

УДК 524.527:539.194

Межзвездная молекула HCO

В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, М. Г. Опендак

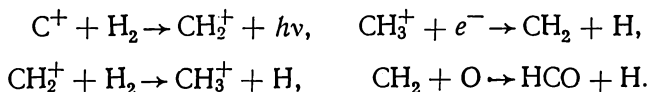
Рассмотрены химические процессы, приводящие к образованию молекул HCO в областях, смежных с зонами С II, а также во внутренних частях плотных молекулярных облаков. Показано, что относительное содержание HCO в последних может быть сравнимо с содержанием HCO⁺ и является чувствительным индикатором дефицита металлов в газовой фазе. Детально обсуждаются спектроскопические характеристики молекулы HCO. Рассчитаны силы линий и вероятности переходов между вращательными уровнями с учетом тонкой и сверхтонкой структур.

INTERSTELLAR MOLECULE HCO, by Khersonskij V. K., Varshalovich D. A., Opendak M. G. — Chemical processes resulted in the molecules HCO formation in the vicinity of C II regions and in the internal regions of dense molecular clouds are considered. The abundance of HCO in the latter regions is shown to be close to that of HCO⁺ and is a sensitive probe of the metal depletion in the gas phase. The spectral characteristics of HCO are discussed in detail. The line strengths and A-coefficients for the rotational transitions are calculated. The fine and hyperfine splittings are also taken into account.

Введение. Молекула формула HCO впервые наблюдалась в межзвездной среде в 1976 г. [12]. В четырех молекулярных облаках (W 3, NGC 2024, W 51, K3-50) был зарегистрирован переход $N_{K-K_+} = 1_{01} - 0_{00}$, $J = 3/2 - 1/2$, $F = 2 - 1$. В этих областях лучевая концентрация HCO составляла $10^{12} - 10^{13}$ см⁻². Как показали дальнейшие исследования, HCO является чрезвычайно чувствительным индикатором процессов химического синтеза в межзвездной среде.

В настоящей работе обсуждаются химические процессы, приводящие к образованию молекул HCO на периферии зон С II и во внутренних областях плотных молекулярных облаков, а также спектроскопические характеристики этой молекулы в различных диапазонах длин волн.

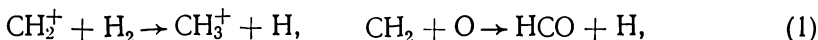
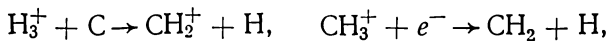
Химия межзвездного формила. В работе [12] установлена пространственная корреляция зон существования HCO и областей С II. Молекула HCO найдена и в других межзвездных облаках (Sgr B2, DR 21C), подтверждено сходство пространственных распределений HCO и С II [7]. Такая пространственная корреляция согласуется с моделью [4]. Согласно этой модели, формирование HCO идет главным образом за счет последовательности реакций



Таким образом, содержание HCO определяется ионом С⁺. На окраине облака содержание С⁺ велико, однако молекул HCO здесь будет мало вследствие разрушительного действия УФ-излучения. Так как в глубь плотного молекулярного облака концентрация С⁺ уменьшается, то наибольшего количества HCO следует ожидать на периферии зоны С II, где содержания Н₂ и С⁺ достаточно велики. В модели [4] такая область существует при плотности газа около 10^4 см⁻³ и $A_V \simeq 2$.

Наблюдательные работы [7, 12] продемонстрировали возможность использования молекулы формула для исследования периферийных областей зон С II.

Наряду с наблюдениями НСО на периферии зон С II эту молекулу можно искать и во внутренних областях плотных молекулярных облаков. Оценим возможное содержание НСО в таких областях, полностью экранированных от УФ-лучей. Здесь, в условиях низкого содержания C^+ , канал формирования молекулы НСО через C^+ теряет свое доминирующее значение. Важную роль начинает играть цепочка реакций



а также



(символ M здесь обозначает атом металла — Mg, Fe, Na).

Разрушение НСО идет главным образом за счет столкновений с атомами H, O, C и N [8]:



Кроме того, молекула формила разрушается при столкновениях почти со всеми ионами (исключая атомарные ионы металлов), однако в связи с малой степенью ионизации среды этот канал разрушения несуществен.

На основе рассмотренных реакций составим уравнение баланса

$$k_1 n(CH_2) n(O) + k_2 n(HCO^+) n(M) = k_3 n(HCO) n(H) + \sum_{i=4}^6 k_i n(HCO) n_i,$$

где $n(X) = [X]/[H_2]$; $[X]$ — содержание молекулы X в газовой фазе; $n_4 = n(O)$; $n_5 = n(C)$; $n_6 = n(N)$; k_j (для $j=1, 2, 3, i$) — константы скоростей реакций (1) — (6).

Нас интересует нижний предел отношения $[HCO]/[HCO^+]$. Для получения такой оценки можно исключить из рассмотрения реакцию (1).

Газофазные содержания атомов C, N, O могут варьировать от облака к облаку в зависимости от конкретных физических условий и степени дефицита этих элементов. Для получения нашей оценки заменим в уравнении баланса относительные газофазные содержания n_i на N_i — стандартные космические содержания элементов C, N, O (пересчитанные относительно $[H_2]$). Тем самым полностью пренебрегаем возможным дефицитом C, N, O и, кроме того, считаем, что ни один из атомов этих элементов не входит в состав молекул.

В результате такого упрощения получаем

$$\frac{n(HCO)}{n(HCO^+)} > \frac{k_2 n(M)}{k_3 n(H) + \sum_i k_i N_i}.$$

Для численной оценки подставляем $n(H) = 5 \cdot 10^{-5}$, что соответствует расчетам [10]. Согласно результатам наблюдений [9], можно принять

$$n(M) \simeq n(Mg) + n(Fe) + n(Na) \simeq 3.0 \cdot 10^{-6}.$$

Константы скоростей реакций берем из [8]. В итоге получаем $[HCO]/[HCO^+] > 0.12$. Из этой оценки следует, что содержание НСО во внутренних холодных областях плотных облаков должно быть по крайней мере сравнимо с содержанием HCO^+ .

По измеренному отношению $[\text{НСО}]/[\text{НСО}^+]$ можно легко оценить верхний предел концентрации металлов в газовой фазе:

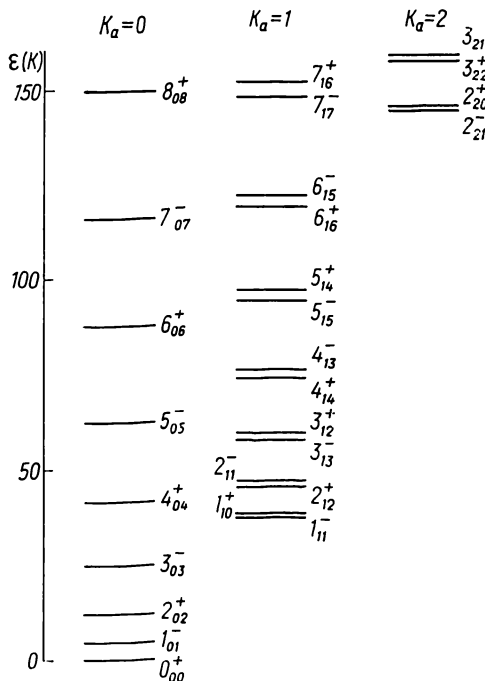
$$n(\text{M}) < \frac{k_3 n(\text{H}) + \sum_i k_i N_i}{k_2} \frac{[\text{НСО}]}{[\text{НСО}^+]} \approx 2.5 \cdot 10^{-5} \frac{[\text{НСО}]}{[\text{НСО}^+]}$$

Малое наблюдаемое отношение $[\text{НСО}]/[\text{НСО}^+]$ могло бы свидетельствовать об относительно малой степени молекуляризации водорода или о гораздо более сильном дефиците металлов по сравнению с тем, который следует из наблюдений [9], или о том, что значительная часть атомов металлов связана в газофазных молекулах (в настоящее время из подобных молекул в межзвездной среде обнаружена лишь NaOH).

Рассмотрение химии формула свидетельствует о том, что молекулы НСО могут служить «зондами» при исследовании не только внешних областей зон С II, но и внутренних холодных областей молекулярных облаков.

Структура вращательных уровней. Молекула формула НСО

Рис. 1. Схема нижних вращательных уровней молекулы НСО . K — дублетное расщепление показано не в масштабе (тонкое и сверхтонкое расщепление не обозначено)



нелинейна. Поэтому все три ее момента инерции различны, и энергетический спектр вращательных состояний НСО представляет собой спектр асимметричного ротатора, каждый уровень которого характеризуется квантовыми числами $N_{K_a K_c}$, где N — вращательный уровень момента; K_a и K_c — асимптотические квантовые числа, представляющие проекции на оси вытянутого и сплюсненного симметричных волчков.

Тонкое расщепление уровней обусловлено наличием неспаренного спина электронной оболочки S , который в основном электронном состоянии равен $1/2$. Поэтому каждый вращательный уровень $N_{K_a K_c}$ имеет дублетное расщепление, обусловленное спин-вращательным магнитодипольным взаимодействием. Уровни дублета характеризуются различным суммарным моментом $J = N \pm 1/2$.

Сверхтонкая структура уровней основной изотопической модификации $^1\text{H}^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ обусловлена наличием ядерного спина $I = 1/2$ у ядра водорода. Поэтому каждый уровень $J(N_{K_a K_c})$ будет дополнительно расщеплен сверхтонким магнитодипольным взаимодействием на два сверхтонких подуровня, характеризуемых полным угловым моментом $F = J \pm 1/2$.

Таким образом, вследствие тонкого и сверхтонкого взаимодействия каждый вращательный уровень $N_{K_a K_c}$ молекулы $^1\text{H}^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ расщеплен на четыре подуровня, различающихся значениями квантовых чисел J и F .

Ниже приведены структурные и спектроскопические параметры молекулы НСО в основном состоянии (X^2A' , $v=0$) с учетом указанных

расщеплений:

Структура молекулы

$$r_{\text{CH}} = 1.1514 \cdot 10^{-8} \text{ см}$$

$$r_{\text{CO}} = 1.1771 \cdot 10^{-8} \text{ см}$$

$$\angle \text{HCO} = 123.01^\circ$$

Вращательные постоянные, МГц

$$A = 729\,366.331$$

$$B = 44\,787.895$$

$$C = 41\,930.640$$

Параметры центробежного возмущения, МГц

$$\Delta_N = 0.11815 \quad \delta_N = 0.011$$

$$\Delta_{NK} = 0.4553 \quad \delta_K = 4.59$$

$$\Delta_K = 920.36 \quad M_{KN} = -0.01302$$

Спин-вращательные константы (с учетом центробежного возмущения), МГц

$$\epsilon_{aa} = 11\,633.879 \quad \Delta_N^S = 0.0021$$

$$\epsilon_{bb} = 19.032 \quad \Delta_{NK}^S = -0.186$$

$$\epsilon_{cc} = -206.096 \quad \Delta_K^S = -52.93$$

$$\epsilon_{ab} = 201.0 \quad H_K^S = 0.504$$

Сверхтонкое расщепление, МГц

$$a_H = 388.89$$

$$T_{aa} = 11.19$$

$$T_{bb} = 2.57$$

$$T_{cc} = -13.76$$

Эти параметры взяты из [3, 5, 6, 11], где приведены расчетные формулы для энергии уровней. Мы видим, что молекула НСО является слабоасимметричным ротатором. Параметр асимметрии мал: $b_F = (C - B) / (2A - B - C) = -0.00208$. Поэтому схема вращательных

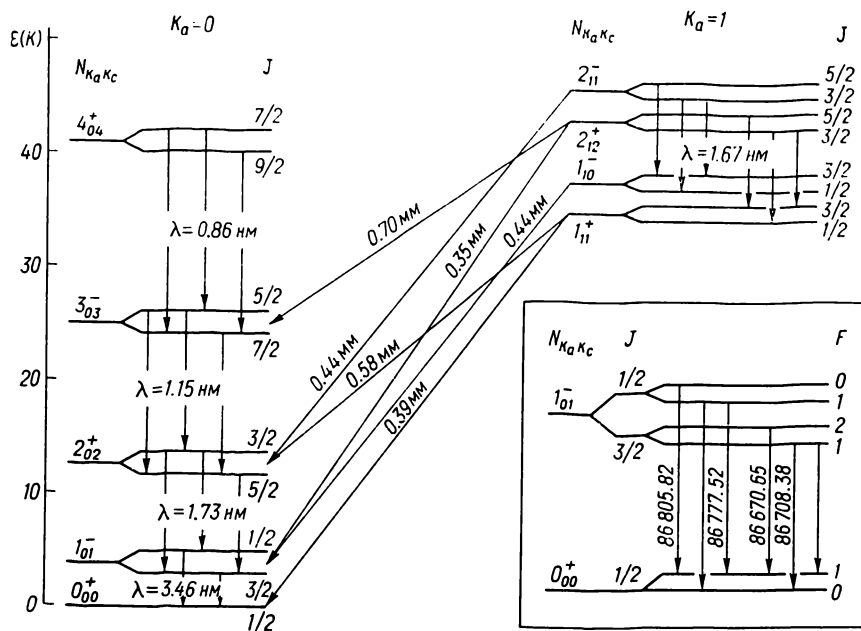


Рис. 2. Схема нижних вращательных уровней молекулы НСО с учетом тонкого расщепления. В правом нижнем углу — сверхтонкое расщепление уровней 1^-_{01} и 0^+_{00} , стрелками обозначены разрешенные переходы

уровней НСО близка к схеме уровней симметричного волчка и величина K_a является достаточно хорошим квантовым числом. Уровни с $K_a \geq 1$ объединяются в дублеты (K -дублеты), энергетические расщепления которых весьма малы.

Схема нижних вращательных уровней НСО представлена на рис. 1, на котором показаны уровни с энергией возбуждения, не превышающей 120 см^{-1} , что соответствует температуре 170 К . Рис. 2 иллюстрирует тонкое и сверхтонкое расщепление некоторых уровней.

Вероятности радиационных переходов. Вероятности разрешенных (электродипольных) переходов определяются выражением

$$A(N'_{K'_a K'_c} J' F' \rightarrow N_{K_a K_c} J F) = \frac{64\pi^4}{3h\lambda^3} \frac{S(N'_{K'_a K'_c} J' F' - N_{K_a K_c} J F)}{2F' + 1}, \quad (7)$$

где λ — соответствующая длина волны; S — сила линии. Фигурирующие в формуле (7) силы линий парциальных переходов между подуровнями тонкой и сверхтонкой структуры можно выразить через одну величину — силу линии чисто вращательного перехода $S(N'_{K'_a K'_c} - N_{K_a K_c})$; если учесть схему связи угловых моментов $N + S = J$ и $J + I = F$, то

$$S(N'_{K'_a K'_c} J' F' - N_{K_a K_c} J F) = (2J' + 1)(2J + 1)(2F' + 1)(2F + 1) \times \\ \times \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ N & N' & S \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} F & F' & 1 \\ J' & J & I \end{Bmatrix}^2 S(N'_{K'_a K'_c} - N_{K_a K_c}). \quad (8)$$

В этой формуле $\begin{Bmatrix} a & b & c \\ d & e & f \end{Bmatrix}$ обозначает $6j$ -символ Вигнера [1].

Для молекулы НСО сила линии чисто вращательного перехода выражается через компоненты электрического дипольного момента μ_a и μ_b ; $\mu_a = 1.363 D$ ($D = 3.33564 \cdot 10^{-30}$ Кл·м), $\mu_b \approx 0.5 \mu_a$ [11], причем для переходов a -типа

$$S(N'_{K'_a K'_c} - N_{K_a K_c}) = (2N' + 1) \mu_a^2 F_0^2, \quad (9)$$

а для переходов b -типа

$$S(N'_{K'_a K'_c} - N_{K_a K_c}) = 2(2N' + 1) \mu_b^2 F_1^2. \quad (10)$$

Здесь F_σ определяется выражением

$$F_\sigma = \sum_{KK'} g_{K'}(N'_{K'_a K'_c}) g_K(N_{K_a K_c}) C_{NKI\sigma}^{N'K'}, \quad (11)$$

где $C_{NKI\sigma}^{N'K'}$ — коэффициенты Клебша — Гордона [1]; $g_K(N_{K_a K_c})$ — коэффициенты разложения волновой функции состояния $N_{K_a K_c}$ асимметричного ротатора по волновым функциям симметричного волчка [2]. Коэффициенты $g_K(N_{K_a K_c})$ вычисляются как компоненты собственных векторов состояний при диагонализации гамильтониана жесткого асимметричного ротатора.

Сумма парциальных вероятностей переходов по конечным подуровням сверхтонкой структуры F при фиксированных остальных квантовых числах не зависит от значения F' начального состояния. Если учесть, что величина сверхтонкого расщепления много меньше энергии вращательных переходов, то

$$\sum_F A(N'_{K'_a K'_c} J' F' \rightarrow N_{K_a K_c} J F) = A(N'_{K'_a K'_c} J' \rightarrow N_{K_a K_c} J). \quad (12)$$

Этот результат следует из свойств $6j$ -символов [1].

Аналогично, сумма парциальных вероятностей переходов по конечным подуровням тонкой и сверхтонкой структуры F и J не зависит от значения квантовых чисел начального состояния F' и J' :

$$\sum_{JF} A(N'_{K'_a K'_c} J' F' \rightarrow N_{K_a K_c} J F) = A(N'_{K'_a K'_c} \rightarrow N_{K_a K_c}). \quad (13)$$

Таким образом, радиационное время жизни каждого из четырех подуровней тонкой и сверхтонкой структуры $J=N\pm 1/2$ и $F=J\pm 1/2$ данного вращательного состояния $N_{K_a K_c}$ будет приблизительно одинаково.

Согласно (7)–(11), правила отбора для разрешенных электромагнитных переходов можно сформулировать так: $\pi\pi = -1$; $\Delta J = 0, \pm 1$; $\Delta F = 0, \pm 1$; $\Delta N = 0, \pm 1$, где π — четность полной волновой функции состояния относительно пространственной инверсии. Кроме того, можно привести правила отбора по асимптотическим квантовым числам: для переходов a -типа $\Delta K_a = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$; $\Delta K_c = -\pm 1, \pm 3$; для переходов b -типа $\Delta K_a = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$; $\Delta K_c = \pm 1, \pm 3$. Поскольку молекула НСО представляет лишь слабоасимметричный ротатор, $b_p \ll 1$, то переходы a -типа с $\Delta K = \pm 2, \pm 4, \dots$ и переходы b -типа с $\Delta K_a = -\pm 3, \pm 5, \dots$ будут сильно подавлены. Поэтому дополнительно к строгим правилам отбора можно сформулировать приближенные правила отбора: $\Delta K_a = 0$; $\Delta K_c = \pm 1, \pm 3$ — для переходов a -типа; $\Delta K_a = \pm 1$; $\Delta K_c = \pm 1, \pm 3$ — для переходов b -типа.

В табл. 1 приведены рассчитанные силы вращательных линий $S(N'_{K'_a K'_c} - N_{K_a K_c})$ для всех возможных переходов между уровнями, представленными на рис. 1. В этой таблице указаны вращательные квантовые числа нижнего и верхнего состояний $N_{K_a K_c}$ и $N'_{K'_a K'_c}$, сила вращательных линий в единицах D^2 и тип перехода.

Таблица 1. Силы линий вращательных переходов НСО

$N_{K_a K_c}$	$N'_{K'_a K'_c}$	S	Тип перехода	$N_{K_a K_c}$	$N'_{K'_a K'_c}$	S	Тип перехода	$N_{K_a K_c}$	$N'_{K'_a K'_c}$	S	Тип перехода
0 ₀₀	1 ₀₁	7.70	<i>a</i>	2 ₁₁	3 ₁₂	20.5	<i>a</i>	4 ₀₄	5 ₁₅	5.61	<i>b</i>
0 ₀₀	1 ₁₁	1.86	<i>b</i>	2 ₁₁	3 ₂₂	3.09	<i>b</i>	4 ₁₄	5 ₀₅	3.80	<i>b</i>
1 ₀₁	1 ₁₀	2.79	<i>b</i>	2 ₂₁	3 ₁₂	3.12 (—1)	<i>b</i>	4 ₁₄	5 ₁₅	37.0	<i>a</i>
1 ₁₁	1 ₁₀	11.6	<i>a</i>	2 ₂₁	3 ₂₂	12.8	<i>a</i>	4 ₁₃	5 ₁₄	37.0	<i>a</i>
1 ₀₁	2 ₀₂	15.4	<i>a</i>	2 ₂₀	3 ₀₃	3.34 (—5)	<i>a</i>	5 ₀₅	5 ₁₄	10.1	<i>b</i>
1 ₀₁	2 ₁₂	2.79	<i>b</i>	2 ₂₀	3 ₁₃	3.08 (—1)	<i>b</i>	5 ₁₅	5 ₁₄	2.82	<i>a</i>
1 ₀₁	2 ₂₀	5.01 (—5)	<i>a</i>	2 ₂₀	3 ₂₁	12.8	<i>a</i>	5 ₀₅	6 ₀₆	46.2	<i>a</i>
1 ₁₁	2 ₀₂	9.34 (—1)	<i>a</i>	3 ₀₃	3 ₁₂	6.47	<i>b</i>	5 ₀₅	6 ₁₆	6.57	<i>b</i>
1 ₁₁	2 ₁₂	11.6	<i>a</i>	3 ₀₃	3 ₂₂	2.92 (—4)	<i>a</i>	5 ₁₅	6 ₀₆	4.78	<i>b</i>
1 ₁₁	2 ₂₀	2.78	<i>b</i>	3 ₁₃	3 ₁₂	4.49	<i>a</i>	5 ₁₅	6 ₁₆	44.9	<i>a</i>
1 ₁₀	2 ₁₁	11.6	<i>a</i>	3 ₁₃	3 ₂₂	2.70	<i>b</i>	5 ₁₄	6 ₁₅	44.9	<i>a</i>
1 ₁₀	2 ₂₁	2.79	<i>b</i>	3 ₁₂	3 ₂₁	2.74	<i>b</i>	6 ₀₆	6 ₁₅	11.8	<i>b</i>
2 ₀₂	2 ₁₁	4.63	<i>b</i>	3 ₂₂	3 ₂₁	18.0	<i>a</i>	6 ₁₆	6 ₁₅	2.38	<i>a</i>
2 ₀₂	2 ₂₁	8.35 (—5)	<i>a</i>	3 ₀₃	4 ₀₄	30.8	<i>a</i>	6 ₀₆	7 ₀₇	53.9	<i>a</i>
2 ₁₂	2 ₁₁	6.42	<i>a</i>	3 ₀₃	4 ₁₄	4.66	<i>b</i>	6 ₀₆	7 ₁₇	7.54	<i>b</i>
2 ₁₂	2 ₂₁	1.55	<i>b</i>	3 ₁₃	4 ₀₄	2.83	<i>b</i>	6 ₁₆	7 ₀₇	5.78	<i>b</i>
2 ₁₁	2 ₂₀	1.56	<i>b</i>	3 ₁₃	4 ₁₄	28.9	<i>a</i>	6 ₁₆	7 ₁₇	52.8	<i>a</i>
2 ₂₁	2 ₂₀	25.7	<i>a</i>	3 ₁₂	4 ₁₃	28.9	<i>a</i>	6 ₁₅	7 ₁₆	52.8	<i>a</i>
2 ₀₂	3 ₀₃	23.1	<i>a</i>	3 ₂₂	4 ₁₃	7.04 (—1)	<i>b</i>	7 ₀₇	7 ₁₆	13.5	<i>b</i>
2 ₀₂	3 ₁₃	3.72	<i>b</i>	3 ₂₁	4 ₀₄	1.25 (—4)	<i>a</i>	7 ₁₇	7 ₁₆	2.06	<i>a</i>
2 ₀₂	3 ₂₁	1.67 (—4)	<i>a</i>	3 ₂₁	4 ₁₄	6.89 (—1)	<i>b</i>	7 ₀₇	8 ₀₈	61.6	<i>a</i>
2 ₁₂	3 ₀₃	1.88	<i>b</i>	4 ₀₄	4 ₁₃	8.28	<i>b</i>	7 ₁₇	8 ₀₈	6.80	<i>b</i>
2 ₁₂	3 ₁₃	20.5	<i>a</i>	4 ₁₄	4 ₁₃	3.47	<i>a</i>				
2 ₁₂	3 ₂₁	3.08	<i>b</i>	4 ₀₄	5 ₀₅	38.5	<i>a</i>				

В табл. 2 представлены точные значения частот сверхтонких компонентов линий и соответствующие им рассчитанные коэффициенты Эйнштейна для ряда радиационных переходов в молекуле НСО, а также те переходы, для которых известны (по лабораторным измерениям) точные значения частот.

До сих пор в межзвездной среде наблюдались лишь линии, соответствующие переходу $1\bar{0}_1^- \rightarrow 0\bar{0}_0^+$ с $\lambda = 3.46$ мм, причем для этого перехода удалось разрешить как тонкую, так и сверхтонкую структуры линий (рис. 2).

Таблица 2. Частоты и вероятности вращательных переходов НСО с учетом тонкого и сверхтонкого расщепления

$N', \rightarrow N' K_a' K_c'$ $K_a' K_c'$	$J' \rightarrow J$	$F' \rightarrow F$	ν , МГц	A , с^{-1}	$N', \rightarrow N' K_a' K_c'$ $K_a' K_c'$	$J' \rightarrow J$	$F' \rightarrow F$	ν , МГц	A , с^{-1}
$1_{01} 0_{00}$	$3/2 \rightarrow 1/2$	2 1	86 670.65	1.95 (-5)	$3_{21} 2_{20}$	$5/2 \rightarrow 3/2$	3 2	264 343.220	3.50 (-4)
	$1/2 \rightarrow 1/2$	1 0	86 708.38	1.30 (-5)			2 1	264 350.121	3.15 (-4)
	$1/2 \rightarrow 1/2$	1 1	86 777.52	1.30 (-5)	$3_{22} 2_{21}$	$7/2 \rightarrow 5/2$	4 3	258 166.583	3.75 (-4)
		0 1	86 805.82	1.95 (-5)			3 2	258 180.460	3.57 (-4)
$1_{10} 1_{11}$	$1/2 \rightarrow 1/2$	1 1	- 2 723.41	4.64 (-10)		$5/2 \rightarrow 3/2$	3 2	264 309.081	3.50 (-4)
	$3/2 \rightarrow 3/2$	1 1	2 888.78	7.25 (-10)			2 1	264 316.003	3.15 (-4)
		1 1	2 891.78	7.83 (-10)	$4_{04} 3_{03}$	$9/2 \rightarrow 7/2$	5 4	346 708.493	1.66 (-3)
		2 2					4 3	346 725.172	1.61 (-3)
$2_{11} 2_{12}$	$3/2 \rightarrow 3/2$	1 1	8 347.7	7.05 (-9)		$7/2 \rightarrow 5/2$	4 3	346 787.898	1.60 (-3)
		2 2	8 340.7	7.61 (-9)			3 2	346 804.597	1.52 (-3)
	$5/2 \rightarrow 5/2$	2 2	8 620.6	8.18 (-9)	$4_{14} 3_{13}$	$9/2 \rightarrow 7/2$	5 4	340 798.216	1.48 (-3)
		3 3	8 624.7	8.35 (-9)			4 3	340 812.078	1.44 (-3)
$3_{12} 3_{13}$		3 2	8 846.0	4.17 (-10)		$7/2 \rightarrow 5/2$	4 3	341 671.586	1.43 (-3)
	$5/2 \rightarrow 5/2$	2 2	16 804.2	3.34 (-8)			3 2	341 685.256	1.36 (-3)
		3 3	16 798.9	3.41 (-8)	$4_{13} 3_{12}$	$9/2 \rightarrow 7/2$	5 4	352 204.257	1.63 (-3)
		3 3	17 190.4	3.50 (-8)			4 3	352 214.861	1.59 (-3)
$3_{03} 2_{02}$	$7/2 \rightarrow 7/2$	4 4	17 196.4	3.52 (-8)		$7/2 \rightarrow 5/2$	4 3	352 967.885	1.58 (-3)
		4 4					3 2	352 978.060	1.50 (-3)
	$7/2 \rightarrow 5/2$	4 3	260 060.329	6.75 (-4)		$5/2 \rightarrow 7/2$	3 4	328 009.806	4.47 (-4)
		3 2	260 082.192	6.43 (-4)	$3_{13} 4_{04}$	$7/2 \rightarrow 9/2$	2 3	328 085.568	4.64 (-4)
$3_{13} 2_{12}$	$5/2 \rightarrow 3/2$	3 2	260 133.586	6.30 (-4)			4 5	331 180.457	4.41 (-4)
		2 1	260 155.769	5.67 (-4)		$7/2 \rightarrow 9/2$	3 4	331 259.705	4.51 (-4)
	$7/2 \rightarrow 5/2$	4 3	255 341.122	5.71 (-4)			4 5	236 286.654	1.43 (-4)
		3 2	255 358.430	5.44 (-4)	$4_{14} 5_{05}$	$7/2 \rightarrow 9/2$	3 4	236 363.280	1.46 (-4)
$3_{12} 2_{11}$	$5/2 \rightarrow 3/2$	3 2	256 875.347	5.33 (-4)			5 6	238 668.347	1.41 (-4)
		2 1	256 892.171	4.80 (-4)		$9/2 \rightarrow 11/2$	4 5	238 748.777	1.44 (-4)
	$7/2 \rightarrow 5/2$	4 3	263 911.659	6.30 (-4)			5 6	143 080.025	2.88 (-5)
		3 2	263 927.215	6.00 (-4)	$5_{15} 6_{06}$	$9/2 \rightarrow 11/2$	4 5	143 161.676	2.93 (-5)
$3_{21} 2_{20}$	$5/2 \rightarrow 3/2$	3 2	265 334.325	5.88 (-4)			6 7	144 956.679	2.86 (-5)
		2 1	265 348.661	5.30 (-4)		$11/2 \rightarrow 13/2$	5 6	145 042.054	2.89 (-5)
	$7/2 \rightarrow 5/2$	4 3	258 202.056	3.75 (-4)					
	3 2	258 216.096	3.57 (-4)						

Заключение. Суммируем полученные результаты: 1. Молекулы HCO могут быть эффективными «зондами» при исследовании не только внешних частей зон С II, но и внутренних областей плотных молекулярных облаков, где их содержание сравнимо с содержанием ионов HCO⁺; 2. Проведено обсуждение структуры вращательных уровней молекул с учетом тонкого и сверхтонкого расщепления; 3. Рассчитаны силы линий и вероятности переходов между нижними вращательными уровнями HCO.

Приведенные спектроскопические характеристики необходимы и непосредственно при радиоастрономических наблюдениях, и для детального анализа кинетики заселения вращательных уровней молекул HCO в облаках межзвездного газа.

1. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента.— Л.: Наука, 1975.— 438 с.
2. Allen H. C. Jr., Cross P. C. Molecular vib-rotors.— New York: Wiley, 1963.— 324 p.
3. Blake G. A., Sastry K. V. L. N., De Lucia F. C. The laboratory millimeter and submillimeter spectrum of HCO // J. Chem. Phys.— 1984.— 80, N 1.— P. 95—101.
4. Boland W., de Jong T. Hydrostatic models of molecular clouds // Astron. and Astrophys.— 1984.— 134, N 1.— P. 87—98.
5. Bowater J. C., Broun J. M., Carrington A. Microwave spectroscopy of nonlinear free radicals // Proc. Roy. Soc. London. A.— 1973.— 333.— P. 265—288.
6. Charo A., De Lucia F. C. The millimeter and submillimeter spectrum of HO₂: the effects of unpaired electronic spin in a light asymmetric rotor // J. Mol. Spectrosc.— 1982.— 94, N 2.— P. 426—436.
7. Hollis J. M., Churchwell E. Comparisons of C⁺ distributions with new interstellar sources of HCO emission // Astrophys. J.— 1983.— 271, N 1.— P. 170—174.
8. Mitchell G. F. Effects of shocks on the molecular composition of a dense interstellar clouds // Astrophys. J. Suppl. Ser.— 1984.— 54, N 1.— P. 81—101.
9. Morton D. C. Interstellar absorption lines in the spectrum of Zeta Ophiuchi // Astrophys. J.— 1975.— 197, N 1.— P. 85—115.
10. Prasad S. S., Huntress W. T. Jr. A model for gas phase chemistry in interstellar clouds // Astrophys. J. Suppl. Ser.— 1980.— 43, N 1.— P. 1—35.
11. Raynes W. T. Spin splittings and rotational structure of nonlinear molecules in doublet and triplet electronic states // J. Chem. Phys.— 1964.— 41, N 10.— P. 3020—3032.
12. Snyder L. E., Hollis J. M., Ulich B. L. Radio detection of the interstellar formyl radical // Astrophys. J.— 1976.— 208, N 2.— L 91—L 94.

Спец. астрофиз. обсерватория АН СССР,
 Нижний Архыз
 Физ.-техн. ин-т им. А. Ф. Иоффе АН СССР,
 Ленинград

Поступила в редакцию
 21.04.86

РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 629.783:054

К УЧЕТУ ПОДСВЕТКИ СПУТНИКА СВЕТОМ, РАССЕЯННЫМ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ / Братийчук М. В., Гвардионов А. Б., Мотрунич Я. М.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 7000—В86)

Приводится вывод соотношения для вычисления вклада света, рассеянного поверхностью Земли, в общее освещение искусственного небесного тела, а также простые формулы для вычисления его фазового угла.