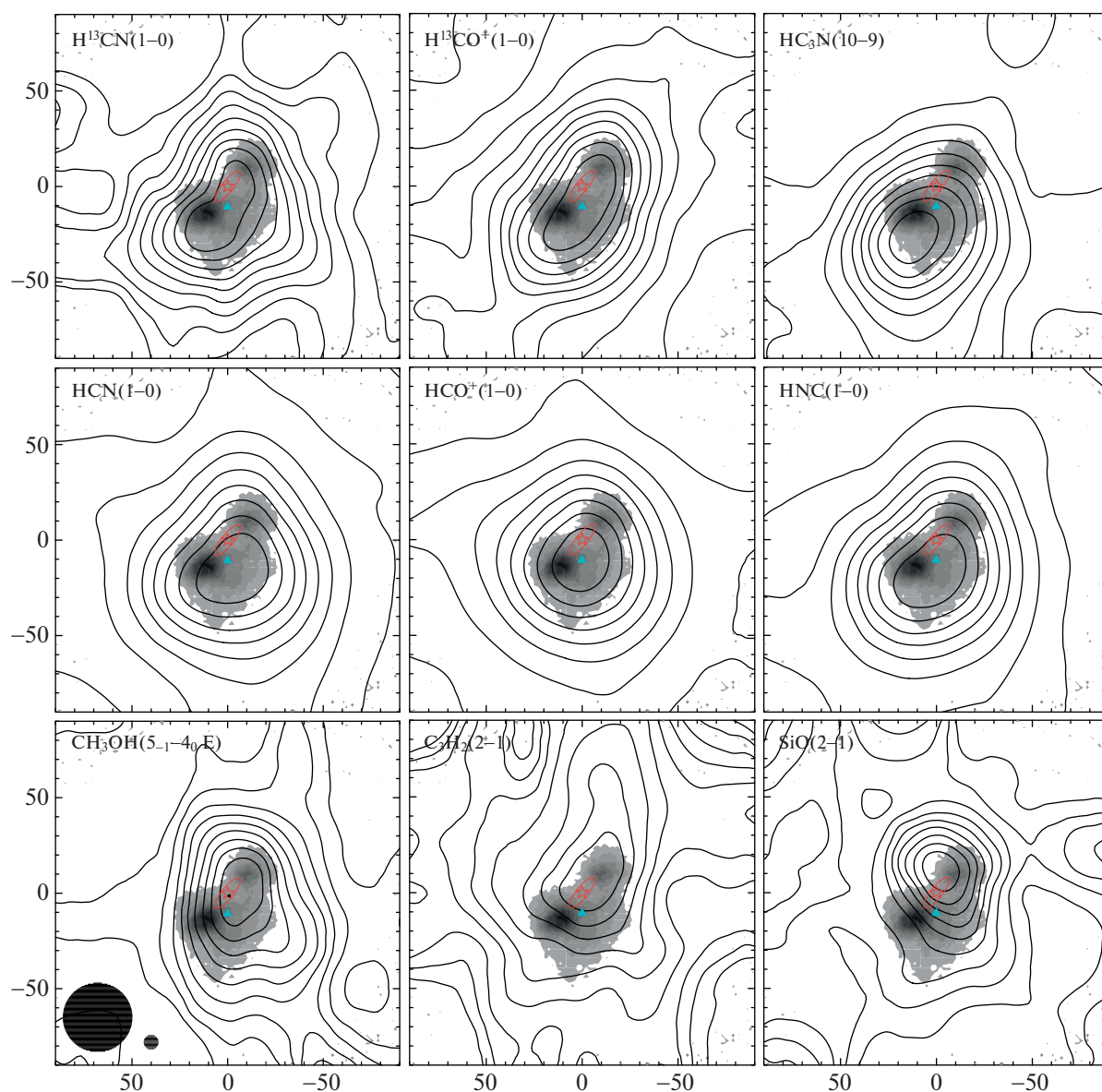


Рис. 2. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в области G268.42–0.85 (контуры), и карты излучения пыли в континууме на длине волны 350 мкм [20] (оттенки серого). По осям отложены величины смещений $\Delta\alpha''$ и $\Delta\delta''$ относительно координат, приведенных в табл. 1. Изолинии интегральной интенсивности лежат в диапазоне от 10 до 90% от пиковых значений (табл. 3). Источник IRAS обозначен красной звездой, мазер воды [28] – голубым треугольником. Неопределенность позиции источника IRAS показана эллипсом, соответствующим уровню доверительности в 95%. В левом нижнем углу карты CH_3OH приведены размеры основного луча диаграммы направленности MOPRA-22m (36'') и APEX-12m (7.5'').

Кинетические температуры были рассчитаны данным методом для пяти ядер (см. табл. 4), в которых были уверенно зарегистрированы по крайней мере две линии с различными значениями K для $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$. Для оценок по линиям $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ были отобраны три ядра (см. табл. 4). Все эти линии, по-видимому, являются оптически тонкими. На это указывает тот факт, что их интенсивности лежат в диапазонах интенсивностей соответствующих линий, наблюдае-

мых в областях образования массивных звезд, оптическая толщина которых невелика (см., напр., [50, 51]). В качестве интегральных интенсивностей линий с различным K бралось произведение величин T_{MB} и ΔV , которые определялись из аппроксимации. Погрешности кинетических температур рассчитывались методом распространения ошибок из погрешностей аппроксимации. Из-за относительно невысоких значений отношения сигнала к шуму при наблюдениях

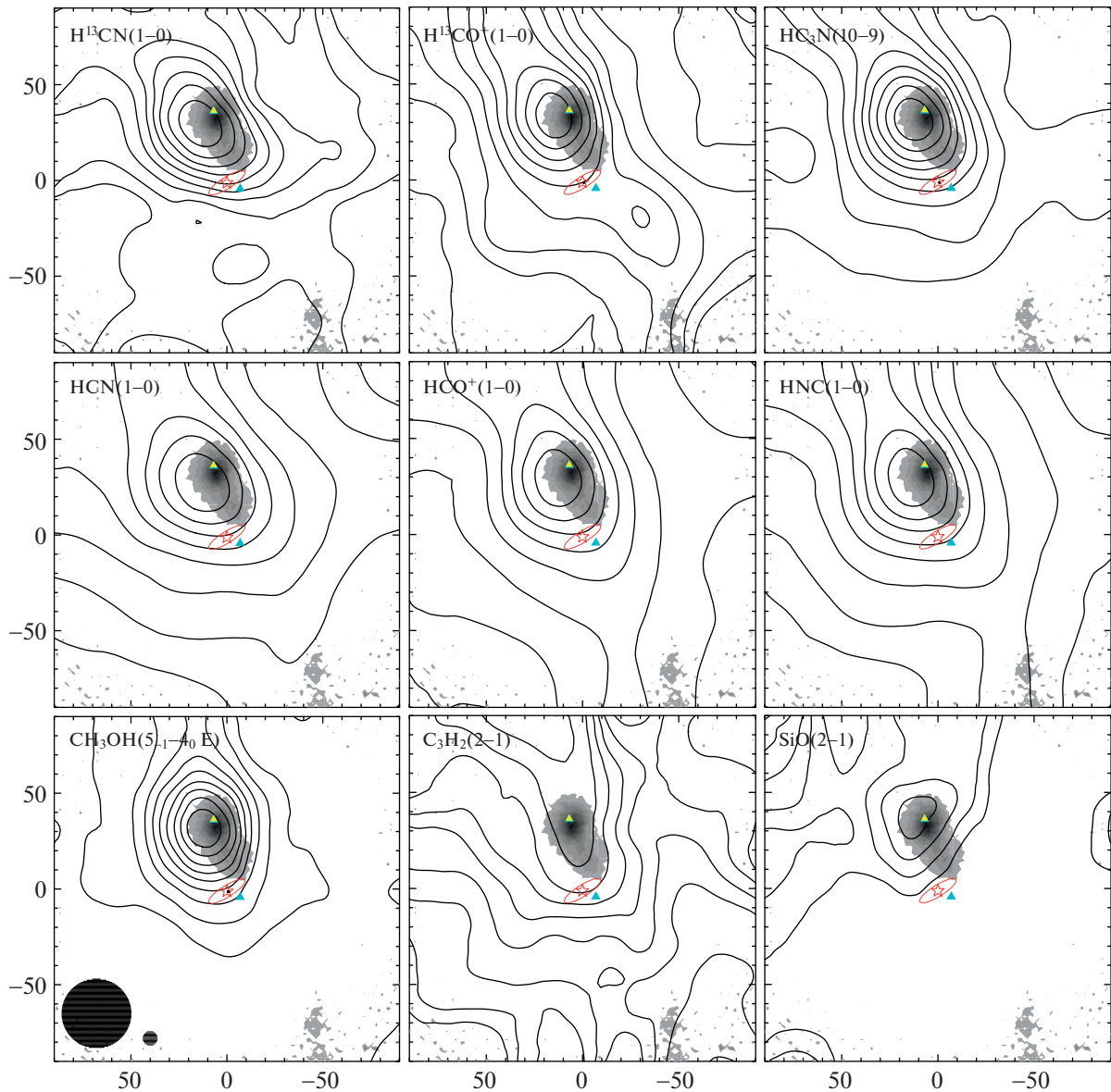


Рис. 3. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G269.11–1.12. Вблизи источника IRAS наблюдается мазер воды [28]. Вблизи центра ядра — мазер воды [30] и мазер метанола II класса (6.7 ГГц) [31]. Мазеры воды и метанола обозначены голубыми и желтыми треугольниками соответственно. Остальные обозначения те же, что на рис. 2.

$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ ($\lesssim 3$) погрешности температур оказались довольно высоки (порядка самих значений). Для их уменьшения в четырех из пяти ядер температуры рассчитывались по спектрам, усредненным по нескольким близлежащим точкам (диапазоны усреднения указаны во 2-м и 3-м столбцах табл. 4).

В табл. 4 приведены рассчитанные кинетические температуры. Полученные значения составляют $\sim 30-40$ К, оценки по $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ совпадают в пределах ошибки для G269.11 и G270.26. Для G291.27 оценка температуры по $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ достигает ~ 50 К, в то время

как оценка по $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ составляет ~ 35 К. Это расхождение обсуждается в разделе 7. Тепловые ширины линий, соответствующие полученным оценкам температур, для H^{13}CO^+ составляют $\sim 0.2-0.3$ км/с для $T_{\text{kin}} = 30-50$ К.

5.2. Лучевые концентрации и распространенности молекул

Используя интегральные интенсивности оптически тонких линий, можно оценить концентрации молекул на луче зрения в приближении локального термодинамического равновесия

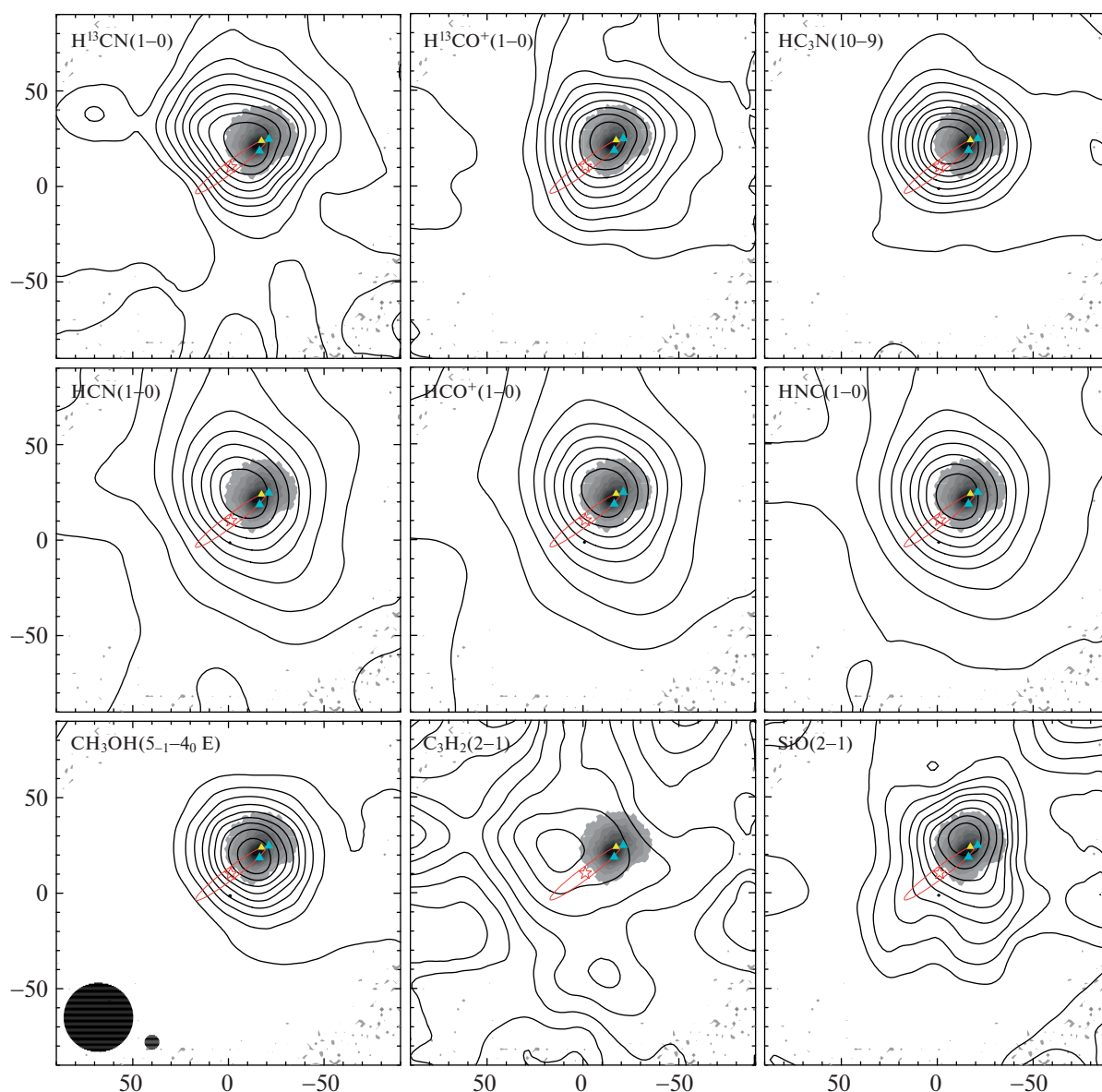


Рис. 4. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G270.26+0.83. Вблизи центра ядра наблюдаются мазеры воды [30], обозначенные голубыми треугольниками, и мазер метанола II класса (6.7 ГГц) [31], обозначенный желтым треугольником. Остальные обозначения те же, что на рис. 2.

(ЛТР) [11, 52]. Мы рассчитали лучевые концентрации H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HN^{13}C , HC_3N , $\text{c-C}_3\text{H}_2$, SiO , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ и CH_3CN в направлении позиций максимальной интенсивности в объектах. Температура возбуждения бралась равной 10 К для всех линий, кроме $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$. При данном значении рассчитанные значения N_{mol} близки к минимальным. Если температура возбуждения отлична от 10 К, лучевые концентрации могут превышать эти значения в несколько раз. Для линий $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ в качестве температур возбуждения брались оценки кинетических температур (раздел 5.1). Рассчитан-

ные значения лучевых концентраций молекул приведены в табл. 5. Анализ значений лучевых концентраций молекул свидетельствует о пониженных в несколько раз значениях $N(\text{H}^{13}\text{CN})$, $N(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$ и $N(\text{HC}_3\text{N})$ в областях G285.26 и G294.97 по сравнению с остальными. Лучевые концентрации $\text{c-C}_3\text{H}_2$ и SiO не сильно меняются от объекта к объекту.

Для оценки распространенностей (обилия) различных молекул ($X = N_{\text{mol}}/N(\text{H}_2)$) были использованы значения лучевых концентраций молекулярного водорода, рассчитанные по данным наблюдений объектов в континууме на 1.2 мм [18]

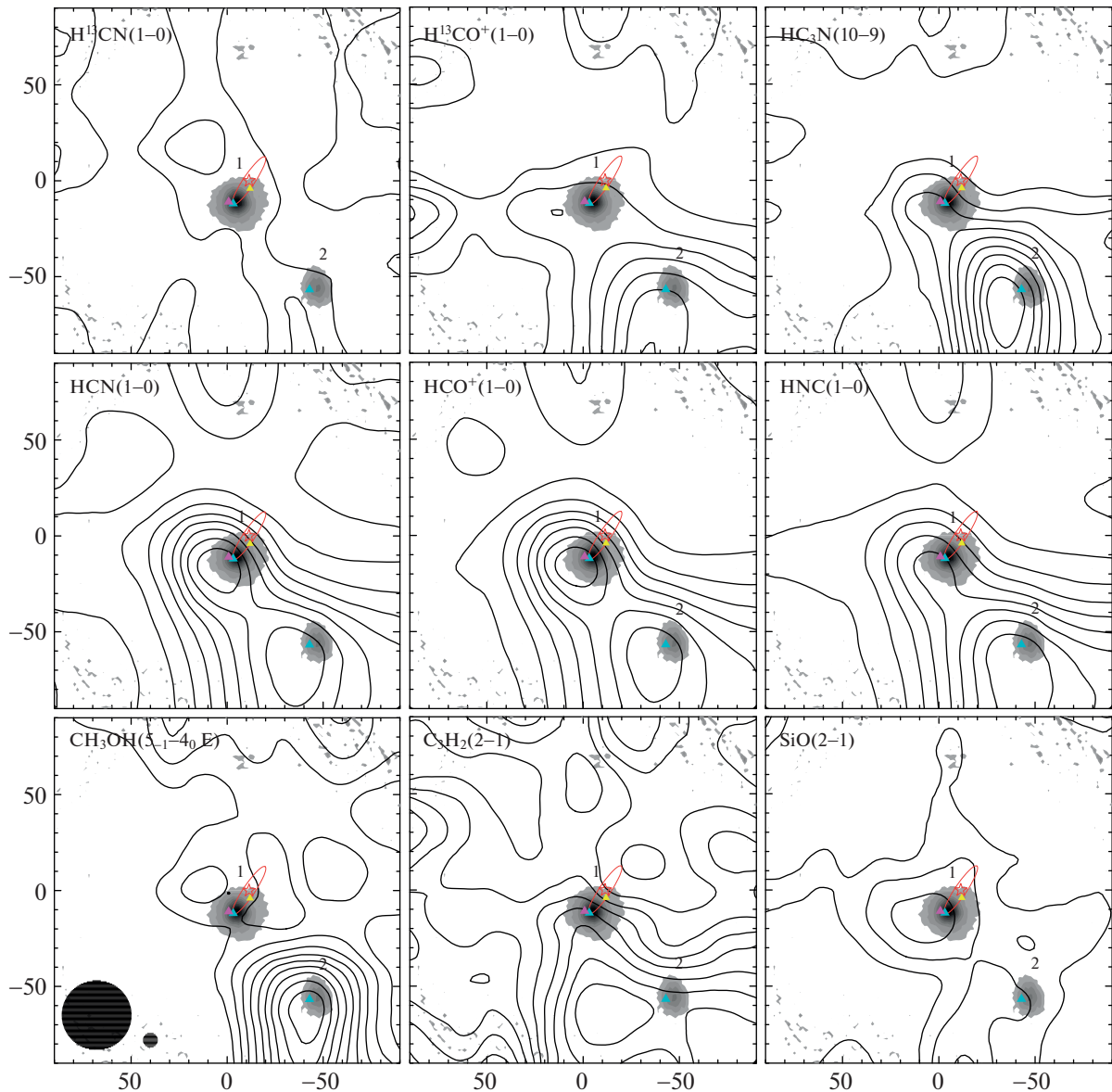


Рис. 5. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G285.26–0.05. Мазеры воды [41] обозначены голубыми треугольниками. Мазер метанола II класса (6.7 ГГц) [42] и мазер OH [40] обозначены желтым и розовым треугольниками соответственно. Остальные обозначения те же, что на рис. 2. Цифрами обозначены ядра, параметры которых рассчитывались по отдельности.

(данные получены с угловым разрешением $24''$). Значения температур пыли принимались равными 30 К для всех объектов, кроме G285.26(2) (20 К) и G268.42 (35 К), что согласуется с оценками, сделанными в работах [18, 20] для значения степенного индекса зависимости излучательной способности пыли от частоты, β , равного 2. Полученные лучевые концентрации молекулярного водорода приведены в табл. 5. Их погрешности связаны, в основном, с неопределенностью β , влияющей на оценки температур пыли, и могут составлять $\sim 20\%$ для большинства объектов при

вариациях температур на ± 5 К (влияние β на оценки температуры пыли обсуждается, напр., в [20]). Для G285.26(2) при температуре пыли в 15 К рассчитанная лучевая концентрация водорода увеличится на 50% по сравнению с лучевой концентрацией, рассчитанной для 20 К. Значения распространенностей молекул приведены в табл. 5. Они лежат в следующих диапазонах: $X(\text{c-C}_3\text{H}_2) \simeq (0.2\text{--}1.2) \times 10^{-10}$, $X(\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}) \simeq (0.6\text{--}1.5) \times 10^{-9}$, $X(\text{CH}_3\text{CN}) \simeq (1.2\text{--}4.6) \times 10^{-11}$, $X(\text{H}^{13}\text{CN}) \simeq (0.8\text{--}9.2) \times 10^{-11}$, $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+) \simeq (0.3\text{--}3.5) \times 10^{-11}$,

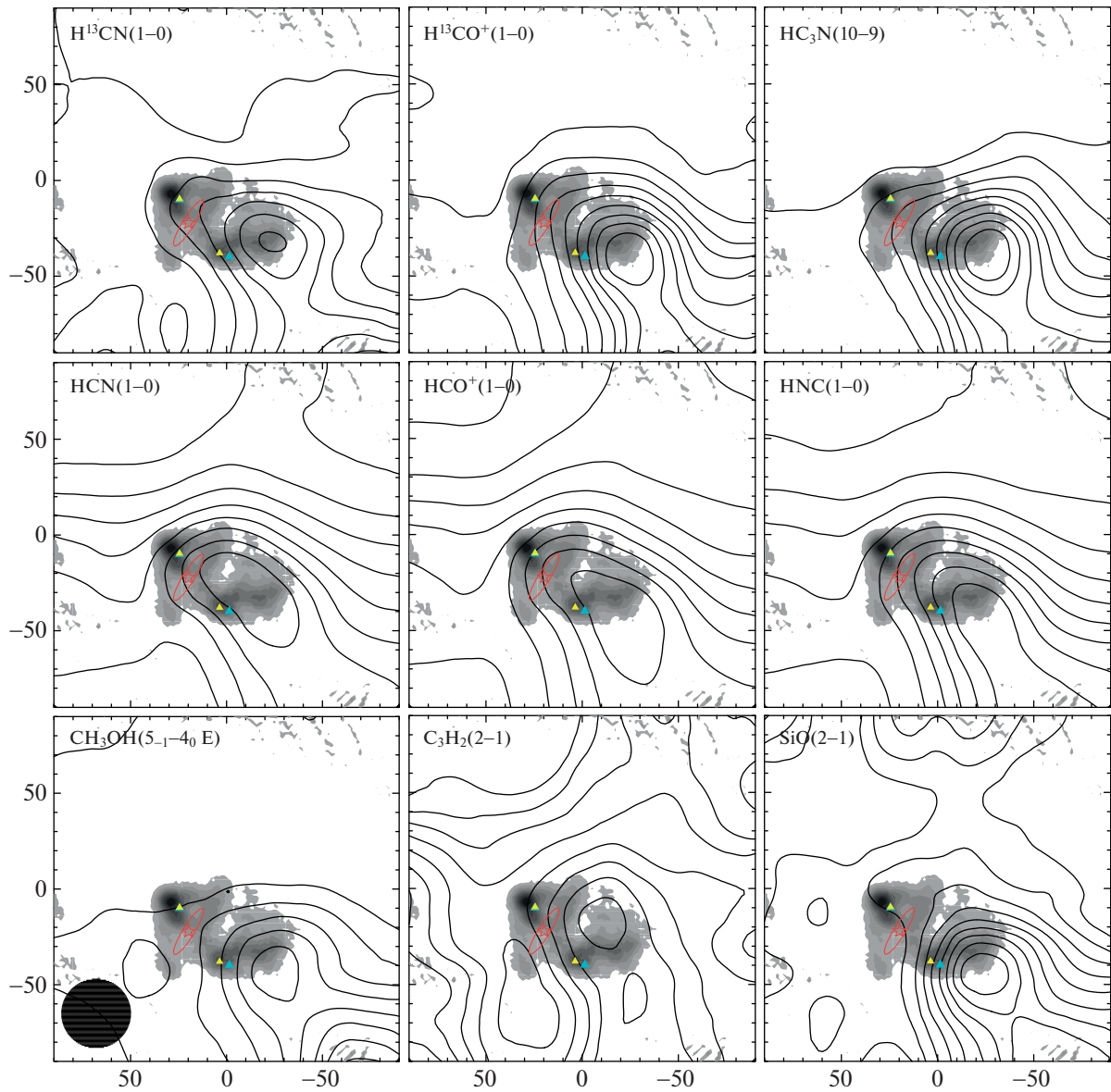


Рис. 6. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G291.27–0.71. Мазеры воды [41] обозначены голубыми треугольниками, мазеры метанола II класса (6.7 ГГц) [31] – желтыми треугольниками. Остальные обозначения те же, что на рис. 2.

$X(\text{H}_3\text{CN}) \simeq (2.3\text{--}45.9) \times 10^{-11}$, $X(\text{HN}^{13}\text{C}) \simeq (0.6\text{--}2.3) \times 10^{-11}$, $X(\text{SiO}) \simeq (0.7\text{--}3.3) \times 10^{-11}$. Самые низкие распространенности H^{13}CN , H^{13}CO^+ и H_3CN наблюдаются в ядре G285.26(1).

5.3. Размеры, дисперсии скоростей и вириальные массы ядер

В табл. 6 приведены отношения осей вписанных эллипсов, угловые и линейные размеры областей излучения на половинном уровне от мак-

симальной интенсивности, полученные из аппроксимации карт. Области излучения в ядре G270.26 в среднем наиболее близки к сферически-симметричной форме, наиболее вытянутыми являются области излучения в G294.97(2). Более компактными в среднем являются области излучения $\text{HC}_3\text{N}(10\text{--}9)$ и $\text{CH}_3\text{OH}(5_{-1}\text{--}4_0 \text{ E})$. Так, в G270.26, G285.26(2), G294.97(1) их размеры в $\sim 1.5\text{--}2$ раза меньше областей излучения в других линиях (см. табл. 6). В G268.42 наблюдается компактная область излучения $\text{SiO}(2\text{--}1)$ размером 0.2 пк.

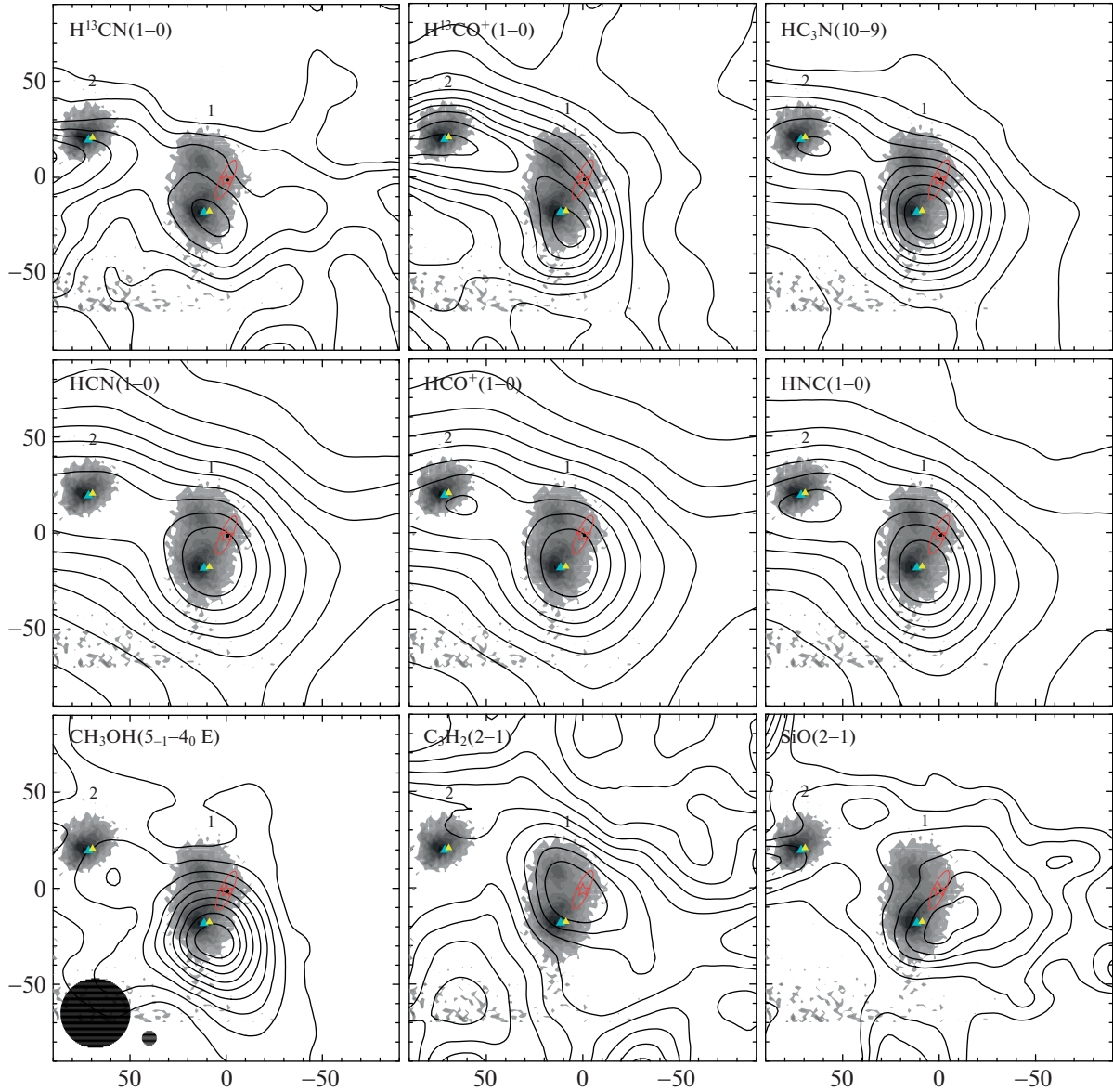


Рис. 7. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G294.97–1.73. Мазеры воды [30] обозначены голубыми треугольниками, мазеры метанола II класса (6.7 ГГц) [31, 47] – желтыми треугольниками. Остальные обозначения те же, что на рис. 2. Цифрами обозначены ядра, параметры которых рассчитываются по отдельности.

В табл. 6 приведены средние значения ширин линий, усредненных по областям внутри контура половинной интенсивности от максимума. Ширины линий (в большинстве случаев $\sim 2\text{--}3$ км/с), существенно больше тепловых. Линии SiO(2–1), являющиеся индикаторами ударных волн в оболочках, окружающих молодые звезды (напр., [15]), наиболее широкие ($\sim 3\text{--}5$ км/с).

Вириальные массы, приведенные в последнем столбце табл. 6, определялись по значениям размеров областей излучения и дисперсий скоростей (усредненным ширинам линий), как

$M_{\text{vir}}(M_{\odot}) = 105 \langle \Delta V \rangle^2 \cdot d$, где ΔV и d берутся в км/с и в пк соответственно (см., напр., [17]). Данное выражение справедливо для сферически-симметричных ядер с постоянной плотностью в отсутствие внешнего давления и магнитного поля. Вириальные массы ядер, рассчитанные по линиям редких изотопов, оптическая толщина которых, по-видимому, меньше единицы ($\text{H}^{13}\text{CN}(1\text{--}0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1\text{--}0)$, $\text{HN}^{13}\text{C}(1\text{--}0)$), варьируют от сотни солнечных масс (G270.26, G294.97) до $\gtrsim 1000 M_{\odot}$ (G285.26, G291.27).

Таблица 3. Параметры наблюдавшихся линий

Линия	I , К · км/с	$T_{\text{МВ}}$, К	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с
G268.42–0.85 (0", –15")				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	1.67 (0.12)	0.51 (0.04)	2.95 (0.12)	3.21 (0.30)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.28 (0.14)	0.37 (0.04)	2.60 (0.17)	3.24 (0.42)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	1.46 (0.16)	0.46 (0.05)	3.00 (0.09)	1.94 (0.22)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	3.36 (0.21)	0.61 (0.04)	2.98 (0.08)	2.81 (0.18)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	2.53 (0.11)	0.96 (0.05)	2.99 (0.06)	2.73 (0.16)
SiO(2–1)	1.00 (0.13)	0.21 (0.03)	3.02 (0.34)	4.56 (0.90)
HN ¹³ C(1–0)	0.91 (0.11)	0.34 (0.05)	3.22 (0.16)	2.40 (0.38)
HCN(1–0 $F = 2-1$)	38.6 (0.2)			
HCO ⁺ (1–0)	20.5 (0.2)			
HNC ⁺ (1–0)	15.0 (0.1)			
HC ₃ N(10–9)	3.53 (0.10)	1.40 (0.04)	2.82 (0.03)	2.43 (0.08)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	0.75 (0.09)	0.11 (0.02)	3.05 (0.30)	4.11 (0.58)
G269.11–1.12 (15", 30")				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	4.47 (0.15)	1.38 (0.05)	10.25 (0.05)	2.86 (0.12)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.72 (0.15)	0.44 (0.04)	10.37 (0.17)	3.88 (0.42)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	1.44 (0.19)	0.23 (0.03)	10.10 (0.18)	2.98 (0.40)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	4.12 (0.20)	0.75 (0.04)	10.40 (0.08)	3.06 (0.17)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	2.65 (0.11)	0.75 (0.04)	10.29 (0.08)	3.40 (0.20)
SiO(2–1)	0.77 (0.12)	0.31 (0.04)	10.54 (0.18)	2.67 (0.45)
HN ¹³ C(1–0)	1.10 (0.14)	0.39 (0.05)	10.32 (0.15)	2.68 (0.38)
HCN(1–0 $F = 2-1$)	34.6 (0.3)			
HCO ⁺ (1–0)	26.9 (0.2)			
HNC ⁺ (1–0)	16.5 (0.2)			
HC ₃ N(10–9)	5.21 (0.12)	1.68 (0.04)	10.21 (0.03)	2.90 (0.08)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	1.04 (0.13)	0.16 (0.02)	10.55 (0.23)	3.83 (0.46)
G270.26+0.83 (–15", 30")				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	6.78 (0.10)	2.22 (0.04)	10.04 (0.02)	2.74 (0.06)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.02 (0.10)	0.31 (0.04)	10.01 (0.17)	3.13 (0.43)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	0.84 (0.13)	0.14 (0.03)	9.20 (0.26)	3.36 (0.54)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	3.12 (0.16)	0.50 (0.03)	9.66 (0.10)	3.29 (0.19)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	2.06 (0.10)	0.67 (0.04)	9.62 (0.07)	2.85 (0.18)
SiO(2–1)	1.33 (0.10)	0.38 (0.03)	10.28 (0.16)	4.24 (0.42)
HN ¹³ C(1–0)	0.75 (0.10)	0.21 (0.03)	9.64 (0.28)	3.81 (0.73)
HCN(1–0 $F = 2-1$)	28.9 (0.2)	7.5 (0.1)	10.02 (0.01)	2.15 (0.03)
HCO ⁺ (1–0)	25.9 (0.2)	10.6 (0.1)	9.92 (0.01)	2.44 (0.03)

Таблица 3. Продолжение

Линия	I , К · км/с	$T_{\text{МВ}}$, К	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с
HNC ⁺ (1–0)	13.0 (0.1)	4.6 (0.1)	9.86 (0.01)	2.55 (0.03)
HC ₃ N(10–9)	2.58 (0.10)	0.75 (0.03)	9.70 (0.07)	3.46 (0.18)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	1.16 (0.12)	0.16 (0.02)	9.54 (0.17)	3.30 (0.35)
G291.27–0.71 (–30″, –45″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	2.77 (0.13)	0.91 (0.04)	–23.58 (0.06)	2.72 (0.15)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	2.57 (0.18)	0.48 (0.03)	–23.06 (0.16)	5.00 (0.39)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	3.35 (0.21)	0.42 (0.04)	–23.96 (0.09)	2.80 (0.22)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	4.08 (0.22)	0.61 (0.03)	–23.95 (0.09)	3.31 (0.16)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	3.66 (0.11)	1.11 (0.04)	–23.72 (0.05)	3.09 (0.12)
SiO(2–1)	2.42 (0.14)	0.50 (0.03)	–23.42 (0.13)	4.42 (0.32)
HN ¹³ C(1–0)	1.41 (0.13)	0.46 (0.04)	–23.57 (0.11)	2.82 (0.28)
HCN(1–0 $F = 2-1$)	54.4 (0.3)	5.50 (0.07)	–23.37 (0.03)	4.33 (0.05)
HCO ⁺ (1–0)	45.2 (0.2)	8.20 (0.05)	–23.10 (0.01)	5.04 (0.03)
HNC ⁺ (1–0)	22.4 (0.1)	5.00 (0.03)	–23.46 (0.01)	4.09 (0.03)
HC ₃ N(10–9)	5.73 (0.12)	2.01 (0.04)	–23.97 (0.03)	2.59 (0.06)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	1.62 (0.14)	0.23 (0.03)	–24.03 (0.12)	3.00 (0.27)
G285.26–0.05 (0″, –15″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	<0.4			
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.28 (0.15)	0.22 (0.03)	2.28 (0.45)	7.19 (1.34)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	<0.9			
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	0.92 (0.22)	0.12 (0.04)	2.68 (1.11)	5.26 (2.05)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	0.57 (0.13)	0.25 (0.05)	3.45 (0.24)	2.31 (0.58)
SiO(2–1)	0.97 (0.13)	0.10 (0.03)	4.23 (0.48)	6.47 (1.38)
HN ¹³ C(1–0)	<0.4			
HCN(1–0)	32.9 (0.2)	3.82 (0.04)	2.93 (0.03)	4.37 (0.05)
HCO ⁺ (1–0)	27.0 (0.2)	5.17 (0.05)	3.05 (0.02)	4.78 (0.05)
HNC ⁺ (1–0)	6.8 (0.2)	1.52 (0.03)	3.14 (0.05)	4.28 (0.12)
HC ₃ N(10–9)	0.65 (0.11)	0.19 (0.03)	3.21 (0.34)	4.48 (0.88)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	<0.9			
G285.26–0.05 (–45″, –75″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	1.92 (0.18)	0.50 (0.05)	1.37 (0.21)	4.53 (0.55)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.62 (0.19)	0.44 (0.05)	2.84 (0.21)	3.64 (0.53)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	<1.1			
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	1.19 (0.31)	0.34 (0.06)	2.64 (0.19)	2.26 (0.46)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	1.33 (0.14)	0.45 (0.05)	2.53 (0.16)	2.84 (0.40)
SiO(2–1)	<0.5			

Таблица 3. Окончание

Линия	I , К · км/с	$T_{\text{МВ}}$, К	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с
HN ¹³ C(1–0)	<0.5			
HCN(1–0)	31.0 (0.3)	4.01 (0.05)	2.55 (0.03)	3.92 (0.05)
HCO ⁺ (1–0)	25.2 (0.2)	5.55 (0.05)	2.55 (0.02)	4.29 (0.05)
HNC ⁺ (1–0)	10.5 (0.2)	2.78 (0.05)	2.51 (0.03)	3.47 (0.07)
HC ₃ N(10–9)	1.63 (0.14)	0.64 (0.05)	2.07 (0.10)	2.56 (0.26)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	<0.9			
G294.97–1.73 (15″, –15″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	1.42 (0.12)	0.63 (0.05)	–8.08 (0.08)	2.10 (0.20)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.61 (0.14)	0.51 (0.04)	–8.83 (0.12)	2.82 (0.29)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	1.09 (0.14)	0.26 (0.04)	–8.14 (0.11)	1.89 (0.26)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	1.23 (0.19)	0.41 (0.05)	–8.31 (0.09)	1.73 (0.23)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	1.25 (0.11)	0.64 (0.05)	–8.39 (0.07)	1.82 (0.17)
SiO(2–1)	0.47 (0.11)	0.14 (0.04)	–8.17 (0.38)	3.23 (0.98)
HN ¹³ C(1–0)	0.72 (0.13)	0.46 (0.06)	–8.26 (0.10)	1.57 (0.25)
HCN(1–0)	31.5 (0.2)	5.45 (0.05)	–8.49 (0.01)	3.22 (0.03)
HCO ⁺ (1–0)	24.9 (0.2)	6.73 (0.05)	–8.48 (0.01)	3.38 (0.03)
HNC ⁺ (1–0)	12.2 (0.1)	3.91 (0.04)	–8.43 (0.01)	2.90 (0.03)
HC ₃ N(10–9)	2.76 (0.10)	1.32 (0.05)	–8.30 (0.03)	1.89 (0.08)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	<0.5			
G294.97–1.73 (60″, 15″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	0.51 (0.12)	0.25 (0.05)	–8.47 (0.18)	1.79 (0.44)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.07 (0.14)	0.37 (0.04)	–9.35 (0.16)	2.92 (0.41)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	<0.6			
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	1.19 (0.19)	0.28 (0.04)	–8.89 (0.17)	2.41 (0.44)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	1.29 (0.10)	0.51 (0.05)	–9.00 (0.11)	2.49 (0.27)
SiO(2–1)	<0.4			
HN ¹³ C(1–0)	0.48 (0.12)	0.35 (0.06)	–8.53 (0.12)	1.44 (0.30)
HCN(1–0)	25.5 (0.2)	4.36 (0.04)	–9.22 (0.01)	3.18 (0.03)
HCO ⁺ (1–0)	20.9 (0.2)	6.14 (0.05)	–9.16 (0.01)	3.15 (0.03)
HNC ⁺ (1–0)	9.4 (0.1)	3.02 (0.04)	–9.18 (0.02)	2.83 (0.05)
HC ₃ N(10–9)	1.81 (0.11)	0.89 (0.05)	–8.90 (0.05)	1.89 (0.12)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	<0.5			

Примечание. Параметры CH₃CN(5₀–4₀) рассчитаны для спектров, усредненных по следующим областям: $\Delta\alpha$: [0″...30″] и $\Delta\delta$: [15″...45″] (G269.11); $\Delta\alpha$: [–15″...0″] и $\Delta\delta$: [0″...30″] (G270.26); $\Delta\alpha$: [–15″...15″] и $\Delta\delta$: [–30″...0″] (G294.97). Параметры CH₃CN(5₀–4₀) рассчитаны для спектров, усредненных по следующим областям: $\Delta\alpha$: [–30″...30″] и $\Delta\delta$: [–30″...30″] (G268.42); $\Delta\alpha$: [0″...30″] и $\Delta\delta$: [15″...45″] (G269.11); $\Delta\alpha$: [–15″...–30″] и $\Delta\delta$: [–30″...45″] (G291.27). Интегральные интенсивности линий CH₃C₂H(5–4), H¹³CN(1–0), HCN(1–0) и CH₃CN(5–4) рассчитаны по всем компонентам спектров.

Таблица 4. Кинетические температуры

Источник	$\Delta\alpha, ''$	$\Delta\delta, ''$	T_{kin}, K ($\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$)	T_{kin}, K (CH_3CN)
G268.42–0.85	0	–15	32(8)	
G269.11–1.12	0...30	15...45	33(12)	44(13)
G270.26+0.83	–15...0	15...30	27(15)	56(34)
G291.27–0.71	–(30...15)	–(45...30)	51(8)	36(7)
G294.97–1.73	–15...15	–30...0	48(17)	

Примечание. Кинетические температуры для всех объектов, кроме G268.42–0.85, рассчитаны по спектрам, усредненным в указанных диапазонах $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$.

Таблица 5. Лучевые концентрации и распространенности молекул

Молекула	$N, \text{см}^{-2}$ $\times 10^{12}$	X $\times 10^{-11}$	$N, \text{см}^{-2}$ $\times 10^{12}$	X $\times 10^{-11}$	$N, \text{см}^{-2}$ $\times 10^{12}$	X $\times 10^{-11}$	$N, \text{см}^{-2}$ $\times 10^{12}$	X $\times 10^{-11}$
	G268.42 (0'', –15'')		G269.11 (15'', 30'')		G270.26 (–15'', 30'')		G291.27 (–30'', –45'')	
H^{13}CN	6.6	2.2	8.1	9.2	6.1	5.6	8.0	5.0
H^{13}CO^+	2.9	1.0	3.1	3.5	2.4	2.2	4.2	2.6
SiO	2.3	0.7	1.7	1.9	2.9	2.6	5.3	3.3
HN^{13}C	1.7	0.6	2.1	2.3	1.4	1.3	2.6	1.7
HC_3N	27.4	9.1	40.0	45.9	20.0	18.2	44.5	27.8
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	460	153	94.2	107	64.6	58.7	162	101
CH_3CN	3.5	1.2	4.0	4.6	3.5	3.2	4.5	2.8
c- C_3H_2	6.3	2.1	8.5	9.6	5.0	4.6	12.6	7.9
H_2	30*		8.8*		11*		16*	
	G285.26 (0'', –15'')		G285.26 (–45'', –75'')		G294.97 (15'', –15'')		G294.97 (60'', 15'')	
H^{13}CN	1.8	0.8	2.3	2.9	2.4	3.6	2.3	3.6
H^{13}CO^+	0.6	0.3	1.5	1.9	1.4	2.1	1.5	2.3
SiO	2.1	1.0			1.0	1.5		
HN^{13}C					1.4	2.0	0.9	1.4
HC_3N	5.0	2.3	12.6	15.8	21.4	31.5	6.9	10.6
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$					67.5	99.3		
c- C_3H_2	6.3	2.9	8.0	1.0	7.9	11.6	5.3	8.1
H_2	22*		8.0*		6.8*		6.5*	

Примечание. * Значения лучевых концентраций H_2 даны в величинах 10^{22} .

5.4. Радиальные профили дисперсий скоростей

Полученные при аппроксимации спектров значения ширин линий существенно превышают тепловые ширины (см. табл. 6), поэтому их можно приближенно использовать в качестве оценки дисперсий нетепловых скоростей в источниках.

Данный параметр используется в теоретических моделях, включающих нетепловые движения газа в ядрах (напр., [5, 7]), в уравнении состояния газа в турбулентных ядрах (напр., [21, 53]), а также для расчетов вириальных масс и вириальных параметров, применяемых для оценки устойчивости ядер и облаков (напр., [54, 55]).

Таблица 6. Физические параметры ядер

Линия	Отношение осей	$\Delta\Theta$, "	d , пк	$\langle\Delta V\rangle$, км/с	$M_{\text{vir}}, M_{\odot}$
G268.42–0.85					
CH ₃ OH	1.9 (0.2)	61.3 (3.8)	0.51 (0.04)	2.8 (0.1)	420 (46)
c-C ₃ H ₂	1.4 (0.2)	103.9 (8.2)	0.86 (0.08)	3.1 (0.2)	860 (140)
H ¹³ CN	1.2 (0.1)	73.8 (3.6)	0.61 (0.05)	2.6 (0.1)	430 (47)
H ¹³ CO ⁺	2.0 (0.1)	67.5 (1.8)	0.56 (0.04)	2.0 (0.1)	234 (28)
SiO	2.1 (1.5)	27 (10)	0.22 (0.08)	4.9 (0.2)	560 (215)
HN ¹³ C	2.7 (0.4)	98.4 (6.9)	0.81 (0.07)	2.1 (0.2)	380 (80)
HCN	1.12 (0.04)	74.0 (1.3)	0.61 (0.04)		
HCO ⁺	1.04 (0.03)	66.2 (1.1)	0.55 (0.03)		
HNC	1.4 (0.1)	69.7 (1.6)	0.57 (0.04)		
HC ₃ N	1.4 (0.1)	67.1 (1.9)	0.55 (0.04)	2.0 (0.1)	230 (28)
G269.11–1.12					
CH ₃ OH	2.2 (0.3)	41.5 (2.7)	0.52 (0.07)	2.5 (0.1)	340 (53)
H ¹³ CN	2.1 (0.3)	51.2 (3.5)	0.65 (0.09)	2.7 (0.1)	490 (76)
H ¹³ CO ⁺	2.8 (0.7)	38.7 (4.7)	0.49 (0.08)	2.4 (0.1)	300 (55)
SiO	1.8 (0.5)	38.0 (4.9)	0.48 (0.08)	3.2 (0.5)	515 (180)
HN ¹³ C	3.8 (1.6)	32.9 (7.1)	0.41 (0.10)	2.4 (0.1)	250 (65)
HCN	1.7 (0.2)	73.3 (3.3)	0.92 (0.11)		
HCO ⁺	2.4 (0.2)	66.1 (1.8)	0.83 (0.10)		
HNC	2.0 (0.1)	60.1 (1.9)	0.76 (0.09)		
HC ₃ N	2.5 (0.2)	60.0 (2.4)	0.76 (0.09)	2.7 (0.1)	580 (83)
G270.26+0.83					
CH ₃ OH	1.3 (0.2)	27.6 (1.9)	0.17 (0.03)	2.7 (0.1)	133 (25)
c-C ₃ H ₂	1.3 (0.3)	121 (13)	0.76 (0.14)	2.0 (0.1)	320 (68)
H ¹³ CN	1.2 (0.2)	40.6 (3.4)	0.26 (0.04)	2.8 (0.2)	210 (48)
H ¹³ CO ⁺	1.1 (0.1)	46.3 (2.6)	0.29 (0.05)	2.0 (0.1)	123 (24)
SiO	1.6 (0.5)	43.0 (6.1)	0.27 (0.06)	3.4 (0.4)	330 (100)
HN ¹³ C	1.8 (0.2)	69.3 (4.6)	0.44 (0.07)	3.2 (0.2)	470 (100)
HCN	1.4 (0.1)	64.7 (1.5)	0.41 (0.06)		
HCO ⁺	1.4 (0.1)	59.6 (1.3)	0.38 (0.06)		
HNC	1.2 (0.1)	60.3 (1.4)	0.38 (0.06)		
HC ₃ N	1.1 (0.2)	31.5 (2.8)	0.20 (0.04)	2.5 (0.2)	130 (30)
G291.27–0.71					
CH ₃ OH	1.3 (0.3)	74 (9)	1.0 (0.2)	3.0 (0.1)	950 (170)
c-C ₃ H ₂	1.8 (0.1)	103 (18)	1.4 (0.3)	5.6 (0.2)	4600 (1000)
H ¹³ CN	1.9 (0.4)	46.0 (4.3)	0.6 (0.1)	3.3 (0.1)	710 (110)
H ¹³ CO ⁺	1.7 (0.1)	76.2 (2.5)	1.0 (0.1)	3.0 (0.1)	980 (130)
SiO	1.9 (0.2)	74.9 (4.3)	1.0 (0.1)	4.9 (0.1)	2600 (330)
HN ¹³ C	1.8 (0.2)	78.4 (5.0)	1.1 (0.1)	2.8 (0.1)	880 (130)

Таблица 6. Окончание

Линия	Отношение осей	$\Delta\Theta$, ''	d , пк	$\langle\Delta V\rangle$, км/с	$M_{\text{vir}}, M_{\odot}$		
HCN	1.7 (0.2)	120 (6)	1.6 (0.2)	2.5 (0.1)	630 (90)		
HCO ⁺	1.7 (0.1)	128 (5)	1.7 (0.2)				
HNC	1.9 (0.2)	97.7 (4.1)	1.3 (0.2)				
HC ₃ N	1.4 (0.2)	70.2 (3.8)	1.0 (0.1)				
G285.26−0.05 (1)							
H ¹³ CN	2.0 (0.6)	84 (13)	1.9 (0.4)	3.6 (0.4)	2600 (760)		
SiO	1.6 (0.4)	41.7 (5.6)	1.0 (0.2)	4.7 (1.0)	2200 (1000)		
HCN	2.1 (0.3)	50.6 (4.2)	1.2 (0.2)	2.4 (0.1)	500 (110)		
HCO ⁺	2.3 (0.5)	36.6 (4.2)	0.8 (0.1)				
G285.26−0.05 (2)							
CH ₃ OH	2.0 (0.3)	54.3 (3.9)	1.2 (0.2)			3.4 (0.3)	1500 (330)
c-C ₃ H ₂	1.0 (0.4)	68 (12)	1.5 (0.3)	4.0 (0.1)	2600 (550)		
HCN	1.9 (0.7)	135 (24)	3.1 (0.6)	1.88 (0.04)	110 (30)		
HCO ⁺	1.6 (0.3)	107 (9)	2.4 (0.3)				
HNC	1.5 (0.8)	120 (30)	2.7 (0.7)				
HC ₃ N	4.2 (1.4)	36.4 (6.2)	0.8 (0.2)				
G294.97−1.73 (1)							
CH ₃ OH	1.8 (0.3)	34.5 (3.3)	0.20 (0.05)	2.1 (0.1)	90 (30)		
c-C ₃ H ₂	2.1 (0.3)	75.1 (5.4)	0.4 (0.1)	2.5 (0.1)	290 (80)		
H ¹³ CN	2.0 (0.7)	86 (16)	0.5 (0.2)	1.9 (0.1)	190 (60)		
H ¹³ CO ⁺	1.1 (0.5)	44 (10)	0.3 (0.1)	2.0 (0.1)	110 (40)		
SiO	1.4 (1.3)	84 (10)	0.5 (0.1)	3.2 (0.1)	530 (150)		
HN ¹³ C	1.6 (0.3)	59.3 (5.4)	0.3 (0.1)	1.4 (0.1)	70 (20)		
HCN	1.5 (0.1)	90.9 (3.2)	0.3 (0.1)	1.93 (0.04)	180 (50)		
HCO ⁺	1.5 (0.1)	78.2 (3.2)					
HNC	1.5 (0.1)	65.7 (2.7)					
HC ₃ N	1.6 (0.2)	49.1 (2.5)					
G294.97−1.73 (2)							
H ¹³ CO ⁺	4.0 (1.1)	70 (10)	0.4 (0.1)	2.6 (0.1)	290 (90)		
HCO ⁺	3.2 (1.2)	124 (24)	0.5 (0.1)	1.93 (0.04)	180 (50)		
HNC	3.4 (1.2)	95 (16)					
HC ₃ N	2.7 (0.7)	80 (10)					

Для оценки пространственных вариаций дисперсий скоростей были рассчитаны зависимости усредненных значений ширин линий от прицельных параметров. При усреднении использовались значения ширин выше 3σ , где в качестве σ использована ошибка, полученная при гауссовой аппроксимации (см. табл. 3). Прицельный параметр (b) рассчитывался как квадратный корень из

A/π , где A есть площадь области, включающей все точки с интенсивностью выше заданного уровня, значение которого изменялось от I_{max} до $0.05I_{\text{max}}$ с шагом $0.01I_{\text{max}}$. Если разница $b_i - b_{i-1}$ становилась больше, чем половина шага картирования ($7.5''$), то для этой области рассчитывались среднее значение ширины линии и его по-

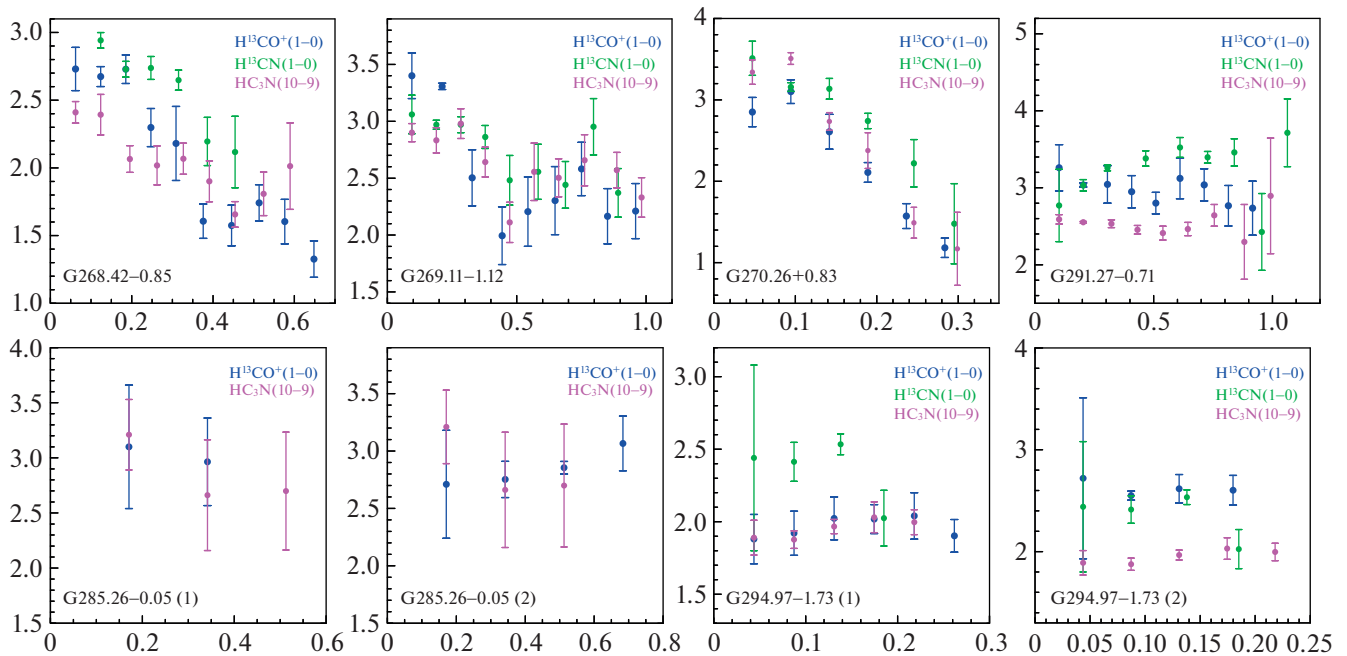


Рис. 8. Профили ширин оптически тонких линий $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$ и $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$, являющихся мерой дисперсии скоростей газа в объектах. По вертикальной оси отложены значения усредненных ширин в км/с (см. подробности в тексте). По горизонтальной оси отложены прицельные параметры (b) в парсеках.

грешность (подробнее методика расчета описана в [17, 56]).

На рис. 8 показаны зависимости усредненных ширин оптически тонких линий $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$, а также линий $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$. Области излучения в этих линиях пространственно коррелируют друг с другом и являются относительно протяженными. Число усредняемых точек ширин линий увеличивается с ростом b от 1 в центре до $\sim 10-15$ на краю (для ядер в областях G285.26 и G294.97 число усредняемых значений на краю составило $\sim 5-10$). В трех случаях (G268.42, G269.11 и G270.26) ширины линий убывают с ростом прицельного параметра в диапазоне от направления на центр до $\sim 0.3-0.6$ пк. Разница между значениями ширин линий в центре и на краях в этих ядрах достигает $\sim 1.5-2$ км/с. В ядрах G285.26(1, 2), G291.27 и G294.97(1, 2) подобных трендов не обнаружено.

Уширение линий в центре ядер может быть отчасти связано с возрастанием оптической толщины. Действительно, оптические толщины ~ 1 могут привести к уширению гауссовых профилей в ~ 1.2 раза за счет насыщения (напр., [57]). Однако полностью объяснить найденные тренды в G268.42, G269.11 и G270.26 эффектами оптической толщины вряд ли возможно. Отметим, что ширины линий $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$ превышают ширины

других линий в G268.42, G270.26, G291.27 и G294.97(1), в то время как ширины линий $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$ близки к соответствующим ширинам $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, либо меньше их (G291.27, G294.97(2)).

Возможным объяснением полученных трендов является увеличение степени динамической активности (турбулентность, систематические движения, истечения) в направлении центров ядер, связанное с процессами звездообразования. В ядрах G268.42–0.85 и G269.11–1.12 основными факторами, вызывающими уширение линий, могут быть как турбулентность, так систематические движения типа сжатия, на существование которых указывает специфический вид асимметрии профилей оптически толстых линий (см. рис. 1).

6. МОДЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РАДИАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ ПЛОТНОСТИ И СКОРОСТИ В ЯДРАХ

На профилях оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ в G268.42–0.85 и G269.11–1.12 наблюдается провал (рис. 1). Его положение близко к положению пика $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ и других линий, имеющих малую оптическую толщину. Красное и синее крылья линий, разделенные провалом, обладают разной амплитудой, причем синий пик превышает красный на значительной части наблюдаемых карт. Наличие асим-

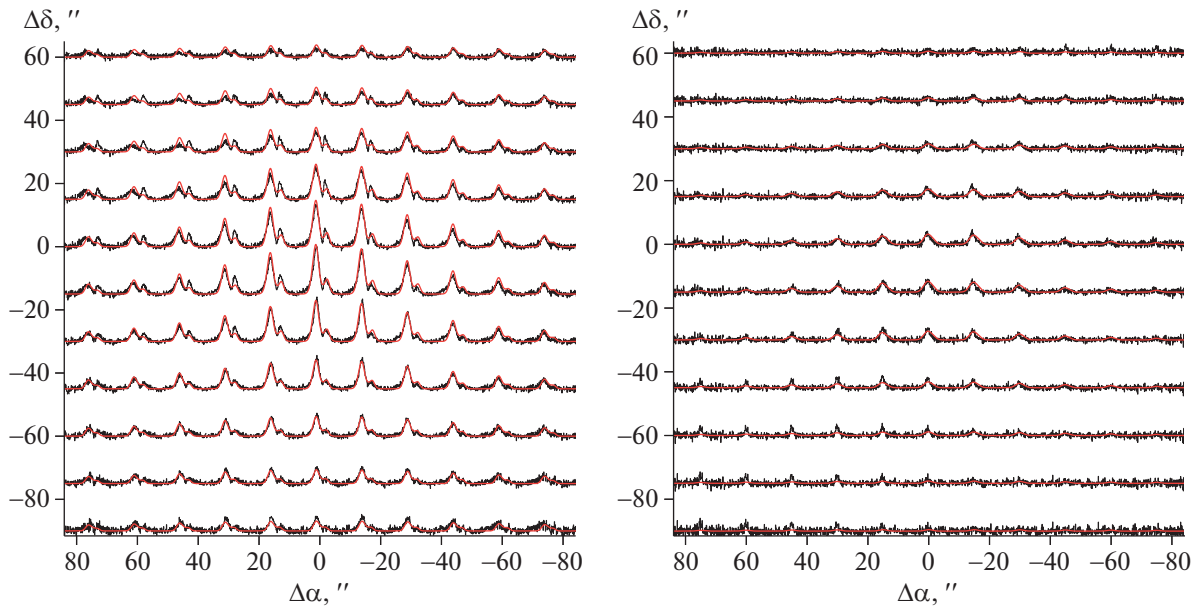


Рис. 9. Карты в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$ (слева) и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ (справа) в ядре G268.42–0.85. Результаты наблюдений показаны черным цветом, красным цветом — результаты модельных расчетов, соответствующих полученным оценкам физических параметров из табл. 7.

метрии подобного вида для оптически толстых линий и симметричных, близких к гауссовым, профилей оптически тонких линий, максимум которых близок к положению провала на оптически толстых линиях, указывает на вероятное сжатие ядра [58]. Сравнение таких спектральных карт с картами, рассчитанными в рамках не-ЛТР моделей, может дать информацию о распределении физических параметров, включая скорость сжа-

тия. Эту информацию можно использовать для выбора той или иной теоретической модели. Сложность нахождения оптимальных значений при одновременном варьировании нескольких параметров связана с тем, что функция ошибки может иметь более одного локального минимума, а сами параметры могут коррелировать друг с другом, что приводит к зависимости от начальных условий и плохой сходимости. Для преодоления этих трудностей в работе [12] был предложен алгоритм, основанный на применении статистических методов главных компонент (ГК) и k-ближайших соседей (кБС) для вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые.

Таблица 7. Модельные значения физических параметров ядра G268.42–0.85

Параметр	Исходный диапазон	Значение
$n_0(\text{см}^{-3}), 10^7$	0.6...10	$5.5^{+8.0}_{-4.3}$
α_n	1.3...2.0	$1.6^{+0.2}_{-0.2}$
$V_{\text{turb}}, \text{см/с}$	3...9	$6.7^{+1.4}_{-2.3}$
α_{turb}	–0.2...2.1	$0.2^{+0.1}_{-0.1}$
$V_{\text{sys}}, \text{см/с}$	–(1.5...0.1)	$-1.2^{+0.2}_{-0.5}$
α_{sys}	–0.6...0.6	$-0.5^{+0.3}_{-0.2}$
$R_{\text{max}}, \text{пк}$	0.2...4	$4.6^{+2.1}_{-3.2}$
$X(\text{HCO}^+), 10^{-10}$	0.2...20	$1.5^{+3.3}_{-0.5}$
$X(\text{H}^{13}\text{CO}^+), 10^{-11}$	0.2...10	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$

Примечание. n_0 , V_{turb} и V_{sys} представляют собой удвоенные значения параметров в центральном слое.

Спектры $\text{HCO}^+(1-0)$ с провалом и асимметрией наблюдались в центральной части ядра G268.42–0.85 и в северной части ядра G269.11–1.12. Для оценки радиальных профилей физических параметров была использована многослойная сферически-симметричная модель, параметры которой (плотность, турбулентная, систематическая скорость и кинетическая температура) зависели от радиального расстояния по закону:

$P = P_0 / (1 + (r/R_0)^{\alpha_p})$, где R_0 есть радиус центрального слоя, принятый равным 2×10^{16} см. Описание модели дано в работе [12]. Морфология областей молекулярного излучения, а также внутренняя структура рассматриваемых ядер по данным на длине волны 350 мкм указывают на отличия от сферической симметрии (см. рис. 2, 3). Использование сферически-симметричной модели в

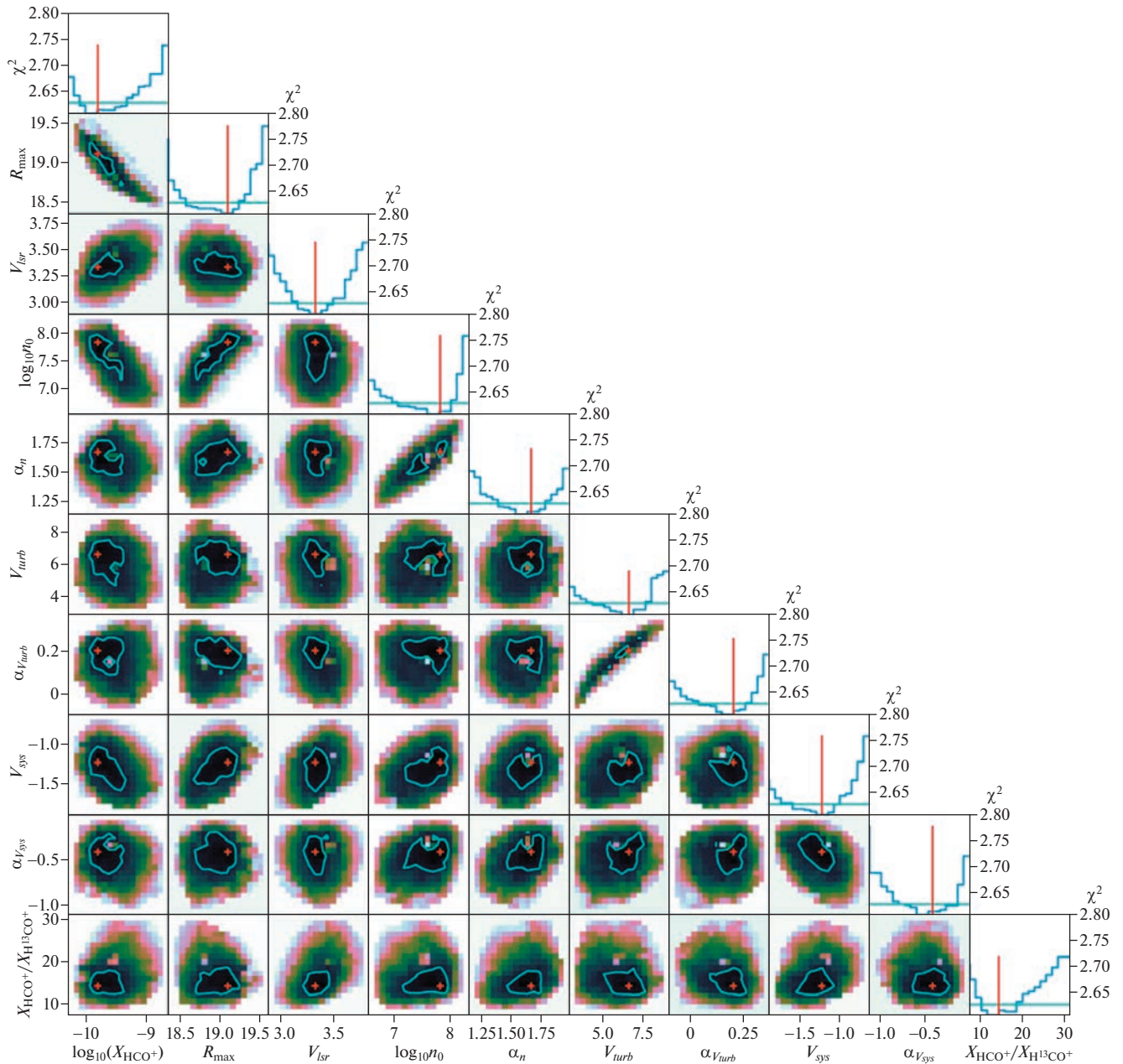


Рис. 10. Проекции 10-мерной функции ошибки (χ^2) на плоскости различных пар параметров, рассчитанные по данным вписывания модельных спектральных карт в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ в наблюдаемые карты в ядре G268.42–0.85. Над каждым столбцом проекций приведены графики зависимости функции ошибки от отдельного параметра. Красные точки на диаграммах и красные вертикальные линии на верхних графиках соответствуют глобальному минимуму функции ошибки, полученному из метода КБС. Доверительные области для оптимальных значений параметров, рассчитанные из сечения функции ошибки гиперплоскостью χ^2_σ , показаны голубыми контурами и горизонтальными линиями на двумерных проекциях и одномерных графиках соответственно.

данном случае может дать информацию об усредненных радиальных профилях физических параметров во внешних областях ядер.

Параметрами модели являлись величины P_0 для радиальных профилей плотности, турбулент-

ной и систематической скоростей (n_0 , V_{turb} , V_{sys} соответственно), и соответствующие степенные индексы α_p (α_n , α_{turb} , α_{sys}), а также относительные распространности молекул HCO^+ и H^{13}CO^+ , не зависящие от радиального расстояния, внешний

радиус модельного облака (R_{max}) и доплеровская скорость источника (V_{LSR}). Заметим, что в соответствии с заданным видом радиальных профилей значения физических параметров в центральном слое равны половине от соответствующих значений n_0 , V_{turb} и V_{sys} . Профиль кинетической температуры задавался в виде $T = 80 \text{ K}/(1 + (r/R_0)^{0.3})$ и не менялся в процессе расчетов. При расчетах использовались значения столкновительных вероятностей $\text{HCO}^+ - \text{H}_2$ из работы [59], рассчитанные для фиксированных температур с шагом в 10 K. Соответственно, температура в каждом слое округлялась до значения, кратного 10 K. Таким образом, кинетическая температура в модели равнялась 40 K в центральных слоях (что близко к оценкам кинетических температур в G268.42 и G269.11, см. табл. 4) и спадала до ~ 10 K на периферии. Для расчетов бралось 14 слоев, толщина которых увеличивалась по степенному закону с увеличением расстояния от центра. После расчета модельных спектров проводилась свертка с диаграммой направленности телескопа и рассчитывалась функция ошибки, зависящая от разности между модельными и наблюдаемыми спектрами в различных точках. Для уменьшения потерь информации при расчете функции ошибки были использованы карты с шагом в $6''$ по обоим координатам, полученные в результате обработки исходных данных с помощью пакета Gridzilla.

Методика применения алгоритма для нахождения глобального минимума функции ошибки соответствовала изложенной в работе [12] с некоторыми дополнениями, описанными в Приложении. В рамках алгоритма генерировался набор прецедентов и оценивались вероятные параметры модели и их доверительные области. Метод ГК был использован для снижения размерности модели (с 10 до 6) и равномерного заполнения пространства параметров. Метод кБС использовался для нахождения оптимальных значений параметров, соответствующих глобальному минимуму функции ошибки, определяемой разностью между модельными и наблюдаемыми спектрами (более подробно см. [12]).

Модельные карты в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ вписывались в центральную область G268.42–0.42 размером $\sim 1.5' \times 1.5'$, что соответствует линейному размеру ~ 0.7 пк, а также в карту северной части G269.11–1.12 размером $\sim 1' \times 1.3'$ или $\sim 0.7 \times 1$ пк. Поскольку в рамках использованной модели нам не удалось добиться удовлетворительного вписывания модельных карт $\text{HCO}^+(1-0)$ в наблюдаемые в G269.11–1.12 (см. раздел 7), ниже приведены результаты расчетов только для ядра G268.42–0.42. Карты в линиях

$\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ с наблюдаемыми и модельными профилями для этого ядра приведены на рис. 9. Значения физических параметров для G268.42–0.42, соответствующих минимуму функции ошибки, а также неопределенности этих оценок, соответствующих границам доверительных диапазонов, полученных из анализа проекций многомерной функции ошибки на плоскости различных пар параметров (рис. 10), приведены в табл. 7.

7. ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованные области содержат в себе плотные ядра, являющиеся областями образования массивных звезд и звезд в скоплениях, на что указывает наличие в них источников IRAS с высокими светимостями, компактных зон H II, мазеров метанола и воды, источников ближнего инфракрасного диапазона и иных источников (см. раздел 2). Из наблюдений следует, что исследованные области обладают богатым молекулярным составом (см. табл. 5), что характерно для ядер, связанных с областями образования звезд большой массы или звезд в скоплениях. Ядро 1 из области G285.26–0.05 является более бедным по составу, чем остальные.

Рассчитанные кинетические температуры (см. табл. 4) демонстрируют как близость, так и расхождение с независимыми оценками. Так, для G268.42 рассчитанная нами кинетическая температура близка к оценке из работы [51] (33 K), полученной по наблюдениям линий метилцианида в переходе $J = 6-5$, а также к температуре пыли (35 K [18]). Оценка кинетической температуры в G270.26 по метилацетилену с учетом погрешности практически совпадает с оценкой температуры пыли (29 K [18]), но несколько ниже пиковой температуры в линии CO(1–0) (44 K [13]), которая в случае большой оптической толщины может служить мерой кинетической температуры. Оценка кинетической температуры в G294.97 с учетом погрешности превышает оценку температуру пыли в направлении источника IRAS (27 K [18]) и близка к значению пиковой температуры CO(1–0) (41 K [13]). Различие в кинетических температурах в G291.27, рассчитанных нами по метилацетилену и метилцианиду, выходит за пределы погрешностей (см. табл. 4). Наблюдения в линиях аммиака с угловым разрешением $\sim 1''$ [60] показали, что кинетическая температура в данном ядре может изменяться от ~ 30 до ~ 50 K в той области, для которой нами были рассчитаны усредненные кинетические температуры. Возможно, что пространственные распределения излучения в линиях метилацетилена и метилцианида на масштабах меньше размеров диаграммы направленности MOPRA-22m в данной области

отличаются друг от друга, что приводит к различию в оценках температуры. Новые наблюдения в этих линиях с лучшим угловым разрешением (например, $\sim 10''$) могли бы быть полезны для ответа на вопрос о причине расхождения полученных оценок.

Вириальные массы, рассчитанные по различным линиям (табл. 6), отличаются друг от друга, нередко выходя за пределы погрешностей (~ 10 – 50%), что может быть связано с различиями размеров областей излучения, ширин линий, условий возбуждения различных специй, а также с вариациями химического состава в ядрах. Для ядер G268.42, G269.11 и G291.27 массы, рассчитанные по данным излучения пыли [20], лежат в диапазоне вириальных оценок. Для остальных ядер (в особенности, для G294.97) вириальные массы превышают массы, рассчитанные по пыли. Следует отметить, что оценки M_{vir} могут быть завышены. Рост ширин линий во внутренних областях ядер G268.42, G269.11 и G270.26 ($\lesssim 0.3$ – 0.6 пк) (рис. 8) связан, по-видимому, с влиянием внутренних источников, которые вызывают повышение дисперсии нетепловых скоростей и увеличивают средние оценки ΔV и M_{vir} . Если ядра неоднородны, то вириальных масс будут меньше. Так, для профиля плотности r^{-2} вириальные массы будут на 40% меньше значений, приведенных в табл. 6.

Ядра различаются по внутренней кинематике, на что указывает различный вид профилей оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ (рис. 1), а также различный вид радиальных профилей дисперсии нетепловых скоростей (рис. 8). В двух ядрах (G268.42–0.85, G269.11–1.12) асимметрия профилей $\text{HCO}^+(1-0)$ указывает на вероятное сжатие газа. С помощью детального анализа спектральных карт $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ с использованием сферически-симметричной модели были оценены параметры радиальных зависимостей плотности, температуры, дисперсии турбулентных скоростей, а также скорости сжатия в ядре G268.42–0.85 (табл. 7). Результаты модельных расчетов $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ в целом неплохо описывают наблюдаемые спектры в G268.42–85, хотя для спектров $\text{HCO}^+(1-0)$ в северо-восточной части ядра существуют расхождения (см. рис. 9). Для G269.11–1.12 модельные и наблюдаемые спектры удалось согласовать только в центре ядра, в то время как в северо-восточной и на юго-западной частях расхождения как по пиковым значениям температур, так и по форме спектров оказались весьма существенны. Указанные расхождения могут быть связаны с отличием формы ядер от сферической симметрии, а также с влиянием вращения, которое может приводить к отличиям вида профилей $\text{HCO}^+(1-0)$ от

ожидаемых в случае радиального сжатия. Ядро G269.11–1.12 в большей степени вытянуто (ср. значения отношений осей вписанных эллипсов для G268.42 и G269.11, табл. 6). Кроме того, модельные оценки физических параметров в G269.11–1.12 расходятся с независимыми оценками. Возможно, что используемая модель является слишком упрощенной для описания данного ядра.

Для ядра G268.42–0.85 рассчитанные модельные параметры (см. табл. 7) согласуются с независимыми оценками с учетом неопределенностей сравниваемых величин. Отметим, что полученное значение радиуса (~ 4 пк) представляет собой границу модельного облака и не может быть напрямую сопоставлен с наблюдаемыми размерами областей излучения в молекулярных линиях (см. табл. 6). Кроме того, неопределенность этого значения, рассчитанная из доверительного диапазона, достигает $\sim 70\%$ (см. табл. 7). Из-за резкого спада плотности внешние слои модельного облака с низкой плотностью ($< 10^4 \text{ см}^{-3}$ для $r > 1$ пк) влияют прежде всего на величину провала на профилях оптически толстых линий, поглощая излучение от центральных слоев, и практически не дают вклад при оценке размеров областей излучения по половинному уровню от максимума. С учетом большой неопределенности значения плотности в центральном слое ($\sim 100\%$, табл. 7), модельные лучевые концентрации молекулярного водорода, усредненные для области размером $\sim 24''$ (~ 0.2 пк), и массы областей излучения HCO^+ и H^{13}CO^+ (~ 0.6 пк, табл. 7) нетрудно согласовать с соответствующими значениями $N(\text{H}_2)$ и M_{vir} из табл. 5, 6. Степенной индекс радиального профиля плотности, полученный из модели, совпадает со значением, полученным из наблюдений пыли 1.2 мм [21]. Оценка степенного индекса радиального профиля плотности для G269.11–1.12, получаемая из модельных расчетов, существенно ниже индекса, рассчитанного по данным наблюдений пыли (1.2 и 2 [21] соответственно).

Отношение модельных распространенностей $[\text{HCO}^+]/[\text{H}^{13}\text{CO}^+]$ в G268.42–0.85 ниже, чем диапазон вероятных значений отношения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ (~ 35 – 55), рассчитанный по зависимости из работы [61] для галактоцентрического расстояния $R_G \sim 8.7$ кпк. Неопределенность отношения модельных распространенностей, однако, высока (табл. 7). Модельная оценка $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$ для G268.42–0.85 совпадает с оценкой, полученной из ЛТР расчетов (табл. 6). Для G269.11–1.12 эти оценки расходятся.

Турбулентная скорость спадает с расстоянием от центра от ~ 3.3 км/с в центральном слое до 1.5 км/с во внешнем. Подобная зависимость была

получена ранее и для ядра L1287 [12]. Скорость сжатия в центральном слое G268.42–0.85 составляет ~ -0.6 км/с, что близко к оценке двухслойной модели [62], полученной из параметров наблюдаемого профиля линии $\text{HCO}^+(1-0)$ для точки ($0'', -15''$). Модельный степенной индекс радиального профиля скорости сжатия с учетом неопределенностей оказался меньше нуля ($\alpha_{\text{sys}} \sim -0.5^{+0.3}_{-0.2}$), что для заданного вида модельной зависимости означает рост скорости сжатия по абсолютному значению с увеличением расстояния от центра.

Этот результат отличен как от случая коллапса газа на протозвезду в режиме свободного падения ($\alpha_{\text{sys}} = 0.5$) [3, 5, 7], так и от приближения неравновесного ядра, находящегося в режиме глобального иерархического коллапса с постоянной скоростью ($\alpha_{\text{sys}} = 0$) [7, 10]. Однако тот факт, что для части карты $\text{HCO}^+(1-0)$ в G268.42–0.85 нам не удалось полностью воспроизвести вид профилей линий (рис. 9), указывает на вероятность существования более сложного распределения систематических скоростей в ядре по сравнению с радиальным сжатием. Учет вращения ядра, указания на которое есть в работе [17], возможно, мог бы быть полезен для модельных расчетов в данном случае. Вклад вращения в общую систематическую скорость на луче зрения очевидно будет различным для различных частей ядра, что должно изменить соотношение интенсивностей “синего” и “красного” пиков на профилях и, возможно, более точно воспроизвести особенности наблюдаемых спектров в различных частях карты и скорректировать параметры радиального профиля скорости сжатия.

Таким образом, анализ результатов проведенных модельных расчетов показал, что использованная сферически-симметричная модель с едиными степенными индексами радиальных профилей физических параметров является упрощенной для рассматриваемых ядер. Тем не менее с помощью данной модели, используя разработанный алгоритм вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые [12], нам удалось воспроизвести наблюдаемые в ядре G268.42–0.85 спектральные карты $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ и оценить радиальные профили физических параметров. Как и в ядре L1287 [12], рассчитанное значение α_{sys} отличается от ожидаемого в случае режима свободного падения газа на протозвезду [3, 5]. В данном случае, однако, найденное значение не согласуется с предсказанием модели глобального коллапса ядра [7, 10]. Для верификации полученного результата необходимо проведение наблюдений данного ядра с лучшей чувствительностью и более высоким спектральным разрешением как в

переходе $1-0$, так и в более высоких переходах вращательного спектра молекул HCO^+ и H^{13}CO^+ , а также использование для анализа моделей, учитывающих как радиальные движения, так и вращение газа, а также отличие от сферической симметрии. Для получения статистически значимых выводов о характере сжатия газа в ядрах, связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений, важно в дальнейшем расширить число объектов анализа, в которых профили линий молекул, индикаторов повышенной плотности (HCO^+ , HCN , CS и др.), имеют особенности, характерные для сжимающегося газа.

8. ВЫВОДЫ

С помощью 22-м радиотелескопа обсерватории MOPRA (Австралия) проведены спектральные наблюдения шести областей образования массивных звезд южного неба в диапазоне частот $\sim 84-92$ ГГц в линиях $\text{CH}_3\text{OH}(5_{-1}-4_0 \text{ E})$, $\text{c-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$, $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{SiO}(2-1)$, $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HNC}(1-0)$, $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$. Данные области обладают плотными ядрами и связаны с яркими точечными источниками IRAS, компактными областями H II, мазерными источниками и источниками ближнего инфракрасного диапазона, и наблюдались ранее в континууме и в молекулярных линиях. В работе получены следующие результаты:

1. Определены физические параметры ядер, включая кинетические температуры ($\sim 30-50$ K), размеры областей излучения в различных линиях ($\sim 0.2-3.1$ пк) и вириальные массы ($\sim 70-4600 M_\odot$). Ширины линий существенно превышают тепловые ($\sim 2-5$ км/с). В рамках локального термодинамического равновесия рассчитаны лучевые концентрации, а также распространенности молекул H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HN^{13}C , HC_3N , $\text{c-C}_3\text{H}_2$, SiO , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ и CH_3CN . Самые низкие распространенности H^{13}CN , H^{13}CO^+ и H_3CN наблюдаются в ядре G285.26(1). Ширины различных молекулярных линий в трех ядрах, оптическая толщина двух из которых, по-видимому, мала, растут с уменьшением прицельного параметра, что свидетельствует о влиянии внутреннего источника на динамическую активность газа. Разница между значениями ширин линий в центре и на периферии в этих объектах достигает $\sim 1.5-2$ км/с.

2. Характер асимметрии профилей оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ указывает на вероятное сжатие газа в ядрах G268.42–0.85, G269.11–1.12. В рамках сферически-симметричной модели с помощью алгоритма минимизации функции ошибки при вписывании модельных

карт в наблюдаемые [12] рассчитаны оптимальные значения параметров радиальных профилей плотности, турбулентной скорости и скорости сжатия в ядре G268.42–0.85 и определены их неопределенности. Плотность убывает с расстоянием от центра, как $\propto r^{-1.6}$, турбулентная скорость убывает, как $\propto r^{-0.2}$, а скорость сжатия растет, как $\propto r^{0.5}$. Радиальный профиль скорости сжатия отличается от ожидаемого как в случае свободного падения газа на протозвезду ($\propto r^{-0.5}$), так и в случае глобального коллапса ядра (скорость сжатия не зависит от расстояния). Возможной причиной данного расхождения может быть вращение ядра G268.42–0.85, которое не учитывалось в модели.

ПРИЛОЖЕНИЕ А:

ПРИМЕНЕНИЕ АЛГОРИТМА НАХОЖДЕНИЯ ГЛОБАЛЬНОГО МИНИМУМА ФУНКЦИИ ОШИБКИ И ОЦЕНКИ ДОВЕРИТЕЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛОВ МОДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

В работе [12] для анализа карт молекулярных линий в ядре L1287 было проведено моделирование возбуждения молекул в сферически-симметричной модели и рассчитаны модельные спектральные карты, соответствующие наблюдаемым. Оптимальные значения параметров модели и их доверительные диапазоны были вычислены с помощью оригинального алгоритма для нахождения глобального минимума функции ошибки между модельными и наблюдаемыми спектрами в каждой точке, включающего в себя метод ГК, используемый для статистической процедуры снижения размерности модели, и метод кБС для нахождения оптимальных значений.

Данный подход был применен для анализа карт G268.42–0.85 и G269.11–1.12 в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$. По сравнению с подходом, описанным в работе [12], генерация модельных прецедентов до применения процедуры снижения размерности была изменена: при генерации выборки случайным образом исключались прецеденты в соответствии с критерием:

$$\frac{1}{b} \sum_{k=1}^b \frac{r_k}{\chi^2} < \alpha, \quad (\text{A1})$$

где

$$r_k = \sum_{i=1}^n \sqrt{\frac{(p_i^{\text{new}} - p_i)^2}{\sigma_i^2}} \quad (\text{A2})$$

есть нормированное расстояние до ранее сгенерированных модельных прецедентов параметра p_i (плотность, систематическая и турбулентная

скорости). Нормировка проводилась на стандартное отклонение в ранее сгенерированном наборе данных (σ_i) параметра p_i . Здесь n — число параметров, p_i^{new} — значение параметра p_i , к которому применим критерий (A1). При расчете по формуле (A1) использовалось b прецедентов, выбранных по критерию минимума функции ошибки. Значение p_i^{new} выбиралось случайным образом, в пределах диапазонов, приведенных ниже. Коэффициенты b и α выбирались эмпирически и равнялись 7 и 0.1 соответственно. Прецеденты, для которых выполнялось соотношение (A1), отбрасывались. Для остальных рассчитывались спектральные карты, вычислялась функция ошибки и прецедент добавлялся в общую выборку. Таким образом, мы избегали вычисления модельных параметров в случае, если рядом ранее был рассчитан прецедент с большим значением функции ошибки.

Выборка генерировалась в несколько поколений (1000 реализаций), часть из которых отбрасывалась по критерию (A1), кроме первого поколения. Далее выборка случайным образом делилась на две части. Для каждой рассчитывалось ядро преобразования нелинейного метода главных компонент (с экспоненциальной нелинейностью). В случае, если коэффициенты преобразования, рассчитанные для полной выборки и для частей, не отличались более чем на 10%, принималось, что процедура снижения размерности может быть применена. Затем, аналогично работе [12], прецеденты рассчитывались в узлах регулярной сетки для пространства сниженной размерности. Поколения генерировались до тех пор, пока удвоение количества прецедентов не приводило к изменению оценок вероятных величин параметров и их доверительных диапазонов. Хотя данные изменения мало влияют на заполнение прецедентами пространства параметров после применения процедур снижения размерности, они приводят к ускорению процесса накопления прецедентов до процедуры снижения. Этот факт является немаловажным, так как при накоплении статистики процент отброшенных прецедентов близок к ~95% в оригинальном варианте алгоритма и ~70% в модифицированном варианте, что позволяет ускорить предварительные расчеты в ~6 раз. Это достигается за счет того, что параметры, для которых k ближайших реализаций имеют большее значение функции ошибки, можно отбросить без проведения модельных расчетов. Хотя данная модификация не является критически важной при анализе отдельных источников, она необходима при анализе нескольких объектов, так как ускоряет расчеты, не влияя на достоверность окончательных оценок.

На основе модифицированного алгоритма были проведены оценки параметров ядер G268.42–0.85 и G269.11–1.12. Априорные предположения об исходных диапазонах значений параметров и полученные наиболее вероятные значения с границами доверительных диапазонов по уровню 1σ для G268.42–0.85 приведены в табл. 7. Исходные диапазоны значений, однако, не жестко задавали границы областей, в которых происходило заполнение модельными прецедентами. При расчете главных компонент эти области могли быть автоматически расширены (как в случае $R_{\max}$). Соответствующие спектральные карты приведены на рис. 9.

На рис. 10 представлены наборы двумерных проекций 10-мерной функции ошибки между модельными и наблюдаемыми спектральными картами $\text{НСО}^+(1-0)$ в G268.42–0.85 на плоскости различных пар параметров. На данном рисунке (в верхней части каждого из столбцов) представлены графики зависимости проекции функции ошибки от каждого из параметров. На диаграммах существует глобальный минимум функции ошибки, и для каждого параметра отмечена область, в которой χ^2 меньше порога доверительности. Ряд параметров коррелируют друг с другом. Отрицательная корреляция наблюдается между $R_{\max}$ и $X_{\text{НСО}^+}$. Между α_n и n_0 , а также между турбулентной скоростью в центральном слое и α_{turb} наблюдаются положительные корреляции. Более слабые корреляции существуют между n_0 и $R_{\max}$ (положительная) и n_0 и $X_{\text{НСО}^+}$ (отрицательная). Наиболее вероятные значения параметров оценивались методом кБС. Они отмечены красным крестиком на двумерных проекциях и красной вертикальной линией на графиках зависимости проекций χ^2 от отдельных параметров. Доверительные области были рассчитаны с использованием сечения функции ошибки гиперплоскостью χ^2_σ . Проекция сечений функции ошибки гиперплоскостью χ^2_σ представляют собой контуры на плоскостях пар параметров, им соответствуют горизонтальные линии на графиках (рис. 10).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ-23-22-00139.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту за ценные замечания и указания, в результате которых текст статьи был существенно улучшен.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. C. Tan, M. T. Beltrán, P. Caselli, F. Fontani, A. Fuente, M. R. Krumholz, C. F. McKee, and A. Stolte, *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014), p. 149.
2. F. Motte, S. Bontemps, and F. Louvet, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **56**, 41 (2018).
3. F. H. Shu, *Astrophys. J.* **214**, 488 (1977).
4. F. H. Shu, F. C. Adams, and S. Lizano, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **25**, 23 (1987).
5. C. F. McKee and J. C. Tan, *Astrophys. J.* **585**, 850 (2003).
6. Y. Zhang and J. C. Tan, *Astrophys. J.* **853** (1), id. 18 (2018).
7. E. Vázquez-Semadeni, A. Palau, J. Ballesteros-Paredes, G. C. Gómez, and Manuel Zamora-Avilés, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 3061 (2019).
8. R. B. Larson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **145**, 271 (1969).
9. M. V. Penston, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **144**, 425 (1969).
10. R. Naranjo-Romero, E. Vázquez-Semadeni, and R. M. Loughnane, **814**, 48 (2015).
11. Л. Е. Пирогов, В. М. Шульга, И. И. Зинченко, П. М. Землянуха, А. Н. Патока, М. Томассон, *Астрон. журн.* **93** (10), 871 (2016).
12. Л. Е. Пирогов, П. М. Землянуха, *Астрон. журн.* **98** (2), 102 (2021).
13. I. Zinchenko, K. Mattila, and M. Toriseva, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **111**, 95 (1995).
14. A. V. Lapinov, P. Schilke, M. Juvela, and I. I. Zinchenko, *Astron. and Astrophys.* **336**, 1007 (1998).
15. J. Harju, K. Lehtinen, R. S. Booth, and I. Zinchenko, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **132**, 211 (1998).
16. I. Zinchenko, C. Henkel, and R. Q. Mao, *Astron. and Astrophys.* **361**, 1079 (2000).
17. L. Pirogov, I. Zinchenko, P. Caselli, L. E. B. Johansson, and P. C. Myers, *Astron. and Astrophys.* **405**, 639 (2003).
18. L. Pirogov, I. Zinchenko, P. Caselli, and L. E. B. Johansson, *Astron. and Astrophys.* **461**, 523 (2007).
19. T. Liu, K.-T. Kim, H. Yoo, S.-Y. Liu, et al., **829** (2), id. 59 (2016).
20. Л. Е. Пирогов, *Изв. ВУЗов. Радиофизика* **64**, 954 (2022).
21. L. E. Pirogov, *Astron. Rep.* **53** (12), 1127 (2009).
22. K. V. Getman, E. D. Feigelson, M. A. Kuhn, P. S. Broos, and G. P. Garmire, *Astron. J.* **158**, id. 235 (2019).

23. *A. Roman-Lopes, Z. Abraham, R. Ortiz and A. Rodriguez-Ardila*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **394**, 467 (2009).
24. *B. A. Binder and M. S. Povich*, **864** (2), id. 136 (2018).
25. *D. A. Ladeyschikov, O. S. Bayandina, and A. M. Sobolev*, Astron. J. **158**, id. 233 (2019).
26. *D. Apai, H. Linz, T. Henning, and B. Stecklum*, Astron. and Astrophys. **434**, 987 (2005).
27. *C. D. Tremblay, T. L. Bourke, J. A. Green, J. M. Dickey, O. I. Wong, and T. J. Galvin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **510**, 593 (2022).
28. *J. S. Urquhart, M. G. Hoare, S. L. Lumsden, R. D. Oudmaijer, et al.* Astron. and Astrophys. **507**, 795 (2009).
29. *T. Culverhouse, P. Ade, J. Bock, M. Bowden, et al.*, Astrophys. J. Suppl. **195** (1), id. 8 (2011).
30. *S. L. Breen and S. P. Ellingsen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **416**, 178 (2011).
31. *J. L. Caswell*, Publ. Astron. Soc. Australia **26**, 454 (2009).
32. *M. A. Voronkov, J. L. Caswell, S. P. Ellingsen, J. A. Green, and S. L. Breen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **439**, 2584 (2014).
33. *S. L. Breen, Y. Contreras, J. R. Dawson, S. P. Ellingsen, M. A. Voronkov, and T. P. McCarthy*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **484**, 5072 (2019).
34. *V. I. Slysh, S. V. Kalenskii, I. E. Val'ts, and R. Otrupcek*, R. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **268**, 464 (1994).
35. *I. E. Val'ts, S. P. Ellingsen, V. I. Slysh, S. V. Kalenskii, R. Otrupcek, and G. M. Larionov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **317**, 315 (2000).
36. *W. Yang, Y. Xu, X. Chen, S. P. Ellingsen, D. Lu, B. Ju, and Y. Li*, Astrophys. J. Suppl. **231**(2), id. 20 (2017).
37. *R. Ortiz, A. Roman-Lopes, and Z. Abraham*, Astron. and Astrophys. **461**, 949 (2007).
38. *B. Neichel, M. R. Samal, H. Plana, A. Zavagno, A. Bernard, and T. Fusco*, Astron. and Astrophys. **576**, id. A110 (2015).
39. *C. M. Dutra, E. Bica, J. Soares, and B. Barbuy*, Astron. and Astrophys. **400**, 533 (2003).
40. *J. L. Caswell*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **297**, 215 (1998).
41. *S. L. Breen, J. L. Caswell, S. P. Ellingsen, and C. J. Phillips*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **406**, 1487 (2010).
42. *M. J. Gaylard and G. C. MacLeod*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **262**, 43 (1993).
43. *P. J. Barnes, S. D. Ryder, S. N. O'Dougherty, L. E. Alvarez, A. S. Delgado-Navarro, A. M. Hopkins, and J. C. Tan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **432**, 2231 (2013).
44. *C. Eswaraiah, S.-P. Lai, W.-P. Chen, A. K. Pandey, et al.* **850**(2), id. 195 (2017).
45. *S. L. Breen, S. P. Ellingsen, J. L. Caswell, J. A. Green, M. A. Voronkov, G. A. Fuller, L. J. Quinn, and A. Avison*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **426**, 2189 (2012).
46. *A. J. Walsh, M. G. Burton, A. R. Hyland, and G. Robinson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **301**, 640 (1998).
47. *J. A. Green, J. L. Caswell, G. A. Fuller, A. Avison, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **420**, 3108 (2012).
48. *N. Ladd, C. Purcell, T. Wong, and S. Robertson*, Publ. Astron. Soc. Australia **22** (1), 62 (2005).
49. *С. Ю. Малафеев, И. И. Зинченко, Л. Е. Пирогов, Л. Е. Б. Йоханссон*, Письма в Астрон. журн. **31** (4), 262 (2005).
50. *А. В. Алакоз, С. В. Каленский, В. Г. Промыслов, Л. Е. Б. Юханссон, А. Виннберг*, Астрон. журн. **79** (7), 610 (2002).
51. *E. Araya, P. Hofner, S. Kurtz, L. Bronfman, and S. DeDeo*, Astrophys. J. Suppl. **157**, 279 (2005).
52. *J. G. Mangum and Y. L. Shirley*, Publ. Astron. Soc. Pacific **127**, 266 (2015).
53. *S.-P. Lai, T. Velusamy, W. D. Langer, and T. B. H. Kuiper*, Astron. J. **126**, 311 (2003).
54. *F. Bertoldi and C. F. McKee*, **395**, 140 (1992).
55. *V. Camacho, E. Vázquez-Semadeni, A. Palau, G. Busquet, and M. Zamora-Aviles*, **903**(1), id. 46 (2020).
56. *P. Caselli, P. J. Benson, P. C. Myers, and M. Tafalla*, **572**, 238 (2002).
57. *T. G. Phillips, P. J. Huggins, P. G. Wannier, and N. Z. Scoville*, **231**, 720 (1979).
58. *N. J. Evans II*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **37**, 311 (1999).
59. *D. R. Flower*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **305**, 651 (1999).
60. *C. R. Purcell, V. Minier, S. N. Longmore, P. Andre, et al.*, Astron. and Astrophys. **504**, 139 (2009).
61. *Y. T. Yan, J. S. Zhang, C. Henkel, T. Mufakharov, et al.*, **877**, id. 154 (2019).
62. *P. C. Myers, D. Mardones, M. Tafalla, J. P. Williams, and D. J. Wilner*, **465**, L133 (1996).

PHYSICAL PROPERTIES AND KINEMATICS OF DENSE CORES ASSOCIATED WITH REGIONS OF MASSIVE STAR FORMATION FROM THE SOUTHERN SKY

L. E. Pirogov^a, P. M. Zemlyanukha^a, E. M. Dombek^a, and M. A. Voronkov^b

^a*Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO) Space and Astronomy, Epping NSW, Australia*

The results of spectral observations in the $\sim 84\text{--}92$ GHz frequency range of six objects from the southern sky having dense cores and associated with massive star and star cluster forming regions are presented. The observations are carried out with the MOPRA-22m radio telescope. Within the framework of the local thermodynamic equilibrium (LTE) approximation, column densities and abundances of the H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HN^{13}C , HC_3N , $\text{c-C}_3\text{H}_2$, SiO , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ and CH_3CN molecules are calculated. Kinetic temperatures ($\sim 30\text{--}50$ K), sizes of emission regions ($\sim 0.2\text{--}3.1$ pc) and virial mass estimates ($\sim 70\text{--}4600 M_\odot$) are obtained. The linewidths in the three cores decrease with increasing distance from the center. Four cores exhibit asymmetry in the profiles of the optically thick $\text{HCO}^+(1\text{--}0)$ and $\text{HCN}(1\text{--}0)$ lines, indicating the presence of systematic motions in the line of sight. In two cases, the asymmetry can be caused by contraction of gas. The model $\text{HCO}^+(1\text{--}0)$ and $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1\text{--}0)$ spectral maps obtained within the non-LTE spherically symmetric model are fitted into observed ones. Radial density ($\propto r^{-1.6}$), turbulent velocity ($\propto r^{-0.2}$) and contraction velocity ($\propto r^{0.5}$) profiles in the G268.42–0.85 core are obtained. The contraction velocity radial profile differs from expected both in the case of free fall of gas onto a protostar ($r^{-0.5}$), and in the case of global core collapse (contraction velocity does not depend on distance). A discussion of the results obtained is provided.

Keywords: star formation, molecular clouds, dense cores, molecular lines, modeling