

## СВОЙСТВА СЖИМАЮЩИХСЯ МАССИВНЫХ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ЯДЕР

© 2025 г. Л. Е. Пирогов\*, П. М. Землянуха, Е. М. Домбек

*Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН им. А. В. Гапонова–Грехова, Нижний Новгород, Россия**\*e-mail: pirogov@appl.sci-nnov.ru*

Поступила в редакцию 17.09.2024 г.

После доработки 23.10.2024 г.

Принята к публикации 11.11.2024 г.

Исследования структуры и кинематики ядер, связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений, необходимы для построения сценария эволюции данных объектов. В данной работе представлены результаты анализа спектральных карт массивных ядер G012.418+00.506, G326.472+00.888, G328.567–00.535, G335.586–00.289 и G343.127–00.063 из обзора MALT90 в линиях  $\text{HCO}^+(1-0)$  и  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ . Ядра находятся на различных стадиях эволюции и обладают признаками сжатия. С помощью вписывания спектральных карт, рассчитанных в рамках сферически-симметричной модели, в наблюдаемые рассчитаны параметры радиальных профилей плотности, турбулентной скорости и скорости сжатия. Степенной индекс спадания плотности с расстоянием от центра варьирует в диапазоне  $\sim 1.5-2.8$ , наименьшее значение получено для ядра G326.472+00.888 без внутренних источников. Скорость сжатия во всех ядрах слабо зависит от расстояния до центра, спадая с индексом  $\sim 0.1$ , что отличается от режима свободного падения. Для ядер G328.567–00.535 и G335.586–00.289 есть указания на вращение. Анализ данных  $^{13}\text{CO}(2-1)$  из обзора SEDIGISM для областей G012.418+00.506, G335.586–00.289 и G343.127–00.063 позволил обнаружить движения из окружающего газа к ядрам. Полученные результаты указывают, что рассмотренные массивные ядра взаимодействуют со своим окружением и, по-видимому, находятся в состоянии глобального коллапса.

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

DOI: 10.31857/S0004629925020043, EDN: GHISCE

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сценарий образования массивных звезд ( $\gtrsim 8M_{\odot}$ ) находится в стадии разработки [1, 2]. Весьма важным является вопрос о динамических свойствах плотных ядер, где образуются массивные звезды, и характере коллапса. Теоретические работы, рассматривающие коллапс сферически-симметричного ядра, предсказывают различные решения, зависящие от начальных условий [3]. Так, ядро, изначально находящееся в состоянии, близком к равновесию, с малым влиянием внешнего давления, будет медленно эволюционировать в квазистационарном режиме к неравновесному состоянию. После того, как в центре ядра сформируется протозвезда, движения газа в ее окрестности будут определяться режимом свободного падения с радиальным профилем скорости  $r^{-0.5}$ . Со временем область, охваченная коллапсом, увеличивается. Модель изотермической сингулярной сферы [4] и модель турбулентной политропной сферы [5], предложенная для ядер, в которых образуются массивные

звезды, являются примерами квазистационарных решений. Неравновесные ядра, в отличие от квазистационарных, находясь в состоянии глобального коллапса с постоянной скоростью движений, направленных извне вовнутрь [3], будут эволюционировать значительно быстрее. Процесс сжатия неравновесного ядра приводит к фрагментации и дальнейшему росту центральных объектов, например, за счет механизма конкурирующей аккреции [6]. На этом представлении основана модель глобального иерархического коллапса [7]. В то время как структура и характер движений газа во внутренней области ядра, где происходит свободное падение, одинаковы для обеих моделей, а профили плотности во внешних областях имеют вид  $r^{-2}$ , именно профиль систематической скорости во внешних областях может быть использован для выбора между моделями.

Оценки систематической скорости газа в ядре можно сделать из анализа наблюдаемых молекулярных линий. Так, оптически толстая спектральная линия, формирующаяся в сжимающемся газе, ста-

новится асимметричной, а пик ее смещается в “синюю” сторону, что связано с различиями условий возбуждения на луче зрения и эффектом Доплера. Существует аналитический метод оценки скорости сжатия на луче зрения из параметров наблюдаемой линии, обладающего “синей” асимметрией (см., напр., [8]). Однако для того, чтобы оценить радиальную зависимость скорости сжатия в ядре, требуются расчеты переноса излучения в линии в рамках определенной модели ядра и вписывание рассчитанной спектральной карты в наблюдаемую.

Вписывание модельных спектральных карт в наблюдаемые при одновременном варьировании набора параметров, описывающих структуру и кинематику ядра, является весьма затратным по времени процессом даже для достаточно простых сферически-симметричных моделей из-за большого числа свободных параметров, коррелирующих между ними и зависимости от начальных условий. Для решения такой проблемы в работе [9] был разработан алгоритм, основанный на использовании заранее рассчитанного массива спектральных карт для достаточно широкого диапазона модельных параметров. В алгоритме используется метод главных компонент (ГК) для снижения размерности модели и оптимального заполнения области параметров, содержащей глобальный минимум функции ошибки. Метод к ближайших соседей (кБС) используется для нахождения оптимальных значений параметров, соответствующих минимуму.

Среди молекулярных линий, трассеров плотного газа ( $\geq 10^5 \text{ см}^{-3}$ ), оптически толстые линии молекул  $\text{HCO}^+$  и  $\text{HCN}$  являются наиболее чувствительными к кинематике и пространственному распределению плотности (см., напр., [10–12]). С помощью сферически-симметричной модели и указанного выше алгоритма нами был проведен анализ спектральных карт (1–0) молекул  $\text{HCO}^+$  и  $\text{HCN}$  и их более редких изотопов, наблюдавшихся в ядре L1287, в котором образуется звездное скопление [9], а также карт (1–0) молекул  $\text{HCO}^+$  и  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  в ядре G268.42–0.85, связанном с областью образования звезды большой массы [13]. Были рассчитаны значения параметров радиальных профилей плотности и скорости. Для обоих ядер рассчитанные радиальные профили скорости сжатия оказались отличными от ожидаемых в случае свободного падения, указывая на предпочтительность модели изначально неравновесного ядра для указанных объектов.

Для того, чтобы делать общие выводы о характере сжатия газа в ядрах, связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений, необходим анализ большего числа объектов. Для этих целей из каталога MALT90 [14] были выбраны объекты, обладающие признаками сжатия. В настоящей работе представлены оценки парамет-

ров радиальных профилей физических параметров, включая систематическую скорость, для пяти объектов MALT90 с помощью алгоритма вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые [9]. В разделе 2 даны краткие сведения о базе данных MALT90 и выборке объектов. В разделе 3 приведено описание объектов, анализируемых в данной работе. Результаты анализа карт в молекулярных линиях даны в разделе 4, их обсуждение приведено в разделе 5. Выводы работы сформулированы в разделе 6.

## 2. ВЫБОР ОБЪЕКТОВ ИЗ БАЗЫ ДАННЫХ MALT90

Обзоры участков галактической плоскости в континууме на субмиллиметровых волнах и в дальнем инфракрасном диапазоне (например, ATLASGAL [15], HiGal [16]), а также в линиях молекулы CO и ее изотопов (например, SEDIGISM [17], FUGIN [18]) дают важную информацию о крупномасштабном распределении пыли и газа. Данные обзоры позволили выделить ядра молекулярно-пылевых облаков, связанных с областями образования звезд большой массы и звездных скоплений. Обзор MALT90 (The Millimetre Astronomy Legacy Team 90 ГГц) [14, 19], проведенный в направлении массивных пылевых сгустков, обнаруженных по излучению в континууме на длине волны 870 мкм (ATLASGAL [15]), представляет собой крупнейшую базу данных спектральных наблюдений объектов данного класса<sup>1</sup>. Обзор включает в себя данные наблюдений более 2000 объектов, проведенных на радиотелескопе MOPRA-22m в 3-мм диапазоне длин волн с угловым разрешением  $\sim 36''$ . Наблюдения проводились в 16-ти спектральных поддиапазонах. Большинство объектов MALT90 представляют собой плотные ядра, связанные с различными стадиями процесса образования массивных звезд и звездных скоплений.

В результате предварительного анализа базы данных MALT90 нами было выделено 755 объектов, обладающих заметным излучением в линии  $\text{HCO}^+(1-0)$  (пиковое значение  $T_a^* \geq 1 \text{ K}$ ). В 110 объектах профили  $\text{HCO}^+(1-0)$  обладают заметной асимметрией (смещение пика относительно центра линий  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  и  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  в “синюю” или “красную” стороны), либо обладают провалом, при этом интенсивности “синего” и “красного” пиков близки. В 20-ти ядрах, обладающих провалом, амплитуда “синего” пика превышает амплитуду “красного”. Наличие асимметрии подобного вида для оптически толстых линий  $\text{HCO}^+(1-0)$  и симметричных, близких

<sup>1</sup> Данные MALT90 находятся в открытом доступе в архиве Australian Telescope Online Archive (ATO), <http://ato.aatn.csiro.au>

к гауссовым, линий  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  и  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ , оптическая толщина которых существенно ниже, а пик близок к положению провала линий  $\text{HCO}^+(1-0)$ , указывает на вероятное сжатие ядра [20]. Эти объекты были выбраны для дальнейшей оценки физических параметров и анализа характера сжатия газа.

В данной работе представлены результаты анализа данных наблюдений пяти из 20-ти избранных ядер, находящихся на различных стадиях эволюции. “Синяя” асимметрия линий  $\text{HCO}^+(1-0)$  наблюдается на масштабах карт больше диаграммы направленности ( $\gtrsim 1'$ ). Обработка данных MALT90 заключалась в выделении из соответствующего спектрального поддиапазона участка с линией, вычитании базовой линии 1–2 порядка и пересчете шкалы интенсивностей из антенной температуры в температуры, приведенные к основному лучу диаграммы направленности. Поскольку области G328.567–00.535 и G328.575–00.527 перекрывались, для увеличения отношения сигнала к шуму с помощью программы CLASS из пакета GILDAS<sup>2</sup> было проведено их усреднение. Список объектов приведен в табл. 1. Названия объектов соответствуют названиям областей из базы данных MALT90. В табл. 1 даны галактические и экваториальные координаты центров областей, расстояния до объектов, указан их эволюционный статус и приведены ассоциации с другими объектами. Карты интегральных интенсивностей  $\text{HCO}^+(1-0)$ , карты в континууме по данным ATLASGAL и в инфракрасном диапазоне по данным Spitzer показаны на рис. 1. На картах также показаны мазерные источники и источники IRAS. Подробное описание объектов дано в разделе 3.

### 3. ОПИСАНИЕ ОБЪЕКТОВ

Плотное ядро G012.418+00.506 связано с источником IRAS 18079–1756, являющимся, вероятно, массивным молодым звездным объектом. Ядро обладает истечением [24] и классифицировано, как “протяженный зеленый объект” (EGO) [25]. Оно связано с ультракомпактной зоной Н II [26] и, по-видимому, находится в состоянии глобального коллапса [27]. Данное ядро входило в обзоры в континууме на 6 см [28] и в молекулярных линиях [29, 30], а также в обзор ATOMS, проводившийся в континууме и в молекулярных линиях на интерферометре ALMA [27]. В ядре существуют мазеры воды [30–32], а также мазеры метанола I [33, 34] и II классов [35]<sup>3</sup>. Масса ядра по данным ATLASGAL составляет  $414 M_{\odot}$  [37], температура пыли составляет 25.6 К [21].

Объект G326.472+00.888 представляет собой ядро, расположенное вблизи границы расширяющейся зоны Н II, которое образовалось, вероятно, в результате сжатия ударной волной. Центр области радиоизлучения на 843 МГц [38], как и источник IRAS 15384–5348, расположены на расстоянии  $\gtrsim 1.2$  пк от центра ядра [39]. Помимо наблюдений ATLASGAL и MALT90 данное ядро наблюдалось в континууме на 350 мкм [40]. Данных о существовании внутренних источников, связанных с ядром, нами не обнаружено, что может указывать на наиболее раннюю стадию эволюции среди объектов выборки. Наблюдений мазерных линий в данном ядре не проводилось. В работе [21] данный объект классифицирован, однако, как “PDR+Embedded Source”. Масса ядра по данным ATLASGAL составляет  $\sim 280 M_{\odot}$  [40], температура пыли в ядре составляет  $\sim 20$  К [21, 39, 40].

Ядро G328.567–00.535 связано с протяженной областью Н II [41] и крупномасштабным биполярным истечением, наблюдаемым в ближнем и среднем инфракрасных диапазонах [42]. Ядро связано со скоплением источников ближнего инфракрасного диапазона [42] и источником IRAS 15557–5337. Эволюционный статус по классификации работы [21] — “complicated”. Помимо ATLASGAL ядро входило в обзор массивных протозвезд из южной полусферы в молекулярных линиях и в континууме на 1.2 мм [43]. Наблюдения в линиях метанола [44] и гидроксила [45] в данном ядре не дали положительного результата. Масса ядра по данным ATLASGAL составляет  $\sim 470 M_{\odot}$  [37]. Температура пыли в направлении ядра составляет  $\sim 35$  К [21].

Объект G335.586–00.289 представляет собой темное инфракрасное облако [46] с системой пересекающихся волокон (hub-filament system), в котором, согласно выводам из работы [47], происходит процесс глобального коллапса. С ядром связан источник IRAS 16272–4837. Ядро входило в выборку горячих ядер, наблюдавшихся в континууме на 1.3 мм [48], а также на 3 мм и 0.87 мм и в линии  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  на интерферометре ALMA [47]. Эволюционный статус по классификации работы [21] — “YSO”. По данным наблюдений ATLASGAL [37] масса ядра составляет  $\sim 2000 M_{\odot}$  для расстояния 3.8 кпк, что соответствует  $\sim 1700 M_{\odot}$  для принятого нами расстояния 3.2 кпк. По данным работы [49], однако, масса ядра существенно выше и составляет  $3.7 \times 10^3 M_{\odot}$ . В ядре есть мазеры воды [50, 51], гидроксила [52] и метанола I [53–55] и II классов [56, 57]. Температура пыли в ядре составляет  $\sim 23$  К [21].

Ядро G343.127–00.063 содержит в себе яркий источник IRAS 16547–4247, связанный с массивной звездой O-типа [58]. Эволюционный статус ядра по классификации работы [21] — “Н II region”. Интерферометрические наблюдения в радиокон-

<sup>2</sup> <http://iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

<sup>3</sup> Информация о наличии мазерных источников взята из базы данных maserdb.net [36].

Таблица 1. Список ядер из базы данных MALT90

Объект	$l,^\circ$	$b,^\circ$	$\alpha(2000)$ hh:mm:ss	$\delta(2000)$ ° : ' : "	$D$ , кпк	Эвол. статус	Ассоциации с другими объектами
G012.418+00.506	12.419	0.507	18:10:51.1	-17:55:49.6	1.8	H	IRAS 18079–1756, SIRDC
G326.472+00.888	326.472	0.889	15:42:29.6	-53:58:26.7	2.5	U	
G328.567–00.535	328.568	-0.534	15:59:37.4	-53:45:51.7	2.9	H	IRAS 15557–5337, RCW99
G335.586–00.289	335.586	-0.289	16:30:58.7	-48:43:48.0	3.2	A	IRAS 16272–4837, SIRDC_335.579–0.292
G343.127–00.063	343.128	-0.063	16:58:17.5	-42:52:04.0	2.8	A	IRAS 16547–4247, SIRDC , EGO

**Примечание.** Кинематические расстояния до объектов взяты из обзора [21]. Эволюционный статус ядер по данным работ [19, 22] следующий: H — область H II, A — протозвездное ядро, U — статус не определен.

тинууме позволили обнаружить тепловой джет, исходящий из центра ядра в двух противоположных направлениях [59, 60]. По данным наблюдений в линии CO(3–2) [58] в ядре существует коллимированный биполярный поток, ориентированный вдоль радиоджета. Наблюдения на интерферометре ALMA [61] указывают на существование молекулярного кеплеровского диска вокруг молодого массивного звездного объекта, ориентация которого перпендикулярна джету. В ядре наблюдаются мазерные линии воды [51, 62], гидроксидла [52, 63] и метанола I класса [53, 54, 64]. Масса ядра по данным ATLASGAL составляет  $\sim 890 M_\odot$  [37], по данным наблюдений на 1.2 мм масса равна  $1.3 \times 10^3 M_\odot$  [59]. Температура пыли в ядре составляет  $\sim 29$  K [21].

Болометрические светимости источников IRAS, связанных с четырьмя ядрами (за исключением G326.472+00.888), и рассчитанных, как интеграл от вписанной кривой излучения “серого” тела в зависимость потока от частоты [65] с учетом расстояний из табл. 1, составляют  $(0.1–2) \times 10^5 L_\odot$ . Наибольшей светимостью по нашим оценкам обладает источник IRAS 15557–5357, наименьшей — IRAS 18079–1756.

Во всех ядрах по данным MALT90 зарегистрированы линии HCO<sup>+</sup>(1–0), N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0), HCN(1–0), HNC(1–0), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1–0), HC<sub>3</sub>N(10–9) и C<sub>2</sub>H(1–0, 3/2–1/2, F=2–1; 3/2–1/2 F=1–0; 1/2–1/2 F=1–1). Зарегистрировано также слабое излучение в линиях HN<sup>13</sup>C(1–0) и <sup>13</sup>CS(2–1) (G328.567), HNCO (G335.586) и SiO (G343.127)<sup>4</sup>. Области излучения в континууме на 870 мкм близки по форме к сферически-симметричным (рис. 1).

Для оценки размеров областей молекулярного 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 [66]. В ядре G012.418 размер области излучения HCO<sup>+</sup>(1–0) (FWHM)

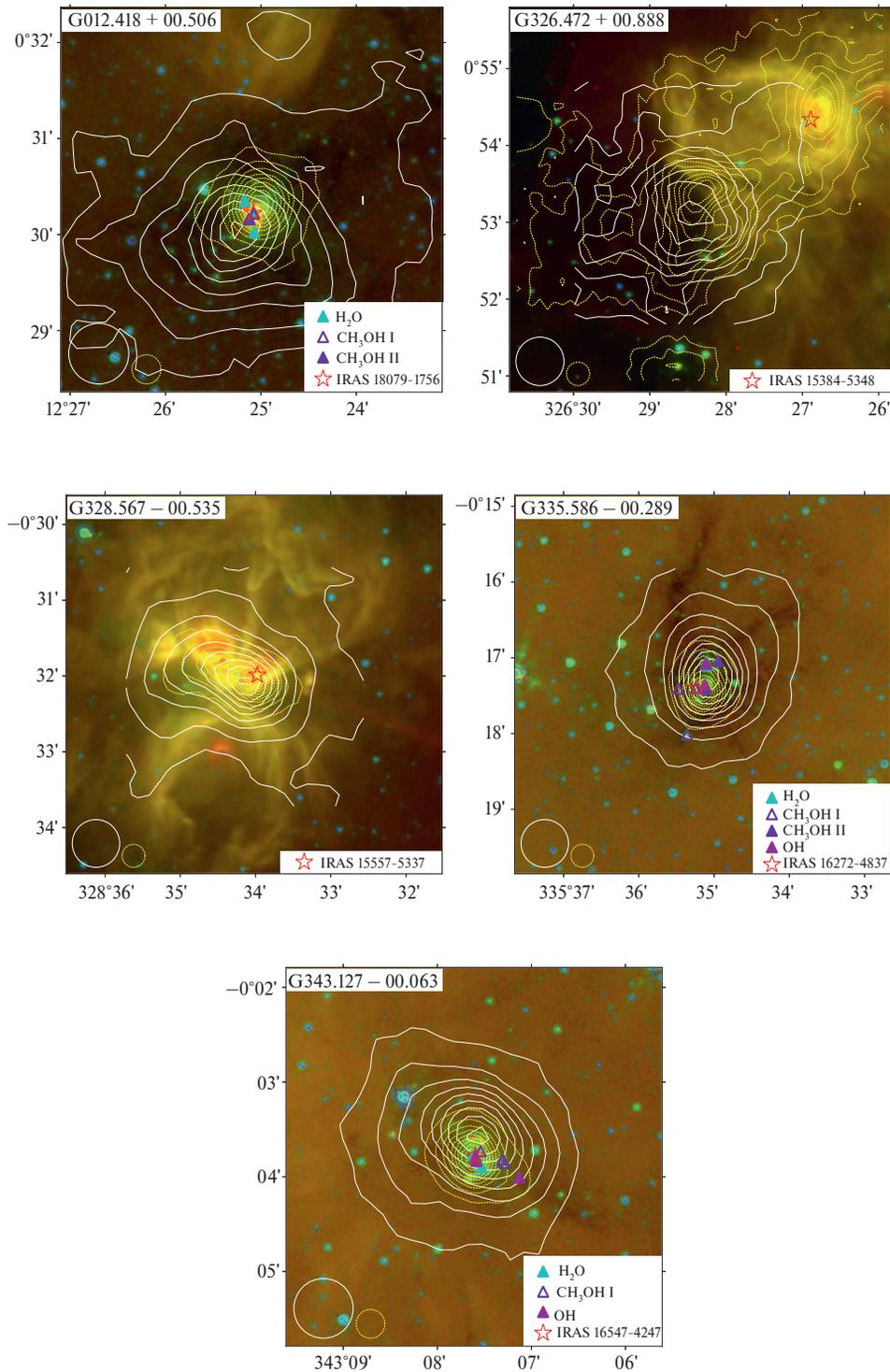
по нашим оценкам составляет  $\sim 0.5$  пк, размер области излучения N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) составляет  $\sim 0.4$  пк. В ядре G326.472 формы областей излучения HCO<sup>+</sup>(1–0) и N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) близки к сферически-симметричным (рис. 1), их размеры также близки и составляют  $\sim 0.8$  пк. Форма области излучения HCO<sup>+</sup>(1–0) в ядре G328.567 более вытянута по сравнению с остальными ядрами (рис. 1) (отношение осей вписанного эллипса  $\sim 2$ ) (рис. 1). Область излучения в континууме на 870 мкм, однако, вытянута в меньшей степени (отношение осей составляет  $\sim 1.4$  [37]). Пик излучения N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) смещен относительно HCO<sup>+</sup>(1–0) на  $\sim 0.5$  пк. Данный факт, а также существенные различия размеров в линиях HCO<sup>+</sup>(1–0) ( $\sim 0.8$  пк) и N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) ( $\sim 0.2$  пк) указывают на химическую дифференциацию. Формы областей излучения HCO<sup>+</sup>(1–0) и N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) в G335.586 и в G343.127 близки к сферически-симметричным (рис. 1). Размеры этих областей в G335.586 составляют  $\sim 0.9$  пк и  $\sim 0.8$  пк для HCO<sup>+</sup>(1–0) и N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) соответственно, и  $\sim 0.75$  пк для обеих линий в G343.127.

На рис. 2 приведены спектры HCO<sup>+</sup>(1–0), HCN(1–0), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1–0) и N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) в направлении пиков интегральной интенсивности HCO<sup>+</sup>(1–0).

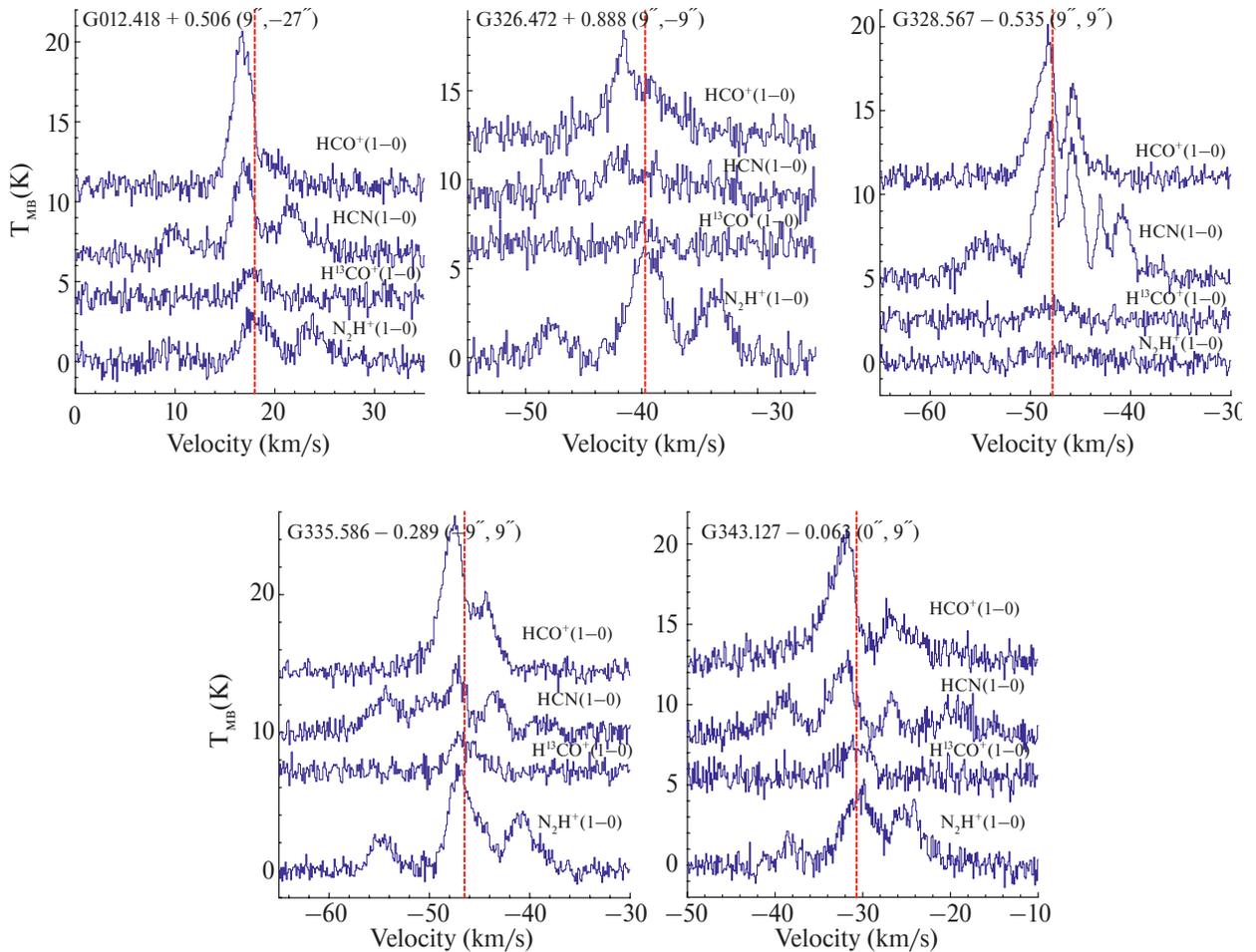
#### 4. ОЦЕНКИ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ

Для получения информации о радиальных профилях физических параметров в ядрах, включая скорость сжатия, было проведено вписывание модельных спектральных карт в наблюдаемые. Как и в работах [9, 13], мы использовали многослойную сферически-симметричную модель ядра (SSL), параметры которой (плотность, кинетическая температура, турбулентная и систематическая скорости) зависели лишь от радиального расстояния, как  $P_0/(1+(r/R_0)^{\alpha_p})$  (описание модели дано в приложении к статье [9]). Величина  $P_0$  представляет собой удвоенное значение параметра  $p$  в центральном слое с радиусом  $R_0$ , который задавался равным

<sup>4</sup> Здесь и далее используются сокращенные названия объектов.



**Рис. 1.** Карты пяти массивных ядер из базы данных MALT90. По осям отложены галактические долгота и широта. Цветом на картах отложены данные наблюдений Spitzer в трех диапазонах: 8 мкм (красный), 5.8 мкм (зеленый) и 3.6 мкм (синий) [23]. Желтыми штрихованными изолиниями представлены результаты наблюдений ATLASGAL на 870 мкм [15]. Изолинии лежат в диапазоне от 10% до 90% от пиковых значений, которые равны 7.3, 3.4, 12.5, 12.1 и 18.9 Ян/луч для ядер G012.418, G326.472, G328.567, G335.586 и G343.127 соответственно. Контуры интегральной интенсивности NCO<sup>+</sup>(1-0) по данным MALT90 показаны белым цветом. Изолинии лежат в диапазоне от 10% до 90% от пиковых значений, которые равны 27.8, 21.5, 32.0, 42.8 и 39.0 К км/с для ядер G012.418, G326.472, G328.567, G335.586 и G343.127 соответственно. На картах также указаны положения источников IRAS и мазерных источников. В левом нижнем углу карт показаны размеры основных луча диаграмм направленности телескопов MOPRA-22m (36'' на 86 ГГц) и APEX-12m (19'' на 345 ГГц)



**Рис. 2.** Спектры в направлении пиков излучения в ядрах из выборки. На каждом рисунке указано название ядра и позиция на карте (смещение относительно координат, приведенных в табл. 1). По горизонтальным осям отложена лучевая скорость, по вертикальным осям — интенсивности в единицах температуры, приведенной к основному лучу телескопа ( $T_{\text{MB}}$ ). Вертикальные штриховые красные линии соответствуют центрам оптически тонких линий  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ , совпадающих с центрами линий  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  во всех ядрах, кроме G335.586

$5 \times 10^{-2}$  пк. Параметрами модели являлись величины  $P_0$  для радиальных профилей плотности, турбулентной и систематической скоростей ( $n_0$ ,  $V_{\text{turb}}$ ,  $V_{\text{sys}}$  соответственно), и соответствующие степенные индексы  $\alpha_p$  ( $\alpha_n$ ,  $\alpha_{\text{turb}}$ ,  $\alpha_{\text{sys}}$ ), а также относительные распространенности молекул  $\text{HCO}^+$  и  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , которые считались не зависящими от радиального расстояния. Последнее условие может быть достаточно грубым приближением для ядер выборки. Известно, что даже в маломассивных дозвездных ядрах химическое моделирование предсказывает неоднородное распределение  $\text{HCO}^+$  [67]. Тем не менее, наши расчеты с использованием модели, в которой распространенность  $\text{HCO}^+$  изменялась от центра к краю в несколько раз, не привели к изменениям оценок параметров ядер, выходящим за рамки доверительных диапазонов. Вероятно, что при анализе наблюдательных данных более высокого качества с лучшим угловым разрешением, учет результатов расчетов химических моделей может иметь существенное значение.

Профиль кинетической температуры для четырех ядер с внутренними источниками задавался в виде  $T = 60 \text{ K} / (1 + (r/R_0)^{0.3})$ , его параметры не варьировались. Данный вид профиля соответствует распределению температуры пыли в оптически тонкой пылевой оболочке, окружающей центральный источник, для значения излучательной способности пыли  $\beta = 2$  [68, 69] при условии близости распределений температур пыли и газа. Отметим, что распределение кинетической температуры в ядрах (особенно на периферии) может быть более сложным [70, 71]. Однако, поскольку использованные нами столкновительные вероятности  $\text{HCO}^+ - \text{N}_2$  [72] заданы для фиксированных температур с шагом в 10 К, температуры в слое округлялись до значения, кратного 10 К, что нивелировало возможные вариации температуры во внешних слоях. В соответствии с выбранным профилем кинетическая температура равнялась 30 К в центральном слое и спадала до  $\sim 10$  К на периферии. Для ядра G326.472, в котором, по-видимому,

нет внутреннего источника нагрева, кинетическая температура полагалась постоянной, равной 20 К. 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.

Кроме кода SSL нами использовался код LOC [73], в котором для расчетов переноса излучения используется детерминированный набор лучей в декартовых координатах и который применим к произвольному распределению параметров в модельном облаке, позволяя, в частности, учитывать вращение.

Методика применения алгоритма нахождения глобального минимума функции ошибки основана на схеме, изложенной в работах [9, 13]. Поскольку расчеты возбуждения молекул и переноса излучения в линиях, очевидно, не зависят от выбора конкретного объекта и расстояния до него, предварительно была рассчитана общая библиотека спектральных карт, соответствующая расстоянию до объекта в 1 кпк без свертки с диаграммой направленности телескопа. При анализе отдельных источников проводилась свертка карт с диаграммой направленности телескопа и рассчитывалась функция ошибки. Для значений физических параметров, соответствующих минимуму функции ошибки, рассчитывались границы доверительных диапазонов. Для уточнения оценок использовался метод Нелдера—Мида и программа LOC. При этом в качестве начальных брались значения, рассчитанные из анализа библиотеки спектральных карт. Как было показано в работах [9, 13], функция ошибки имеет единственный глобальный минимум. При выборе начальных значений в окрестности этого минимума метод Нелдера—Мида показал достаточную эффективность и позволил оценить оптимальные значения физических параметров при расчетах моделей с другим типом параметризации (с фиксированным профилем турбулентной скорости и учетом вращения, см. раздел 5).

Наблюдаемые и модельные карты  $\text{HCO}^+(1-0)$  центральных областей ядер приведены на рис. 3. Значения физических параметров, соответствующих минимуму функции ошибки, а также неопределенности этих оценок, соответствующие границам доверительных диапазонов, приведены в табл. 2.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

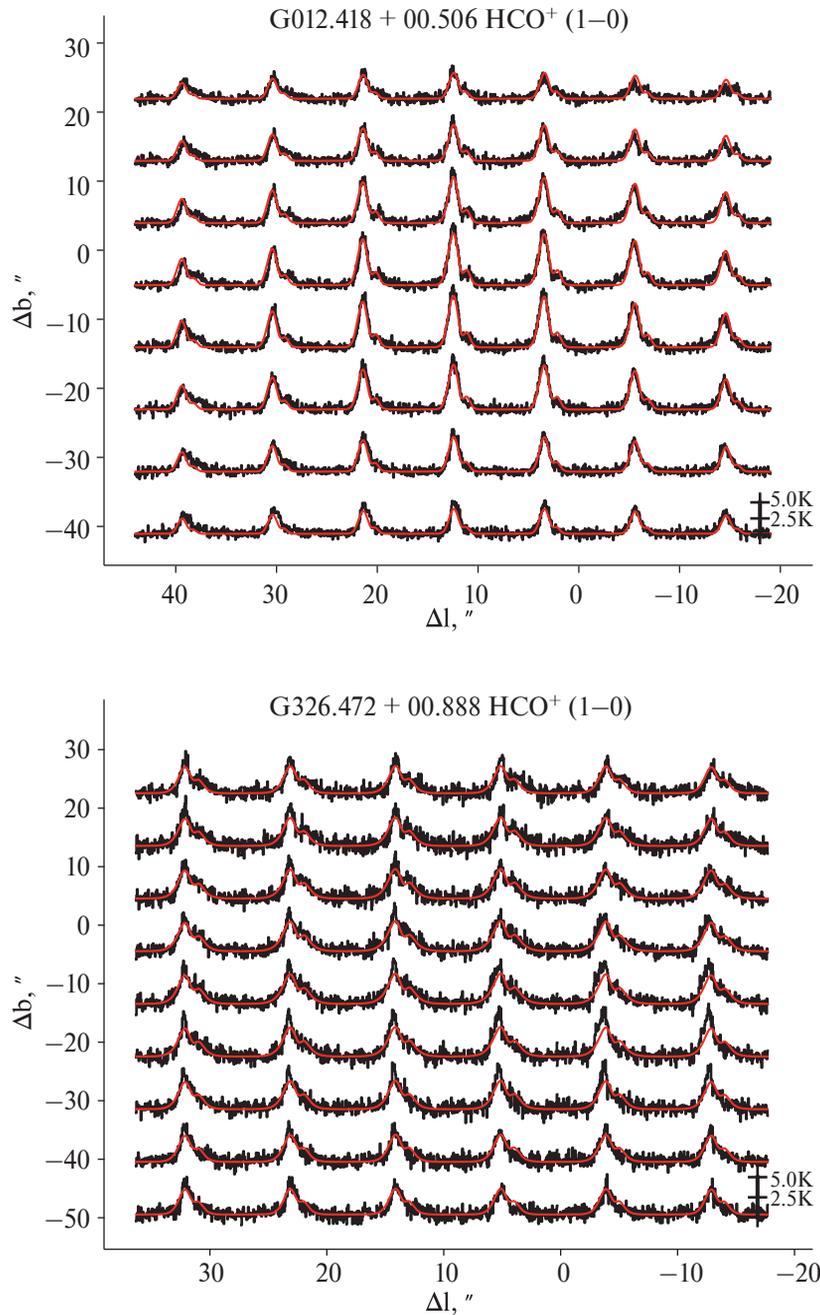
Плотные ядра MALT90, вошедшие в выборку, представляют собой области образования массивных звезд, находящихся на различных стадиях эволюции. Наиболее ранний этап развития, вероятно, представляет ядро G326.472, где нет указаний на наличие внутренних источников. Тем не менее, ширины оптически тонких линий в центральных об-

ластях данного ядра выше, чем на периферии, указывая на повышенную степень динамической активности в центре (турбулентность, систематические движения), которая может быть связана с процессом звездообразования. Остальные четыре ядра находятся, по-видимому, на более поздних стадиях, на что указывает наличие в них источников IRAS с высокими светимостями, зон H II, источников мазерного излучения и иных источников (см. раздел 3). Среди них выделяется ядро G328.567, связанное с протяженной зоной H II, крупномасштабным биполярным истечением и скоплением инфракрасных источников, где нет данных о наличии мазерных источников. При этом центр области излучения  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  в данном ядре смещен относительно центра  $\text{HCO}^+(1-0)$ , указывая на химическую дифференциацию, вероятно, связанную с влиянием массивного молодого звездного объекта. Для остальных ядер морфологии областей излучения  $\text{HCO}^+(1-0)$  и  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ , а также размеры их областей излучения близки. Размеры областей излучения в линии  $\text{HCO}^+(1-0)$  варьируют в диапазоне 0.4–1.0 пк (раздел 3). Наиболее компактным является ядро G012.418. Температуры пыли лежат в диапазоне ~20–35 К [21]. Ядро G328.567 обладает наиболее высокой температурой пыли. Массы ядер, рассчитанных по излучению пыли в континууме, лежат в диапазоне от ~300 до  $\gtrsim 1000 M_\odot$  [37, 40]. Наибольшей массой обладает ядро G335.586. Вириальные массы, рассчитанные по линиям  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  (для G328.567) и  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  (для остальных ядер), близки к оценкам масс, рассчитанным по пыли, в пределах возможных погрешностей, основной вклад в которые, по-видимому, могут быть связаны с неопределенностями кинематических расстояний.

### 5.1. Анализ результатов модельных расчетов

С помощью вписывания модельных карт в наблюдаемые карты  $\text{HCO}^+(1-0)$  и  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  были оценены параметры радиальных зависимостей плотности, турбулентной скорости и скорости сжатия ядер (табл. 2). Результаты модельных расчетов неплохо описывают наблюдаемые спектры (рис. 3). Границы доверительных областей для значений параметров в центре в ряде случаев оказались сильно асимметричны, что, по-видимому, связано с корреляциями между параметрами и нелинейной зависимостью функции ошибки от параметров.

Степенные индексы спадания плотности с расстоянием от центра ( $\alpha_n$ ) лежат в диапазоне ~1.5–2.8. Наиболее низкий индекс получен для ядра G326.472, наиболее высокий — для ядра G335.586. Диапазон доверительных оценок в последнем случае, однако, достаточно широк (+0.4/–0.8). Рассчитанные значения в пределах доверительных оценок сравнимы со значением  $1.6 \pm 0.3$ , полученным из наблюдений в континуу-

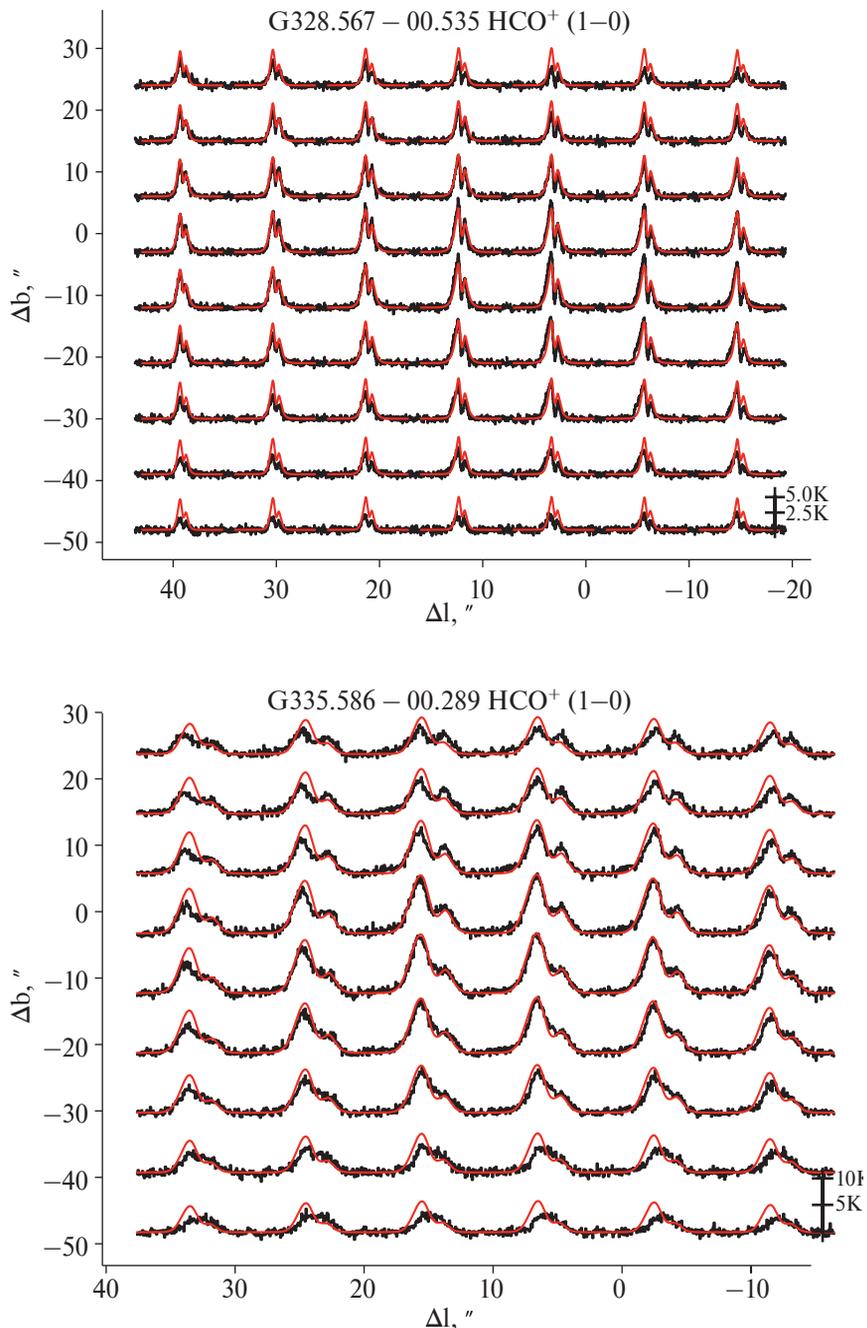


**Рис. 3.** Наблюдаемые и модельные карты ядер MALT90 в линии  $\text{HCO}^+(1-0)$ . По осям отложены величины смещений относительно координат, приведенных в табл. 1. Шкала интенсивностей указана в правом нижнем углу каждого рисунка. Диапазоны скоростей: от 7 до 26 км/с и от  $-52$  до  $-29$  км/с для G012.418 и G326.472 соответственно. Результаты наблюдений показаны черным цветом, красным цветом показаны результаты модельных расчетов, соответствующих полученным оценкам физических параметров (см. табл. 2)

ме для ядер, связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений на различных стадиях эволюции [74]. Для четырех ядер с внутренними источниками значения индексов  $\alpha_n$  с учетом доверительных диапазонов близки к значению 2, предсказываемому теоретическими моделями.

Модельные массы ядер, рассчитанные из значений плотностей в центре ( $n_0$ ) и индексов  $\alpha_n$  (табл. 2), оказались, однако, выше, чем оценки, рассчитанные из данных наблюдений пы-

ли [37, 40], а также рассчитанные нами по данным наблюдений  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  [17]. Наиболее сильное расхождение отмечено для ядер G012.418, G326.472 и G328.567 ( $\gtrsim$  порядка величины). Для ядер G335.586 и G343.127 расхождения не выходят за диапазон доверительных оценок, учитывая большие неопределенности значений  $n_0$  (табл. 2). Также, в результате расчетов турбулентная скорость в центре ядер оказывается достаточно высокой. Наиболее высокое значение получено для G343.127, что может быть связано с наличием мо-



**Рис. 3.** (продолжение 1). Наблюдаемые и модельные карты ядер MALT90 в линии  $\text{HCO}^+(1-0)$ . Диапазоны скоростей: от  $-65$  до  $-30$  км/с и от  $-54$  до  $-39$  км/с для G328.567 и G335.586 соответственно

лекулярного истечения в данном ядре [58], которое является причиной дополнительного уширения линий  $\text{HCO}^+(1-0)$  в центре. С увеличением расстояния от центра турбулентная скорость достаточно резко падает с индексами  $\sim 0.3-0.6$ , достигая значений  $\lesssim 1$  км/с во внешних слоях.

Систематическое превышение модельных масс над независимыми оценками может указывать на общую причину, не связанную с погрешностями оценок параметров. Фактором, приводящим к завышенным оценкам центральных плотностей и, соответственно, масс, может быть недостаточное пространственное разрешение наблю-

дений и вероятная анизотропная структура плотности и поля скоростей, не разрешаемая при наблюдениях. Как показали интерферометрические наблюдения G012.418 и G335.586 [27, 47], центральные области этих ядер сильно неоднородны. Они состоят из фрагментов, обладающих различными скоростями и различной асимметрией линий. Кроме того, газ и пыль в этих областях концентрируются в волокна, вдоль которых, по-видимому, происходят движения газа. Данные наблюдений MALT90 с невысоким угловым разрешением в данном случае дают лишь усредненную информацию об излучении, исходящем из этих об-

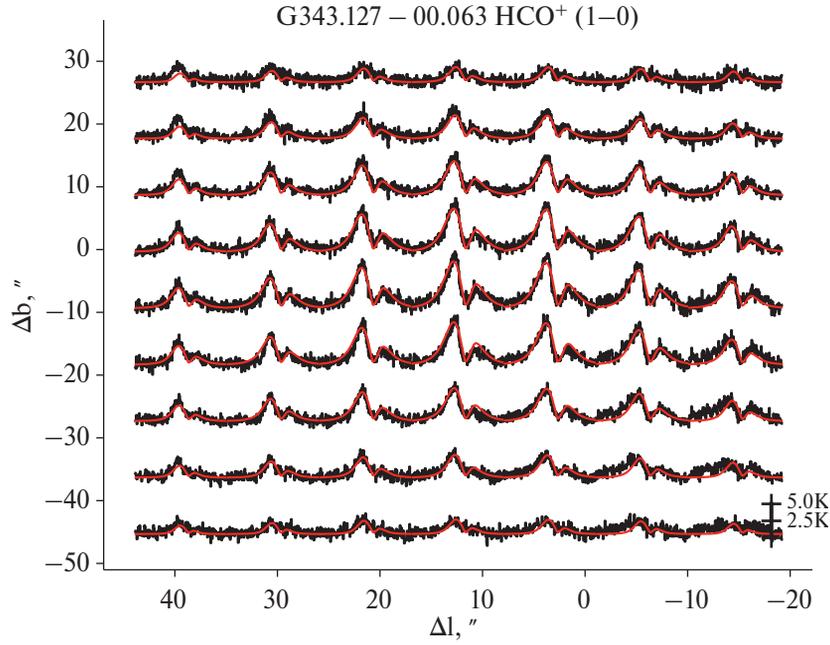


Рис. 3. (продолжение 2). Наблюдаемые и модельные карты ядер MALAT90 в линии  $\text{HCO}^+(1-0)$ . Диапазон скоростей: от  $-42$  до  $-20$  км/с

Таблица 2. Модельные значения физических параметров ядер

Параметр	G012.418+00.506		G326.472+00.888		G328.567-00.535		G335.586-00.289		G343.127-00.063	
$\log(n_0)$	$7.3^{+0.1}_{-1.1}$	7.2	$7.3^{+0.7}_{-0.4}$	6.7	$7.9^{+0.1}_{-0.6}$	7.4	$8.0^{+0.2}_{-1.0}$	7.8	$7.0^{+0.8}_{-0.2}$	6.4
$\alpha_n$	$2.3^{+0.1}_{-0.2}$	1.5	$1.5^{+0.3}_{-0.1}$	1.2	$1.8^{+0.1}_{-0.5}$	1.5	$2.8^{+0.4}_{-0.8}$	2.5	$2.0^{+0.3}_{-0.2}$	1.8
$V_{turb}$ , км/с	$3.7^{+1.4}_{-0.2}$		$10.4^{+3.7}_{-1.1}$		$6.8^{+6.8}_{-1.4}$		$5.0^{+2.9}_{-1.8}$		$17.3^{+0.2}_{-5.8}$	
$\alpha_{turb}$	$0.3^{+0.02}_{-0.1}$		$0.5^{+0.1}_{-0.08}$		$0.35^{+0.23}_{-0.08}$		$0.30^{+0.2}_{-0.05}$		$0.6^{+0.01}_{-0.14}$	
$V_{sys}$ , км/с	$-2.5^{+0.9}_{-0.7}$	-1.9	$-2.3^{+0.5}_{-0.4}$	-5.5	$-1.1^{+0.1}_{-1.1}$	-3.5	$-2.1^{+0.7}_{-0.6}$	-2.7	$-3.0^{+0.3}_{-2.5}$	-3.2
$\alpha_{sys}$	$0.12^{+0.06}_{-0.06}$	0.0	$0.13^{+0.07}_{-0.09}$	0.09	$0.06^{+0.14}_{-0.03}$	0.0	$0.11^{+0.11}_{-0.06}$	0.1	$0.07^{+0.1}_{-0.07}$	0.09
$\log X(\text{HCO}^+)$	$-10.2^{+0.3}_{-0.7}$	-10.7	$-10.9^{+0.4}_{-0.4}$	-10.8	$-10.8^{+0.3}_{-1.1}$	-10.8	$-9.6^{+0.2}_{-0.6}$	-10.0	$-9.6^{+0.3}_{-0.7}$	-9.2

Примечание.  $n_0$ ,  $V_{turb}$  и  $V_{sys}$  представляют собой удвоенные значения параметров в центральном слое с радиусом  $R_0 = 5 \times 10^{-2}$  пк;  $n_0$  имеет размерность  $[\text{см}^{-3}]$ . Справа в каждом столбце для данного объекта приведены результаты расчетов с фиксированным профилем турбулентной скорости (см. текст).

ластей, а применение сферически-симметричной модели может приводить к смещению оценок значений физических параметров. В большей степени данные эффекты могут сказываться на значениях параметров в центре ( $R_0$ ) и в меньшей степени на значениях степенных индексов ( $\alpha_p$ ), определяемых наблюдаемыми спектральными картами всего ядра.

Для проверки того, как значение радиуса центрального слоя влияет на полученные результаты, нами были проведены расчеты для  $R_0 = 6.5 \times 10^{-3}$  пк. Уменьшение  $R_0$  привело к значительному росту плотности в центре ( $\sim$  на 2 порядка), к росту турбулентной скорости в центре ( $\sim$  в 1.5–2 раза) и в меньшей степени привело к изменению значений систематической скорости и степенных индексов. В частности, значения индекса  $\alpha_{sys}$  практически не изменились. Была также проведена проверка, насколько

возможная завышенность оценок турбулентной скорости в центре влияет на смещение оценок других параметров. С этой целью для каждого ядра были заданы фиксированные профили турбулентной скорости, рассчитанные по данным наблюдений линий с малой оптической толщиной ( $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  и/или  $\text{N}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ). Данные профили турбулентных скоростей имели вид, отличный от использованного в модельных расчетах, слабо изменяясь в центральных слоях и спадая до значений  $\lesssim 1$  км/с во внешних. При расчете значений остальных параметров в данном случае использовался метод Нелдера–Мида и программа LOC [73]. В результате центральные плотности  $n_0$  и индексы  $\alpha_n$  уменьшились, что привело к снижению оценок масс; значения  $V_{sys}$  увеличились по абсолютной величине, а значения  $\alpha_{sys}$  практически не изменились. В табл. 2 справа в каждом из столбцов для сравнения приведены значения,

полученные для случая фиксированного профиля турбулентной скорости.

Скорости сжатия в центральном слое лежат в диапазоне примерно от  $-0.6$  до  $-1.5$  км/с. Эти значения близки к оценкам, рассчитанным с помощью модели [8] для ядер G328.567, G335.586 и G343.127 по параметрам наблюдаемых линий  $\text{HCO}^+(1-0)$ , где провал на линиях достаточно явно выражен.

### 5.2. Оценки вращения ядер

На отдельных участках карт (см. рис. 3) соотношение между “синими” и “красными” пиками модельных спектров отличаются от наблюдаемых, что может быть вызвано вращением. Для оценки параметров вращения в ядрах G328.567 и G335.586 была использована программа LOC. Для ядра G328.567 использовались данные  $\text{HCO}^+(1-0)$ , для ядра G335.586 были использованы архивные данные наблюдений APEX-12m в линии  $\text{HCO}^+(3-2)$  (проект C-092.F-9702B-2013), имеющие лучшее отношение сигнала к шуму, чем данные MALT90. Скорость вращения задавалась в виде:  $V_{rot} (R_0/r)^{\alpha_v}$ . Ось вращения принималась лежащей в картинной плоскости в направлении минимума градиента карты первого момента  $\text{HCO}^+(1-0)$ . При вписывании модельных карт в наблюдаемые свободными параметрами были выбраны  $n_0$ ,  $V_{sys}$ ,  $\alpha_n$  и  $\alpha_{sys}$ , а также параметры вращения ( $V_{rot}$  и  $\alpha_v$ ) и распространенность молекул  $\text{HCO}^+$ . Профиль турбулентной скорости полагался фиксированным. Оптимальные параметры вращения рассчитывались с помощью метода Нелдера–Мида и приведены в табл. 3. Полученные спектральные карты приведены на рис. 4. В результате расчетов величина функции ошибки уменьшилась на 20% для G328.567 и на 50% у G335.586. Для ядра G328.567 индекс  $\alpha_v$  оказался близок к 0.4, что может указывать на закон вращения, близкий к кеплеровскому. Учет вращения в этом ядре привел к существенно уменьшению оценки  $V_{sys}$  (ср. соответствующие значения из табл. 2, правый столбец, и из табл. 3). Степенной индекс радиального профиля скорости сжатия не изменился. Для G335.586 скорость вращения слабо зависит от радиального расстояния. Данная область может находиться на более ранней стадии эволюции по сравнению с G328.567, где существует крупномасштабное биполярное истечение и, вероятно, дисковая структура. Этот вывод согласуется с результатами модельных расчетов из работы [75], где показано, что первичный диск на ранней стадии эволюции может вращаться по закону, близкому к твердотельному. Альтернативным объяснением вариаций асимметрии линий в ядре G335.586 может являться анизотропный характер аккреции, связанный с потоками газа вдоль волокон [76]. Для получения более определенных выводов нужно проводить дальнейшие наблюдательные

исследования данного ядра, которые позволят оценить его кинематику в целом.

### 5.3. Профили скорости в газе, окружающем ядра

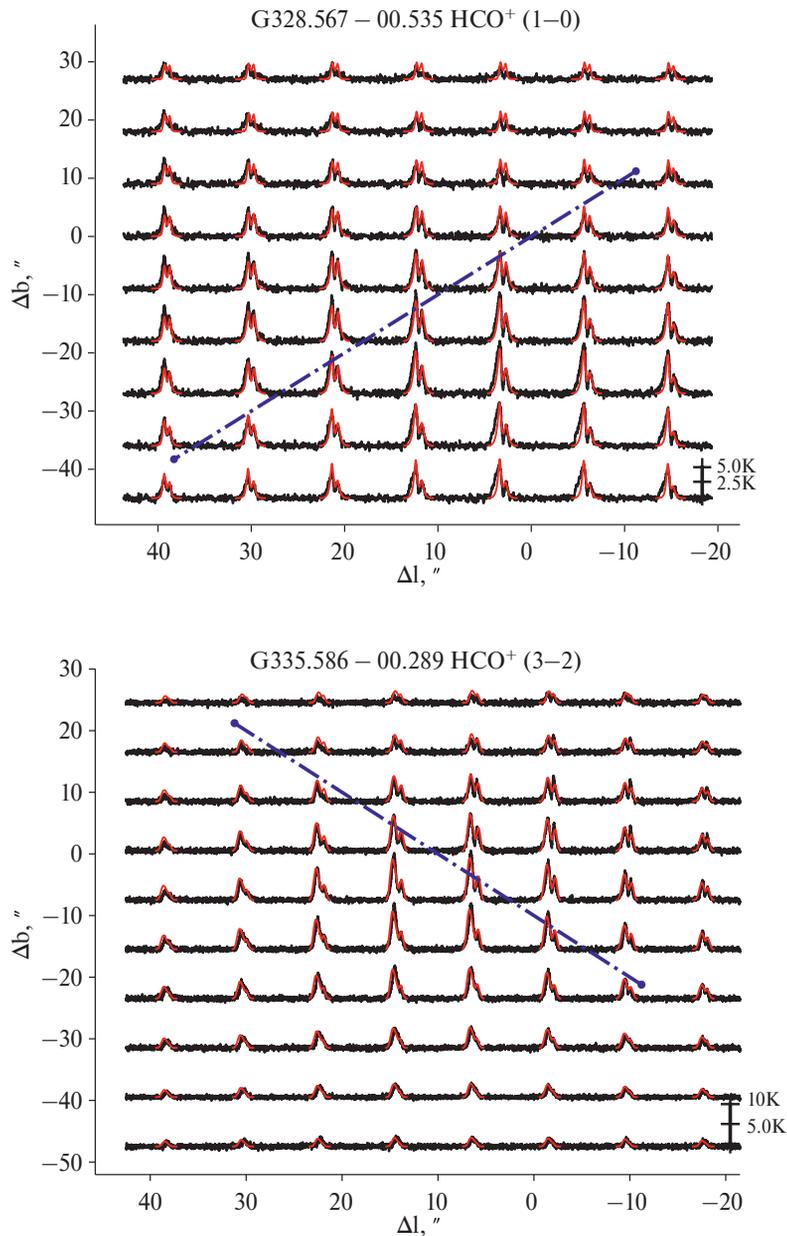
Одним из результатов нашего анализа явилось то, что скорости сжатия ядер практически не зависят от радиального расстояния. Этот факт может быть связан с тем, что ядра не являются изолированными объектами, а находятся в состоянии глобального сжатия, при этом из окружающего облака к ним, вероятно, осуществляется поступление газа. Для поиска указаний на существование таких процессов необходим анализ кинематики окружающего газа по данным наблюдений в линиях, возбуждающихся при меньших плотностях, и на масштабах, превышающих масштабы ядер.

Три ядра из нашей выборки (G012.418+00.506, G335.586–00.289 и G343.127–00.063) наблюдались в рамках обзора SEDIGISM в линиях  $^{13}\text{CO}(2-1)$  и  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ <sup>5</sup>. Линия  $^{13}\text{CO}(2-1)$  является индикатором газа с более низкой плотностью, чем  $\text{HCO}^+(1-0)$  ( $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ ). На рис. 5 представлены карты областей, включающих в себя ядра, в линии  $^{13}\text{CO}(2-1)$  (левые панели), профили скорости, рассчитанные по линиям  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , и профили интегральных интенсивностей (правые панели). На картах отмечены позиции, для которых были рассчитаны скорости линий  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . Скорости линий  $^{13}\text{CO}(2-1)$  в большинстве случаев близки к соответствующим скоростям оптически тонких линий  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ . Оказалось, что во всех случаях в направлении ядер наблюдается уменьшение скорости (до  $\gtrsim 1$  км/с) по сравнению со скоростями окружающего газа (профиль скорости “V”-типа). Это может быть связано с потоками окружающего газа к ядру, расположенному на луче зрения ближе к наблюдателю (см., напр., [77, 78]). На правых панелях рис. 5 плавными кривыми показаны результаты вписывания в данные наблюдений проекций радиального профиля скорости газа в волокне, вдоль которого направлен поток:  $V(L) = V_{LSR} - V_{SYS}(L) \cos A$  (см. напр., [77]). В приведенной формуле  $L = r \sin A$  есть проекция радиального расстояния  $r$  на картинную плоскость,  $A$  есть угол между направлением радиальных движений газа и лучом зрения. Радиальный профиль скорости задавался в виде  $V_{SYS} \propto r^{-\alpha}$ . Кривые соответствуют трем различным значениям  $\alpha$ . Модельные профили для  $\alpha \lesssim 0.5$  для всех трех ядер лучше описывают данные по сравнению с  $\alpha = 1$ , при этом модель с  $\alpha = 0.1$  имеет несколько меньшую невязку и, таким образом, может быть более предпочтительна по сравнению с  $\alpha = 0.5$ . Анализ профилей ско-

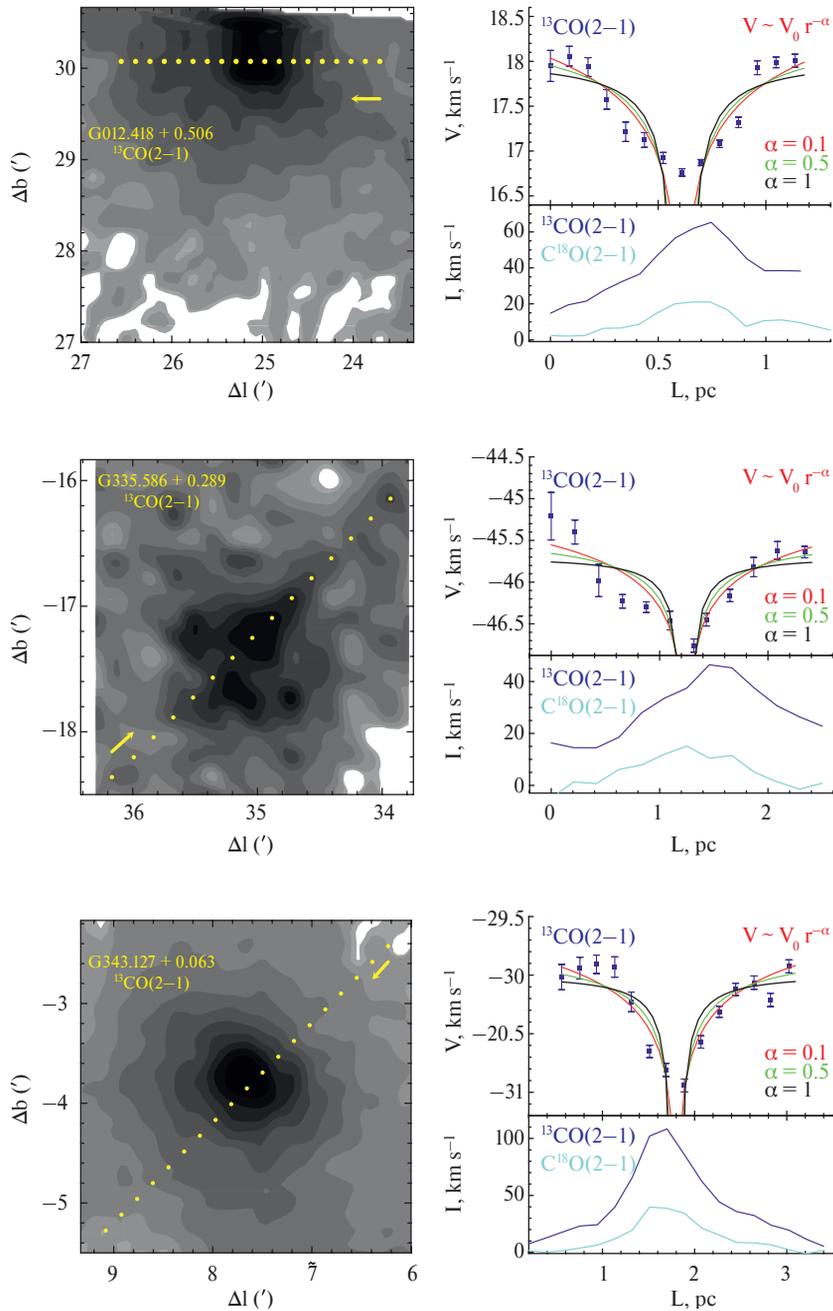
<sup>5</sup> База данных SEDIGISM (<https://sedigism.mpifr-bonn.mpg.de/index.html>) создана Джеймсом Уркухартом (James Urquhart) и поддерживается институтом радиоастрономии Макса Планка.

Таблица 3. Модельные значения физических параметров ядер с учетом вращения

Параметр	G328.567–00.535	G335.586–00.289
$\log(n_0)$	7.8	6.7
$\alpha_n$	1.9	2.2
$V_{sys}$ , км/с	–0.8	–2.7
$\alpha_{sys}$	0.0	0.1
$V_{rot}$ , км/с	2.3	0.8
$\alpha_v$	0.4	0.1
$\log X(\text{HCO}^+)$	–10.5	–9.0



**Рис. 4.** Наблюдаемые (черные) и модельные (красные) карты ядра G328.567–0.535 в линии HCO<sup>+</sup>(1–0) и ядра G335.586–0.289 в линии HCO<sup>+</sup>(3–2). Диапазоны скоростей: от –65 до –30 км/с и от –55 до –35 км/с для G328.567 и G335.586 соответственно. Модельные спектры рассчитаны в рамках модели с радиальными и вращательными движениями и соответствуют оценкам физических параметров из табл. 3. Синими линиями показаны оси вращения. Выше осей вращательные движения направлены на наблюдателя, ниже — от наблюдателя



**Рис. 5.** Карты интегральных интенсивностей  $^{13}\text{CO}(2-1)$  для трех ядер из выборки по данным SEDIGISM [17] (слева). По осям отложены смещения относительно галактических координат центров областей:  $(12^\circ, 0^\circ)$ ,  $(335^\circ, 0^\circ)$ ,  $(343^\circ, 0^\circ)$  соответственно. На картах отмечены позиции, для которых из гауссовой аппроксимации линий  $^{13}\text{CO}(2-1)$  рассчитаны скорости центров линий и их ошибки. Стрелочками указаны направления, вдоль которых рассчитывались профили скорости и интегральных интенсивностей  $^{13}\text{CO}(2-1)$  и  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ . Эти профили, пересчитанные из угловых единиц в линейные с учетом расстояний до объектов (табл. 1), приведены на графиках справа. Плавные кривые разных цветов соответствуют результатам вписывания модельных зависимостей скорости от расстояния с разными степенными показателями

рости, построенных в перпендикулярных направлениях к показанным на рис. 5, не выявил особенностей “V”-типа для G012.418 и G335.586, что указывает на анизотропный характер движений газа извне к этим ядрам. В ядре G343.127 такая особенность отмечена и вдоль перпендикулярного направления, потоки газа здесь могут быть более изотропными.

Суммируя полученные результаты, отметим, что для всех пяти массивных ядер, связанных с областями образования массивных звезд на различных стадиях эволюции, степенной индекс радиального профиля скорости сжатия оказался практически плоским, отличаясь от значения 0.5, соответствующего режиму свободного падения газа на протозвезду. Профили скорости в окру-

жающем газе меньшей плотности, рассчитанные по данным  $^{13}\text{CO}(2-1)$  в ядрах G012.418, G335.586 и G343.127, указывают на существование потоков, профили скорости которых имеют индексы  $\lesssim 0.5$ . По-видимому, ядра неравновесны и взаимодействуют с окружающим газом. Это согласуется с выводами работ [27, 47] о глобальном коллапсе ядер G012.418 и G335.586. Для этих ядер потоки извне происходят, по-видимому, вдоль крупномасштабных волокон, в то время как для ядра G343.127 поступление газа извне может осуществляться относительно изотропно. Таким образом, полученные результаты соответствуют теоретическим моделям, рассматривающих ядра, как неравновесные объекты, находящиеся в состоянии глобального коллапса (см., напр., [3, 7]). Для подтверждения полученных выводов о кинематике газа в ядрах и окружающем их газе, а также для получения более строгих оценок физических параметров необходимы дальнейшие исследования на различных масштабах как уже исследованных ядер, так и новых объектов, связанных с областями образования массивных звезд, с лучшим угловым разрешением и лучшей чувствительностью.

## 6. ВЫВОДЫ

С целью исследования характеристик сжимающихся массивных ядер проведен анализ данных спектральных наблюдений объектов G012.418+00.506, G326.472+00.888, G328.567–00.535, G335.586–00.289 и G343.127–00.063 из базы данных MALT90. Объекты обладают плотными ядрами, которые связаны с областями образования массивных звезд, находящихся на различных стадиях эволюции. Ядро G326.472+00.888, для которого нет указаний на существование внутренних источников, по-видимому, находится на наиболее ранней стадии эволюции по сравнению с другими. Оптически толстые линии  $\text{HCO}^+(1-0)$  во всех ядрах обладают “синей” асимметрией и провалом, в то время как линии с меньшей оптической толщиной ( $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ ) относительно симметричны, что может указывать на сжатие.

Анализ данных с помощью вписывания спектральных карт, рассчитанных в рамках сферически-симметричной модели ядра с использованием алгоритма минимизации функции ошибки [9], в наблюдаемые карты позволил рассчитать оптимальные значения параметров радиальных профилей плотности, турбулентной скорости и скорости сжатия в ядрах. Степенной индекс спада плотности с расстоянием от центра варьирует в диапазоне  $\sim 1.5-2.8$ , наименьшее значение индекса получено для ядра G326.472+00.888. Турбулентная скорость убывает с индексом  $\sim 0.3-0.6$ . Скорость сжатия ядер слабо

зависит от расстояния от центра, степенной индекс спада скорости сжатия с расстоянием от центра составил  $\sim 0.1$  для всех ядер, что отличается от значения 0.5 для режима свободного падения. В ядрах G328.567–00.535 и G335.586–00.289 помимо радиальных движений есть указания на вращение. Для G328.567–00.535 закон вращения близок к кеплеровскому, для G335.586–00.289 профиль скорости вращения близок к плоскому.

Используя данные  $^{13}\text{CO}(2-1)$  из обзора SEDIGISM, для трех областей построены профили скорости. В направлении ядер обнаружены особенности “V”-типа, которые могут быть связаны с потоками газа на ядро. Вписывание проекций функции вида  $r^{-\alpha}$  в полученные диаграммы указывает на предпочтительность профилей с индексами  $\alpha \lesssim 0.5$ .

Полученные результаты указывают на то, что рассмотренные массивные ядра взаимодействуют со своим окружением и находятся, по-видимому, в состоянии глобального коллапса.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта № РФФ-23-22-00139.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту Я. Н. Павлюченкову за ценные замечания и дополнения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J.C. Tan, M.T. Beltrán, P. Caselli, F. Fontani, A. Fuente, M.R. Krumholz, C.F. McKee, and A. Stolte*, in *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. *A. Whitworth and D. Summers*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 214, 1 (1985).
4. *F.H. Shu*, *Astrophys. J.* 214, 488 (1977).
5. *C.F. McKee and J.C. Tan*, *Astrophys. J.* 585(2), 850 (2003).
6. *I.A. Bonnell, M.R. Bate, C.J. Clarke, and J.E. Pringle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 323(4), 785 (2001).
7. *E. Vázquez-Semadeni, A. Palau, J. Ballesteros-Paredes, G.C. Gómez, M. Zamora-Avilés*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 490(3), 3061 (2019).
8. *P.C. Myers, D. Mardones, M. Tafalla, J.P. Williams, and D.J. Wilner*, *Astrophys. J. Letters* 465, L133 (1996).
9. *Л.Е. Пирогов, П.М. Землянуха*, *Астрон. журн.* 98(2), 102 (2021).

10. Y.-X. He, J.-J. Zhou, J. Esimbek, W.-G. Ji, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 461(3), 2288 (2016).
11. Л.Е. Пирогов, В.М. Шульга, И.И. Зинченко, П.М. Землянуха, А.Н. Патока, М. Томассон, *Астрон. журн.* 93, 871 (2016).
12. H. Yoo, K.-T. Kim, J. Cho, M. Choi, J. Wu, N.J. Evans, II, and L.M. Ziurys, *Astrophys. J. Suppl.* 235(2), id. 31 (2018).
13. Л.Е. Пирогов, П.М. Землянуха, Е.М. Домбек, М.А. Воронков, *Астрон. журн.* 100, 1217 (2023).
14. J.M. Jackson, J.M. Rathborne, J.B. Foster, J.S. Whitaker, et al., *Publ. Astron. Soc. Australia* 30, id. e057 (2013).
15. F. Schuller, K.M. Menten, Y. Contreras, F. Wyrowski, et al., *Astron. and Astrophys.* 504(2), 415 (2009).
16. S. Molinari, B. Swinyard, J. Bally, M. Barlow, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* 122(889), 314 (2010).
17. F. Schuller, J.S. Urquhart, T. Csengeri, D. Colombo, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 500(3), 3064 (2021).
18. T. Umemoto, T. Minamidani, N. Kuno, S. Fujita, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* 69(5), id. 78 (2017).
19. J.M. Rathborne, J.S. Whitaker, J.M. Jackson, J.B. Foster, et al., *Publ. Astron. Soc. Australia* 33, id. e030 (2016).
20. N.J. Evans, II, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 37, 311 (1999).
21. J.S. Urquhart, M.R.A. Wells, T. Pillai, S. Leurini, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 510(3), 3389 (2022).
22. A.E. Guzman, P. Sanhueza, Y. Contreras, H.A. Smith, J.M. Jackson, S. Hoq, and J.M. Rathborne, *Astrophys. J.* 815(2), id. 130 (2015).
23. *Galactic Legacy Infrared Midplane Survey Extraordinaire (GLIMPSE)*, <https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/GLIMPSE/>
24. N. Issac, A. Tej, T. Liu, W. Varricatt, S. Vig, C.H. Ishwara Chandra, and M. Schultheis, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 485(2), 1775 (2019).
25. C.J. Cyganowski, B.A. Whitney, E. Holden, E. Braden, et al., *Astron. J.* 136(6), 2391 (2008).
26. X. Chen, Z.-Q. Shen, J.-J. Li, Y. Xu, and J.-H. He, *Astrophys. J.* 710(1), 150 (2010).
27. A. Saha, A. Tej, H.-L. Liu, T. Liu, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 516(2), 1983 (2022).
28. J.S. Urquhart, M.G. Hoare, C.R. Purcell, S.L. Lumsden, et al., *Astron. and Astrophys.* 501(2), 539 (2009).
29. Y.L. Shirley, N.J. Evans, II, K.E. Young, C. Knez, D.T. Jaffe, *Astrophys. J. Suppl.* 149(2), 375 (2003).
30. C.J. Cyganowski, J. Koda, E. Rosolowsky, S. Towers, J. Donovan Meyer, F. Egusa, R. Momose, and T.P. Robitaille, *Astrophys. J.* 764(1), id. 61 (2013).
31. R. Cesaroni, F. Palagi, M. Felli, M. Catarzi, G. Comoretto, S. Di Franco, C. Giovanardi, and F. Palla, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 76, 445 (1988).
32. B.E. Svoboda, Y.L. Shirley, C. Battersby, E.W. Rosolowsky, et al., *Astrophys. J.* 822(2), id. 59 (2016).
33. X. Chen, S.P. Ellingsen, Z.-Q. Shen, A. Titmarsh, C.-G. Gan, *Astrophys. J. Suppl.* 196(1), id. 9 (2011).
34. W. Yang, Y. Xu, X. Chen, S.P. Ellingsen, D. Lu, B. Ju, and Y. Li, *Astrophys. J. Suppl.* 231(2), id. 20 (2017).
35. H. Nguyen, M.R. Rugel, C. Murugesan, K.M. Menten, et al., *Astron. and Astrophys.* 666, id. A59 (2022).
36. D.A. Ladeyschikov, O.S. Bayandina, and A.M. Sobolev, *Astron. J.* 158(6), id. 233 (2019).
37. T. Csengeri, S. Bontemps, F. Wyrowski, S.T. Megeath, F. Motte, A. Sanna, M. Wienen, and K.M. Menten, *Astron. and Astrophys.* 601, id. A60 (2017).
38. T. Mauch, T. Murphy, H.J. Buttery, J. Curran, R.W. Hunstead, B. Piestrzynski, J.G. Robertson, and E.M. Sadler, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 342(4), 1117 (2003).
39. N.-P. Yu, J.-L. Xu, J.-J. Wang, and X.-L. Liu, *Astrophys. J.* 865(2), id. 135 (2018).
40. Y. Lin, T. Csengeri, F. Wyrowski, J.S. Urquhart, F. Schuller, A. Weiss, and K.M. Menten, *Astron. and Astrophys.* 631, id. A72 (2019).
41. T. Culverhouse, P. Ade, J. Bock, M. Bowden, et al., *Astrophys. J. Suppl.* 195(1), id. 8 (2011).
42. J.P. Phillips and J.A. Pérez-Grana, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 393(2), 354 (2009).
43. F. Fontani, M.T. Beltran, J. Brand, R. Cesaroni, L. Testi, S. Molinari, and C.M. Walmsley, *Astron. and Astrophys.* 432(3), 921 (2005).
44. G.C. MacLeod, D.J. van der Walt, A. North, M.J. Gaylard, J.A. Galt, and G.H. Moriarty-Schieven, *Astron. J.* 116(6), 2936 (1998).
45. R.J. Cohen, M.R.W. Masheded, and J.L. Caswell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 274(3), 808 (1995).
46. N. Peretto and G.A. Fuller, *Astron. and Astrophys.* 505(1), 405 (2009).
47. F.-W. Xu, K. Wang, T. Liu, P.F. Goldsmith, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 520(3), 3259 (2023).
48. K. Ishihara, P. Sanhueza, F. Nakamura, M. Saito, et al., arXiv:2407.06845 [astro-ph.GA] (2024).
49. M. Anderson, N. Peretto, S.E. Ragan, A.J. Rigby, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 508(2), 2964 (2021).
50. A.J. Walsh, C.R. Purcell, S.N. Longmore, S.L. Breen, J.A. Green, L. Harvey-Smith, C.H. Jordan, and C. Macpherson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 442(3), 2240 (2014).
51. S.L. Breen, J.L. Caswell, S.P. Ellingsen, and C.J. Phillips, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 406(3), 1487 (2010).
52. J.L. Caswell, J.A. Green, and C.J. Phillips, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 439(2), 1680 (2014).

53. *M.A. Voronkov, J.L. Caswell, S.P. Ellingsen, J.A. Green, and S.L. Breen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 439(3), 2584 (2014).
54. *S.L. Breen, Y. Contreras, J.R. Dawson, S.P. Ellingsen, M.A. Voronkov, and T.P. McCarthy*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 484(4), 5072 (2019).
55. *X. Chen, S.P. Ellingsen, Z.-Q. Shen, A. Titmarsh, and C.-G. Gan*, Cong-Gui, Astrophys. J. Suppl. 196(1), id. 9 (2011).
56. *A.J. Walsh, M.G. Burton, A.R. Hyland, and G. Robinson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 301(3), 640 (1998).
57. *J.L. Caswell*, Publ. Astron. Soc. Australia 26(4), 454 (2009).
58. *G. Garay, D. Mardones, L. Bronfman, K.J. Brooks, et al.*, Astron. and Astrophys. 463(1), 217 (2007).
59. *G. Garay, K.J. Brooks, D. Mardones, and R.P. Norris*, Astrophys. J. 587(2), 739 (2003).
60. *L.F. Rodriguez, G. Garay, K.J. Brooks, and D. Mardones*, Astrophys. J. 626(2), 953 (2005).
61. *L.A. Zapata, G. Garay, A. Palau, L.F. Rodriguez, M. Fernandez-Lopez, R. Estalella, and A. Guzman*, Astrophys. J. 872(2), id. 176 (2019).
62. *J.R. Forster and J.L. Caswell*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 137, 43 (1999).
63. *H.-H. Qiao, A.J. Walsh, J.A. Green, S.L. Breen, et al.*, Astrophys. J. Suppl. 227(2), id. 26 (2016).
64. *V.I. Slysh, S.V. Kalenskii, I.E. Valts, and R. Otrupcek*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 268(2), 464 (1994).
65. *L. Pirogov, I. Zinchenko, P. Caselli, and L.E.B. Johansson*, Astron. and Astrophys. 461(2), 523 (2007).
66. *L. Pirogov, I. Zinchenko, P. Caselli, L.E.B. Johansson, and P.C. Myers*, Astron. and Astrophys. 405, 639 (2003).
67. *Y. Pavlyuchenkov, D. Wiebe, R. Launhardt, and T. Henning*, Astrophys. J. 645(2), 1212 (2006).
68. *S. Terebey, C.J. Chandler, and P. Andre*, Astrophys. J. 414, 759 (1993).
69. *S.D. Doty and C.M. Leung*, Astrophys. J. 424, 729 (1994).
70. *Y.N. Pavlyuchenkov, D.S. Wiebe, A.M. Fateeva, and T.S. Vasyunina*, Astron. Rep. 55(1), 1 (2011).
71. *Y.N. Pavlyuchenkov, A.G. Zhilkin, E.I. Vorobyov, and A.M. Fateeva*, Astron. Rep. 59(2), 133 (2015).
72. *D.R. Flower*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 305(3), 651 (1999).
73. *M. Juvela*, Astron. and Astrophys. 644, id. A151 (2020).
74. *L.E. Pirogov*, Astron. Rep. 53(12), 1127 (2009).
75. *S.A. Khaibrakhmanov, A.E. Dudorov, N.S. Kargaltseva, and A.G. Zhilkin*, Astron. Rep. 65(8), 693 (2021).
76. *M.R.A. Wells, H. Beuther, S. Molinari, P. Schilke, et al.*, Astron. and Astrophys. 690, id. A185 (2024).
77. *A. Hacar, J. Alves, M. Tafalla, and J.R. Goicoechea*, Astron. and Astrophys. 602, id. L2 (2017).
78. *J.W. Zhou, F. Wyrowski, S. Neupane, J.S. Urquhart, et al.*, Astron. and Astrophys. 676, id. A69 (2023).

**PROPERTIES OF CONTRACTING MASSIVE PROTOSTELLAR CORES****© 2025 L. E. Pirogov\*, P. M. Zemlyanukha, E. M. Dombek***Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,  
Nizhny Novgorod, Russia**\*e-mail: pirogov@appl.sci-nnov.ru*

Studies of the structure and kinematics of cores associated with the regions of massive star and star cluster formation are necessary for constructing scenario for the evolution of these objects. We analyzed spectral maps of massive cores G012.418+00.506, G326.472+00.888, G328.567–00.535, G335.586–00.289 and G343.127–00.063 from the MALT90 survey in the HCO<sup>+</sup>(1–0) and H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1–0) lines. The cores are at different stages of evolution and have signs of contraction. By fitting spectral maps calculated within the framework of the spherically-symmetric model into the observed ones, the parameters of the density, turbulent velocity, and contraction velocity radial profiles are calculated. The power-law index of the density decay with distance from the center varies in the range of ~1.5–2.8, the lowest value is obtained for the core G326.472+00.888 without internal sources. The contraction velocity in all the cores depends weakly on the distance from the center, decreasing with the index ~0.1, which differs from the free-fall regime. For the cores G328.567–00.535 and G335.586–00.289 there are indications of rotation. Analysis of the <sup>13</sup>CO(2–1) data from the SEDIGISM survey for the G012.418+00.506, G335.586–00.289 and G343.127–00.063 regions has revealed motions from surrounding gas to the cores. The results obtained indicate that the massive cores under consideration interact with their environment and are apparently in a state of global collapse.

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