

ОТНОШЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ H^{13}CN – HN^{13}C КАК ИНДИКАТОР ТЕМПЕРАТУРЫ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

© 2022 г. А. Г. Пазухин^{1, 2, *}, И. И. Зинченко^{1, 2, **}, Е. А. Трофимова^{1, ***}, К. Хенкель^{3, 4, ****}

¹ Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

³ Институт радиоастрономии общества Макса Планка, Бонн, ФРГ

⁴ Университет имени короля Абдул-Азиза, Джидда, Саудовская Аравия

*E-mail: pazukhinandrey@bk.ru

**E-mail: zin@ipfran.ru

***E-mail: tea@ipfran.ru

****E-mail: chenkel@mpifr-bonn.mpg.de

Поступила в редакцию 02.09.2022 г.

После доработки 10.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

С помощью 30-м радиотелескопа IRAM были проведены наблюдения нескольких областей образования массивных звезд на длинах волн 3–4 и 2 мм. Температура газа в источниках оценивалась по линиям CH_3CCN и по полученным при наблюдениях на 100-м радиотелескопе в Эффельсберге линиям молекулы NH_3 . В результате были получены корреляции отношения интенсивностей переходов $J = 1-0$ молекул H^{13}CN – HN^{13}C и кинетической температуры. Полученные результаты позволяют предложить использование отношения интенсивностей H^{13}CN – HN^{13}C как возможный индикатор температуры межзвездных облаков. Полученные оценки кинетической температуры сравнены с оценками температуры пыли T_{dust} . В результате значимой корреляции не было обнаружено.

Ключевые слова: звездообразование, межзвездная среда, молекулярные облака, температура

DOI: 10.31857/S0004629922110159

1. ВВЕДЕНИЕ

Молекула цианистого водорода HCN и изомер HNC широко распространены в межзвездной среде. Известно, что отношение содержаний HCN/HNC сильно зависит от кинетической температуры. Например, в работе [1] получено, что отношение содержаний в протозвездных объектах большой массы составляет 4, тогда как в горячих ультракомпактных областях H II среднее значение равно 9. В работе [2] предложено использовать отношение интенсивностей линий HCN к HNC в качестве индикатора температуры на основе наблюдений за волокном интегральной формы в Орионе.

Основным путем образования изомеров HCN и HNC является диссоциативная рекомбинация иона HCNH^+ с электроном:



Реакции происходят примерно с одинаковой вероятностью [3], а различия в распространенности

между HCN и HNC во многом определяются реакциями разрушения и изомеризации HNC. К ним относятся следующие реакции (напр., [4]):



Энергетический барьер для реакции (2) равен 200 К [4], для реакции (3) – 20 К, что определяет доминирующую роль реакции (3) при низких температурах порядка 50 К [2]. Однако классические рассчитанные энергетические барьеры составляют 1200 и 2000 К соответственно (см. подробнее в [4]).

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

2.1. Наблюдения на 30-м радиотелескопе Института миллиметровой астрономии (IRAM)

В сентябре 2019 г. при помощи 30-м радиотелескопа Института миллиметровой астрономии (IRAM) на Пико Велета были проведены наблюдения нескольких областей образования массив-

Таблица 1. Список источников

Объект	α (2000)			δ (2000)			V_{lsr} , км/с	d , кпк	Примечание
L 1287	00 ^h	36 ^m	47.5 ^s	63°	29′	02.1″	−17.7	0.93	G121.30+0.66, IRAS 00338+6312
S 187	01	23	15.4	61	49	43.1	−14.0	1.0	G126.68−0.81, IRAS 01202+6133
S 231	05	39	12.9	35	45	54.0	−16.6	2.3	G173.48+2.45, IRAS 05358+3543
DR 21(OH)	20	39	00.6	42	22	48.9	−03.8	1.5	G81.72+0.57
NGC 7538	23	13	44.7	61	28	09.7	−57.6	2.8	G111.54+0.78, IRAS 23116+6111

Примечание. Расстояния до объектов взяты из работ [5–7].

ных звезд на длинах волн 2 и 3–4 мм (в рамках проекта 041–19). Список источников приведен в табл. 1. В настоящей работе обсуждается часть полученных данных. В табл. 2 приведен соответствующий список линий молекул. Частота переходов и энергия верхнего уровня взяты из каталога CDMS¹.

Ширина основного лепестка диаграммы направленности на уровне половины интенсивности на обсуждаемых частотах составляла от $\sim 30''$ до $\sim 16''$. Антенная температура T_A^* была приведена к значениям температуры в основном лепестке T_{mb} , используя значение эффективности основного лепестка B_{eff} , которое определялось по формуле Рузе в соответствии с рекомендациями IRAM и составило 0.72–0.82. Минимальная шумовая температура системы составляла ~ 100 К в диапазоне 3 мм и ~ 200 К в диапазоне 2 мм.

Наблюдения проводились методом непрерывного картирования (OTF, On The Fly) площадки размером $200'' \times 200''$ в режиме полной мощности. Опорная позиция выбиралась со сдвигом на $10'$ по прямому восхождению. В некоторых протяженных источниках – DR 21(OH), NGC 7538 – наблюдались две частично перекрывающиеся площадки. Точность наведения проверялась периодически по наблюдениям близких источников континуума.

2.2. Наблюдения на 100-м радиотелескопе Института радиоастрономии Общества Макса Планка в Эффельсберге

При помощи 100-метрового телескопа вблизи Эффельсберга (Германия) 9 декабря 2019 г. мы провели наблюдения мазерного перехода H_2O на частоте 22 ГГц, а также инверсионных линий аммиака (1, 1), (2, 2) и (3, 3). Ширина основного лепестка диаграммы направленности на уровне половины интенсивности составляла $\sim 40''$. Измерения проводились методом непрерывного картирования с использованием приемника K -диапазона во вторичном фокусе с двойной полосой пропускания

300 МГц, включая упомянутые выше линии H_2O в одной полосе и NH_3 в другой полосе. Карты размером $5' \times 5'$ получены со скоростью сканирования $20''$ в секунду по прямому восхождению, интервалы между сканами $15'$. Опорная позиция была смещена на $+15'$ по азимуту. Погодные условия включали слабый дождь при небольшой скорости ветра (~ 2 м/с).

При калибровке использовался источник NGC 7027 с плотностью потока 5.5 Ян на частоте 22 ГГц [8]. Антенная температура T_A^* была получена путем умножения наблюдаемых интенсивностей на T_{cal} и с учетом поглощения в атмосфере².

2.3. Обработка данных

Для обработки данных была использована программа CLASS пакета GILDAS³. Весь набор данных IRAM-30m и Effelsberg-100m был приведен к одинаковому пространственному разрешению $40''$. После вычитания базовой линии и процедуры сглаживания спектральное разрешение для данных Effelsberg-100m составило ~ 0.46 км/с.

При анализе были использованы карты интегральной интенсивности ($I = \int T_{\text{mb}} dV$ в единицах [К км/с]) в диапазоне скоростей $[V_{\text{lsr}} - 10, V_{\text{lsr}} + 10]$ для HCN, H^{13}CN и $[V_{\text{lsr}} - 4, V_{\text{lsr}} + 4]$ для HNC, HN^{13}C . Стоит отметить, что в источнике DR 21(OH) наблюдаются два скоростных компонента ~ -4 и ~ 0 км/с (см. подробнее [9]). В процессе обработки компоненты были разделены, и для анализа были использованы только значения ~ -4 км/с, так как они более сильны и наблюдаются на протяжении всего источника.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Кинетическая температура по наблюдениям CH_3CCH

В работах [10, 11] было показано, что вращательная температура CH_3CCH дает хорошую

¹ <http://cdms.de>

² <http://eff100mwiki.mpifr-bonn.mpg.de>

³ <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

оценку кинетической температуры газа при концентрациях газа $n \geq 10^{3-4} \text{ см}^{-3}$ (рассматривались переходы $J = 5-4$ и $J = 6-5$). Это обусловлено тем обстоятельством, что вследствие малого дипольного момента ($\mu = 0.78 \text{ D}$) молекула CH_3CCN легко термализуется при таких условиях. Концентрации газа в наших источниках выше этого порога (Пазухин и др., готовится к печати). Таким образом, линии CH_3CCN в наших данных могут быть хорошим индикатором кинетической температуры газа. Вращательная (и, соответственно, кинетическая) температура определяется методом диаграмм населенностей:

$$\ln \left(\frac{3k \int T_{\text{mb}} dV}{8\pi^3 \nu \mu^2 g_I g_K S} \right) = -\frac{E_u}{T_{\text{kin}}} + \ln \left(\frac{N_{\text{tot}}}{Q} \right), \quad (4)$$

где S – сила линии, равная $\frac{J^2 - K^2}{J}$, ν – частота перехода, E_u – энергия верхнего уровня в единицах температуры, μ – дипольный момент, $\int T_{\text{mb}} dV$ – интегральная интенсивность линии, N_{tot} – полная лучевая концентрация, Q – статистическая сумма, g_K – статистический вес, связанный с квантовым числом K , обусловленным проекцией полного углового момента на ось молекулы, g_I – статистический вес, связанный с ядерным спином. При этом предполагается, что оптическая толщина в линиях мала и излучением реликтового фона можно пренебречь.

Для построения вращательных диаграмм использовались переходы $J = 5-4$ и $J = 9-8$ молекулы CH_3CCN . Спектры аппроксимировались гауссианами, считая равными ширины каждого компонента, а расстояние между ними – известным. Затем строился график, где по оси абсцисс откладывалась энергия верхнего уровня E_u , а по оси ординат левая часть из уравнения (4). Тогда значение T_{kin} равно величине, обратной тангенсу угла наклона прямой. На рис. 1 в направлении IRAS 23116+6111 и DR 21(OH) приведены спектры молекулы CH_3CCN и вращательные диаграммы. На рис. 2 (слева) представлено сравнение оценок кинетической температуры по переходам $J = 5-4$ и $J = 9-8$ CH_3CCN . В целом эти оценки близки друг к другу, следовательно, мы можем использовать оба перехода при построении диаграммы населенностей.

Стоит отметить, что для источника L 1287 оценки кинетической температуры получены только в двух точках ($0''$, $0''$) и ($-14''$, $-14''$) и равны $21.5 \pm 1.9 \text{ K}$ и $20.4 \pm 1.8 \text{ K}$ соответственно. Для объектов S 187, S 231 линии CH_3CCN оказались слабыми для оценки кинетической температуры.

Таблица 2. Наблюдаемые линии молекул

Молекула	Переход	Частота, МГц	E_u/k , К
NH ₃	(1, 1)	23694.495	23.4
	(2, 2)	23722.634	64.9
CH ₃ CCN	5 ₃ – 4 ₃	85442.601	77.3
	5 ₂ – 4 ₂	85450.766	41.2
	5 ₁ – 4 ₁	85455.667	19.5
	5 ₀ – 4 ₀	85457.300	12.3
	1 – 0	86339.921	4.1
H ¹³ CN	1 – 0	87090.825	4.2
HCN	1 – 0	88631.602	4.3
HNC	1 – 0	90663.568	4.4
CH ₃ CCN	9 ₃ – 8 ₃	153790.772	101.9
	9 ₂ – 8 ₂	153805.461	65.8
	9 ₁ – 8 ₁	153814.276	44.1
	9 ₀ – 8 ₀	153817.215	36.9

3.2. Кинетическая температура по наблюдениям NH₃

Переходы молекулы NH₃ наблюдались в источниках S 187, DR 21(OH) на радиотелескопе Effelsberg-100m. Для S 231 была использована оценка кинетической температуры по аммиаку из работы [12].

Оптическая толщина и вращательная температура определялись с помощью методов, описанных в работе [13]. Спектры аппроксимировались гауссианами, в переходе (1,1) ширины каждого компонента считались равными, а расстояние между ними – известным. В предположении, что сверхтонкие переходы находятся в условиях ЛТР, оптическая толщина $\tau(1,1,m)$ может быть определена из отношений интенсивностей главного компонента линии и сателлитов:

$$\frac{T_A^*(m)}{T_A^*(s)} = \frac{1 - \exp(-\tau(1,1,m))}{1 - \exp(-a\tau(1,1,m))}, \quad (5)$$

где T_A^* – антенная температура, величина a есть теоретическое отношение интенсивностей главного компонента линии и сателлитов, равное $a = 0.28$ для внутренних сателлитов и $a = 0.22$ для внешних сателлитов. Из уравнения (5) численно определялись значения оптической толщины $\tau(1,1,m)$.

Таким образом, вращательная температура может быть получена из отношения интенсивно-

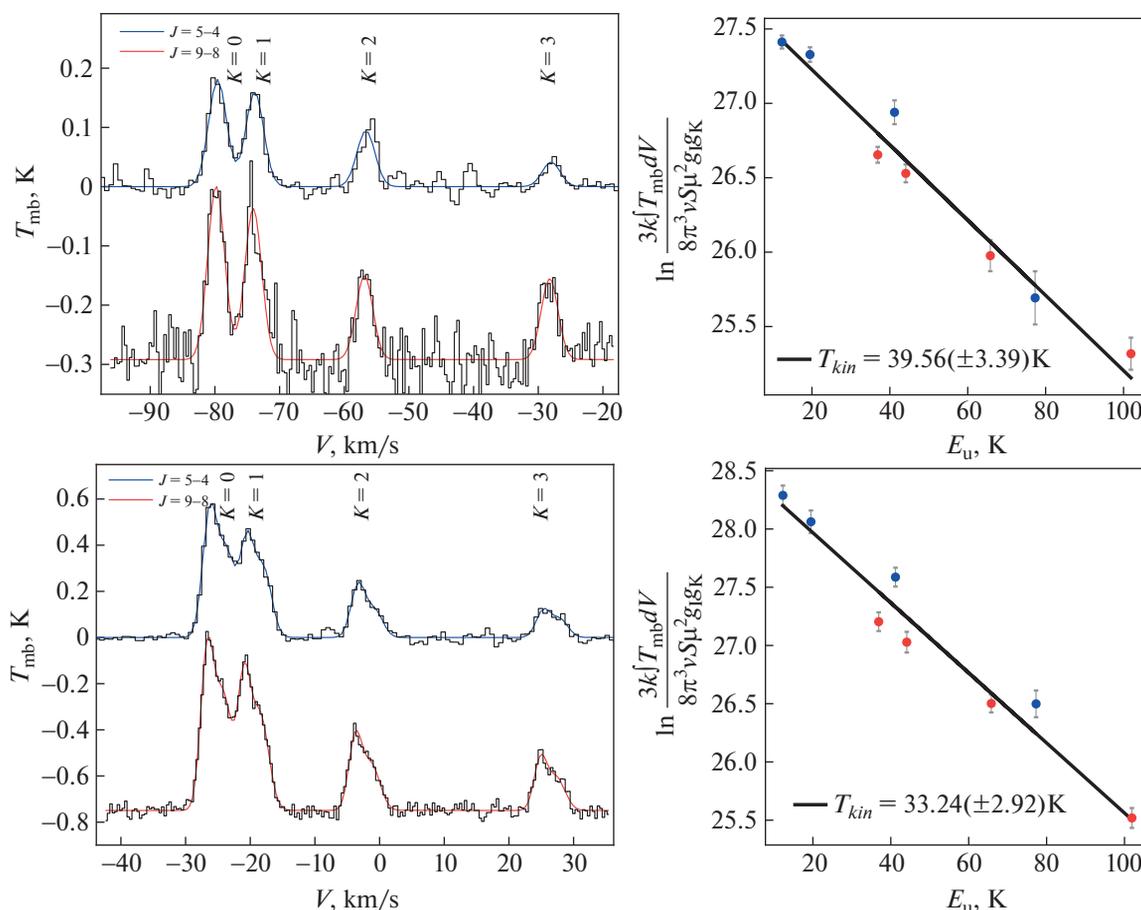


Рис. 1. Спектры (слева) и диаграммы населенностей (справа) для IRAS 23116+6111 (верхняя панель) и DR 21(OH) (нижняя панель). Черным цветом приведены спектры $\text{CH}_3\text{CCH } J = 9-8$ и $J = 5-4$, линии красного и синего цвета – результат вписывания гауссиан. Прямые на диаграммах населенностей построены методом наименьших квадратов. В нижнем левом углу диаграмм приведено полученное значение кинетической температуры. Для DR 21(OH) гауссианы построены для скоростных компонентов ~ -4 и ~ 0 км/с, а диаграмма населенностей – для компонента ~ -4 км/с.

стей главных компонентов переходов (1,1) и (2, 2) с помощью уравнения:

$$T_{\text{rot}} = -41.5 / \ln \left[\frac{-0.282}{\tau(1,1,m)} \times \ln \left(1 - \frac{T_A^*(2,2,m)}{T_A^*(1,1,m)} \{1 - \exp(-\tau(1,1,m))\} \right) \right] \quad (6)$$

Значения кинетической температуры были получены по формуле из работы [14]:

$$T_{\text{kin}} = \frac{T_{\text{rot}}}{1 - \frac{T_{\text{rot}}}{41.5} \ln \left[1 + 1.1 \exp \left(-\frac{16}{T_{\text{rot}}} \right) \right]} \quad (7)$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 (справа) представлено сравнение оценок кинетической температуры по переходам аммиака и CH_3CCH для источника DR 21(OH). В

целом наблюдается достаточно хорошее согласие между ними, хотя оценки по переходам CH_3CCH демонстрируют немного большие значения, чем оценки по аммиаку. Вероятно, это связано с тем, что метилацетилен наблюдается в более плотном газе, где температура выше.

Кроме этого, для источников L 1287, DR 21(OH), NGC 7538 имеются карты температуры пыли T_{dust} и лучевой концентрации $N(\text{H}_2)$ по данным с телескопа Herschel из открытой базы данных⁴, которые были получены с помощью алгоритма PPMAP [15, 16]. Оценки температуры пыли T_{dust} мы сравнили с оценками кинетической температуры (рис. 3). В результате значимой корреляции не было обнаружено. Значения T_{dust} лежат в диапазоне $\sim 18-25$ К, в то время как T_{kin} растет до 35 К. Возможно, что отсутствие корреляции свя-

⁴ <http://www.astro.cardiff.ac.uk/research/ViaLactea>

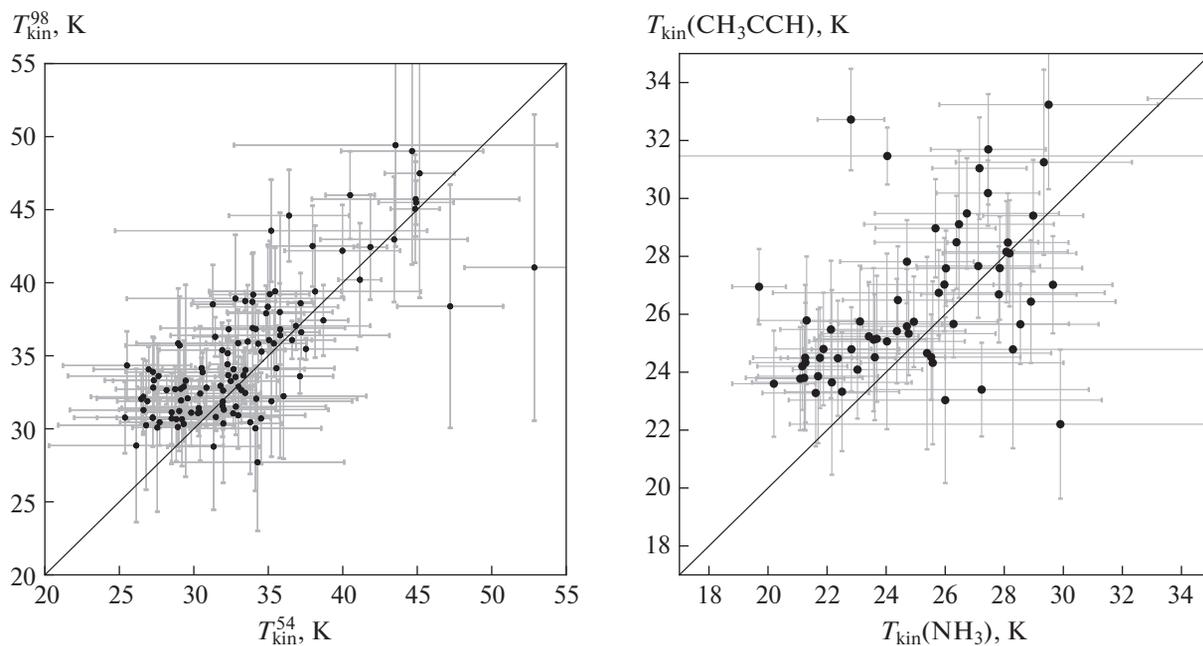


Рис. 2. Сравнение оценок кинетической температуры по переходам $J = 5-4$ и $J = 9-8$ CH_3CCH (слева) и для источника DR 21(OH) по переходам аммиака и CH_3CCH (справа). По диагонали проведены прямые вида $y = x$.

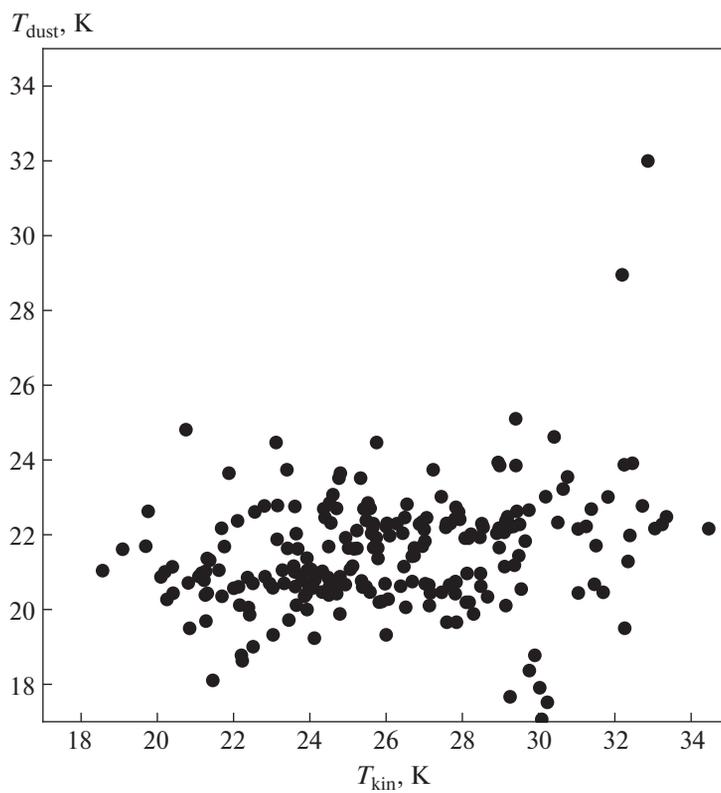


Рис. 3. Сравнение температуры пыли и кинетической температуры.

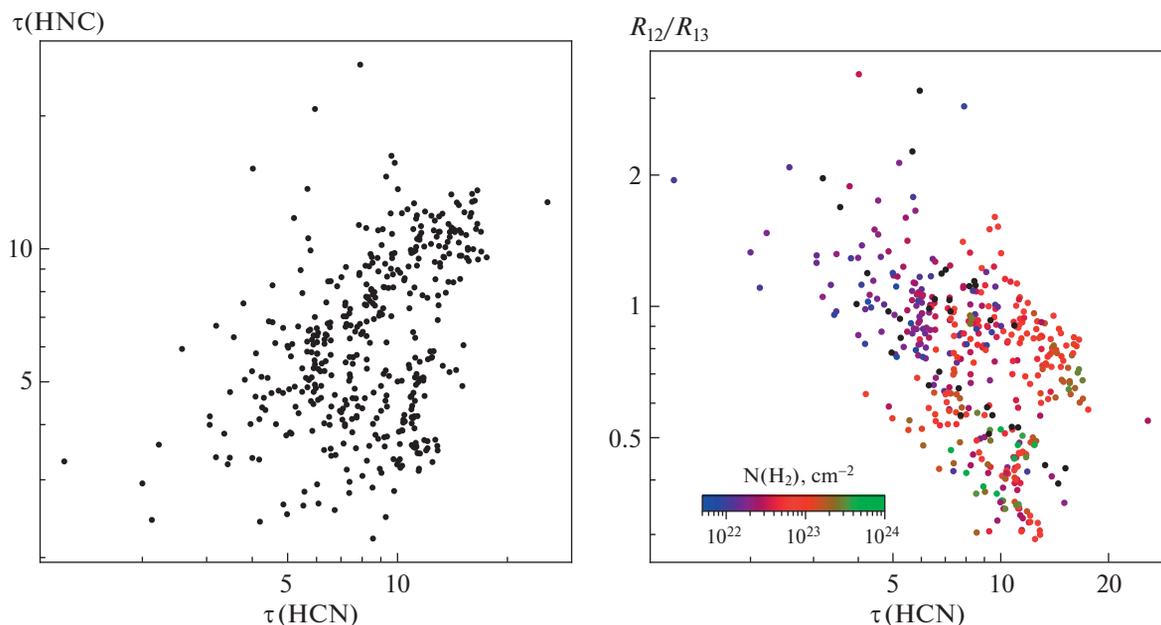


Рис. 4. Зависимость от оценок оптической толщины $\tau(\text{HCN})$ для молекул HCN и HNC величины $\tau(\text{HNC})$ (слева) и отношения R_{12}/R_{13} (справа). Цветная шкала соответствует значениям лучевой концентрации $N(\text{H}_2)$.

зано с недостаточной плотностью наших источников. Так, в работе [17] показано, что температура пыли приближается к температуре газа при концентрациях газа $n \geq 10^{7-8} \text{ см}^{-3}$, что значительно выше оценок концентрации газа в наших источниках, которая, по нашим данным, составляет $n \sim 10^{4-6} \text{ см}^{-3}$ (Пазухин и др., готовится к печати).

Мы оценили оптические толщины в линиях HCN и HNC . Для этого мы использовали отношение интенсивностей изотопологов $\text{HCN}/\text{H}^{13}\text{CN}$ и $\text{HNC}/\text{HN}^{13}\text{C}$ в формуле (5) и величину a из отношения обилия изотопов углерода [18]

$$\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}} = 4.7R_{\text{GC}} + 25.05,$$

где R_{GC} – галактоцентрическое расстояние источника. На рис. 4 (слева) представлено сравнение полученных значений оптической толщины. Оптические толщины в обеих линиях велики. Оптическая толщина в линии HCN в среднем выше, чем в линии HNC и достигает ~ 20 . При этом наблюдается довольно большой разброс отношения оптических толщин в этих линиях. Это делает предпочтительным использование линий их изотопологов H^{13}CN и HN^{13}C , оптическая толщина в которых заведомо мала. В работе [2] пришли к выводу, что оптическая толщина в линиях HCN и HNC не оказывает значительного влияния на полученную ими корреляцию между отношением интенсивностей этих линий и температурой газа. Наши данные заставляют в этом усомниться. На

рис. 4 (справа) построена зависимость отношения R_{12}/R_{13} [$R_{12} = I(\text{HCN})/I(\text{HNC})$, $R_{13} = I(\text{H}^{13}\text{CN})/I(\text{HN}^{13}\text{C})$] от оптической толщины $\tau(\text{HCN})$, а также выделены значения лучевой концентрации $N(\text{H}_2)$. Видно, что при больших оптических толщинах, которые типичны для линий HCN , отношение R_{12}/R_{13} значительно меньше единицы. С уменьшением оптической толщины это отношение ожидаемо стремится к 1. Лучевая концентрация водорода, при которой оптическая толщина в линиях становится мала, составляет $N(\text{H}_2) \sim 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

Вариации отношения R_{12} могут быть вызваны различными значениями температуры возбуждения T_{ex} HCN и HNC . Однако на построенной с помощью программы RADEX [19] зависимости T_{kin} от R_{12} при $n = 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $N = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ можно заметить, что отношение слабо меняется с ростом температуры и составляет ≤ 1 (рис. 5).

В результате анализа наших данных была построена зависимость кинетической температуры газа от отношений R_2 и R_3 (рис. 6). Значение R_3 растет от 1 до 10, а отношение интенсивностей основных изотопологов – от 1 до 4 в диапазоне температур $\sim 15-45 \text{ K}$.

Таким образом, в результате аппроксимации были получены следующие зависимости:

$$T_{\text{kin}} = \begin{cases} 2.4R_3 + 19.1, \\ 8.7R_2 + 6.4. \end{cases} \quad (8)$$

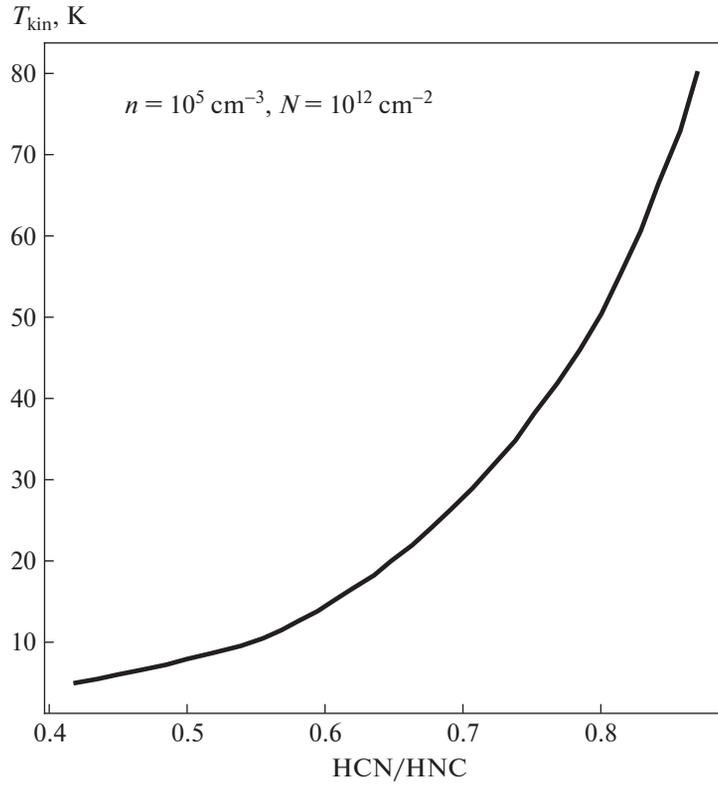


Рис. 5. Построенная с помощью программы RADEX зависимость кинетической температуры T_{kin} от отношения R_{12} при $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ и $N = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

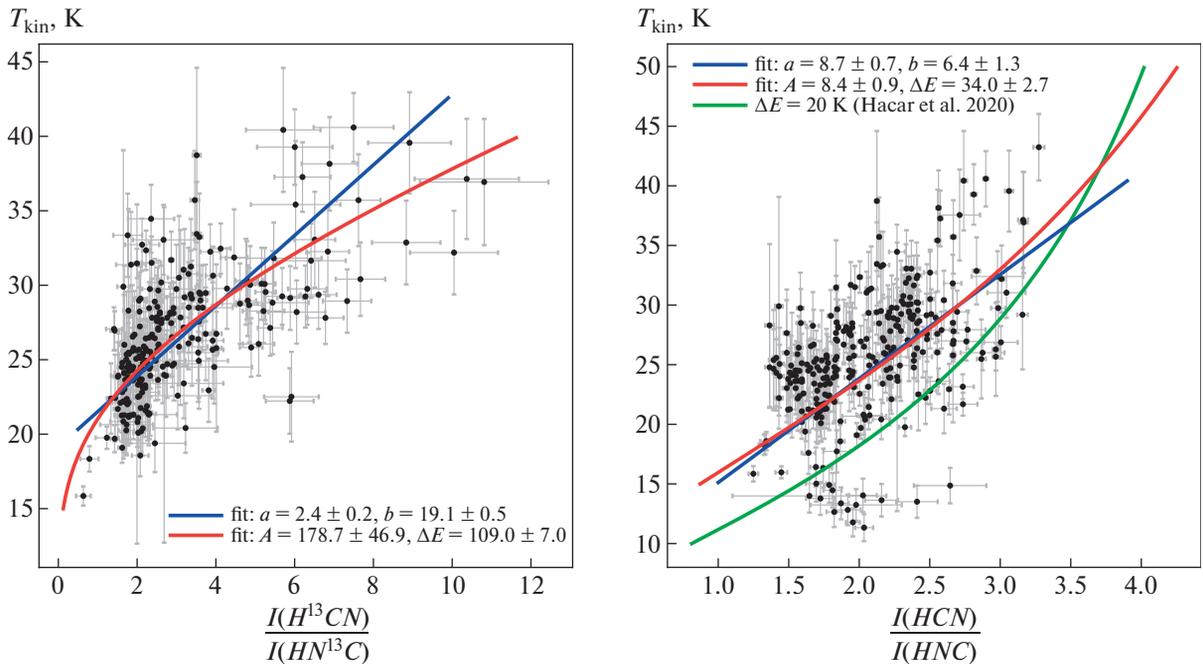


Рис. 6. Зависимость кинетической температуры от отношения интегральных интенсивностей молекул H^{13}CN и HN^{13}C (слева) и HCN и HNC (справа). Результаты подгонки представлены синей прямой вида $ax + b$ и красной кривой, описываемой функцией $A \exp\left(\frac{-\Delta E}{T_{\text{kin}}}\right)$. Зеленая кривая соответствует $\Delta E = 20 \text{ K}$ из работы [2]. Параметры зависимостей (a , b , A , ΔE) приведены на каждом из рисунков.

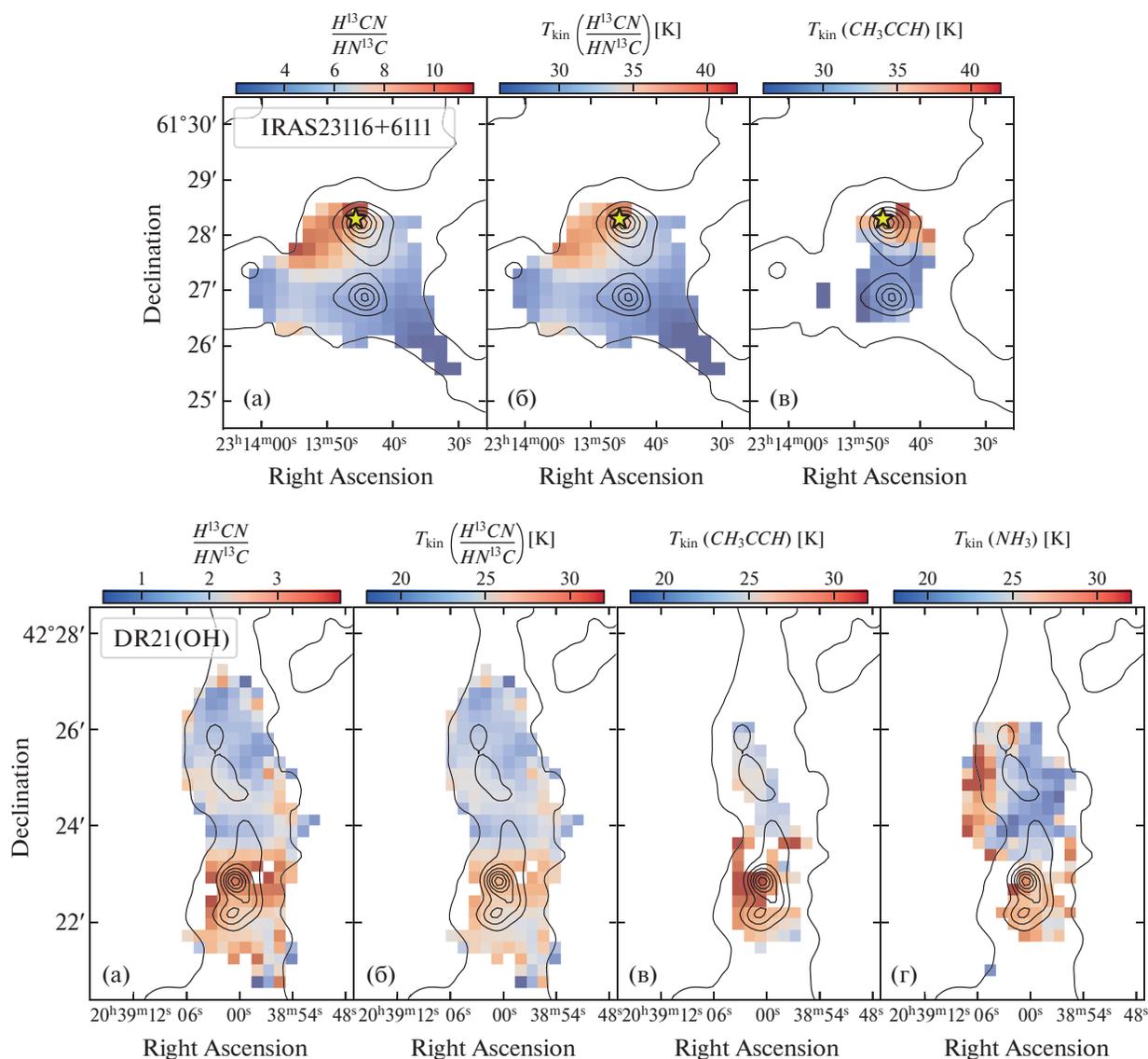


Рис. 7. Карты для NGC 7538 (верхняя панель) и DR 21(OH) (нижняя панель). Приведены отношение интегральных интенсивностей молекул H^{13}CN и HN^{13}C (а); $T_{\text{kin}}(\text{H}^{13}\text{CN}/\text{HN}^{13}\text{C})$ (б), кинетическая температура, полученная по переходам CH_3CCH (в) и кинетическая температура, полученная по переходам NH_3 (г). Контурными линиями показаны границы излучения в континууме по данным SCUBA 850 μm [22]. Маркер в форме звезды обозначает положение IRAS 23116+6111.

Полученная прямая для HCN и HNC согласуется с прямой $T_{\text{kin}} = 10 \frac{I(\text{HCN})}{I(\text{HNC})}$, полученной в работе [2], которая справедлива для отношения интенсивностей ≤ 4 и вплоть до температур $T_{\text{kin}} \sim 40$ К.

Помимо этого, на рис. 6 представлена аппроксимация функцией вида $A \exp\left(\frac{-\Delta E}{T_{\text{kin}}}\right)$, которая выбрана исходя из соотношения населенностей, выраженных через распределение Больцмана. В результате были получены зависимости:

$$R_{13} = 179 \exp\left(\frac{-109}{T_{\text{kin}}}\right), \quad (9a)$$

$$R_{12} = 8.4 \exp\left(\frac{-34}{T_{\text{kin}}}\right), \quad (9б)$$

энергетический барьер для отношения R_{13} составил $\Delta E \sim 109$ К, а для основных изотопологов $\Delta E \sim 34$ К. Результаты из других работ имеют некоторые расхождения, энергетический барьер при низких температурах равен $\Delta E \sim 20$ К [2],

при дальнейшем возрастании температуры $\Delta E \sim 200$ К [4, 20].

В целом данные для HCN и HNC согласуются с результатами из работы [2]. Однако результаты для отношения R_{13} заметно отличаются. Основной причиной расхождения результатов, вероятно, является большая оптическая толщина линий HCN и HNC, а также наличие аномалий сверхтонкой структуры молекулы HCN.

Использование линий H^{13}CN и HN^{13}C для оценки температуры было также недавно предложено и продемонстрировано в работе [21]. Однако в этой работе для оценки температуры используется корреляционная зависимость R_{12} от температуры, найденная в работе [2]. Как показано выше, зависимость R_{13} от температуры от нее отличается.

Мы полагаем, что в качестве индикатора температуры предпочтительнее использовать зависимость (9а) для отношения R_{13} . Оценки температуры для источников NGC 7538, DR 21(OH) представлены на рис. 7. Построенные карты демонстрируют хорошую согласованность с оценками, полученными по линиям CH_3CCH и NH_3 . Виден градиент температуры, пики совпадают с излучением в континууме и излучением ИК источника. Кроме того, карты простираются дальше, чем карты, построенные по линиям CH_3CCH и NH_3 .

Стоит отметить, что карты температуры могут быть еще расширены путем комбинирования данных наблюдений изотопологов H^{13}CN и HN^{13}C с наблюдениями основных изотопологов, например, как предложено в работе [21]. В этой работе в тех областях источника, где линии H^{13}CN и HN^{13}C становятся слишком слабыми, используется отношение интенсивностей основных изотопологов R_{12} .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе наблюдений пяти областей образования массивных звезд, которые были получены с помощью радиотелескопов IRAM-30m и Effelsberg-100m, а также используя оценки температуры пыли T_{dust} по данным с телескопа Herschel, в работе получены следующие результаты:

1. Обнаружена корреляция отношения интегральных интенсивностей переходов $J = 1-0$ молекул H^{13}CN , HN^{13}C и кинетической температуры. Отношение интенсивностей растет от 1 до 10 в диапазоне температур $\sim 15-45$ К. Поскольку эти линии можно обнаружить при наблюдениях большинства источников, полученные результаты позволяют предложить использование отношения ин-

тенсивностей $\text{H}^{13}\text{CN}/\text{HN}^{13}\text{C}$ как возможный индикатор температуры межзвездных облаков.

2. Для низкотемпературной реакции $\text{HNC} + \text{O} \rightarrow \text{CO} + \text{NH}$ энергетический барьер, полученный из отношения $\text{H}^{13}\text{CN}/\text{HN}^{13}\text{C}$, составил $\Delta E \sim 109$ К, а из отношения основных изотопологов $\Delta E \sim 34$ К. Основной причиной расхождения результатов, вероятно, является большая оптическая толщина линий HCN и HNC, а также наличие аномалий сверхтонкой структуры молекулы HCN.

3. Полученные оценки кинетической температуры мы сравнили с оценками температуры пыли T_{dust} . В результате наличие значимой корреляции не было обнаружено. Значения T_{dust} лежат в диапазоне $\sim 18-25$ К, в то время как T_{kin} растет до 35 К. Возможно, что отсутствие корреляции связано с недостаточной плотностью наших источников.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 22-22-00809).

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа основана на наблюдениях, проведенных в рамках проекта 041-19 с помощью 30-м телескопа, а также на наблюдениях с помощью 100-м телескопа MPIfR (Max Planck Institut für Radioastronomie) в Эффельсберге. IRAM поддерживается INSU/CNRS (Франция), MPG (Германия) и IGN (Испания). Мы благодарны сотрудникам обеих обсерваторий за помощь в наблюдениях. Авторы благодарны анонимному рецензенту за полезные замечания, которые позволили улучшить качество статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. Jin, J.-E. Lee, and K.-T. Kim*, *Astrophys. J. Suppl.* **219**, 2 (2015).
2. *A. Hacar, A. D. Bosman, and E. F. van Dishoeck*, *Astron. and Astrophys* **635**, id. A4 (2020).
3. *M. B. Mendes, H. Buhr, M. H. Berg, M. Froese, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **746**, id. L8 (2012).
4. *D. M. Graninger, E. Herbst, K. I. Öberg, and A. I. Vasyunin*, *Astrophys. J.* **787**, id. 74 (2014).
5. *K. L. J. Rygl, A. Brunthaler, M. J. Reid, K. M. Menten, H. J. van Langevelde, and Y. Xu*, *Astron. and Astrophys* **511**, id. A2 (2010).
6. *M. Fich and L. Blitz*, *Astrophys. J.* **279**, 125 (1984).
7. *K. L. J. Rygl, A. Brunthaler, A. Sanna, K. M. Menten, et al.*, *Astron. and Astrophys* **539**, id. A79 (2012).
8. *M. Ott, A. Witzel, A. Quirrenbach, T. P. Krichbaum, K. J. Standke, C. J. Schalinski, and C. A. Hummel*, *Astron. and Astrophys* **284**, 331 (1994).

9. *N. Schneider, T. Csengeri, S. Bontemps, F. Motte, R. Simon, P. Hennebelle, C. Federrath, and R. Klessen*, *Astron. and Astrophys* **520**, id. A49 (2010).
10. *J. Askne, B. Hoglund, A. Hjalmarson, and W. M. Irvine*, *Astron. and Astrophys* **130**, 311 (1984).
11. *E. A. Bergin, P. F. Goldsmith, R. L. Snell, and H. Ungerechts*, *Astrophys. J.* **431**, 674 (1994).
12. *O. L. Ryabukhina, M. S. Kirsanova, M. Wienen, and C. Henkel*, *INASAN Sci. Rep.* **5**, 207 (2020).
13. *P. T. P. Ho and C. H. Townes*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys* **21**, 239 (1983).
14. *M. Tafalla, P. C. Myers, P. Caselli, and C. M. Walmsley*, *Astron. and Astrophys* **416**, 191 (2004).
15. *K. A. Marsh, A. P. Whitworth, and O. Lomax*, *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc* **454**, 4282 (2015).
16. *K. A. Marsh, A. P. Whitworth, O. Lomax, S. E. Ragan, et al.*, *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc* **471**, 2730 (2017).
17. *R. Banerjee, R. E. Pudritz, and D. W. Anderson*, *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc* **373**, 1091 (2006).
18. *T. Liu, Y. Wu, and H. Zhang*, *Astrophys. J. Letters* **775**, id. L2 (2013).
19. *F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schöier, D. J. Jansen, and E. F. van Dishoeck*, *Astron. and Astrophys* **468**, 627 (2007).
20. *T. Hirota, S. Yamamoto, H. Mikami, and M. Ohishi*, *Astrophys. J.* **503**, 717 (1998).
21. *H. Beuther, F. Wyrowski, K. M. Menten, J. M. Winters, et al.*, *Astron. and Astrophys* **665**, id. A63 (2022).
22. *J. Di Francesco, D. Johnstone, H. Kirk, T. MacKenzie, and E. Ledwosinska*, *Astrophys. J. Suppl.* **175**, 277 (2008).