

МЕЖЗВЕЗДНЫЕ МОЛЕКУЛЫ СО СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРОЙ. ВОЗБУЖДЕНИЕ HCN И ЕЕ ИЗОТОПИЧЕСКИХ МОДИФИКАЦИЙ

И. И. Зинченко, В. К. Херсонский

Рассмотрены особенности спектров линейных межзвездных молекул со сверхтонким расщеплением вращательных уровней. Изучаются изотопические модификации $H^{12}C^{14}N$, $D^{12}C^{14}N$, $H^{13}C^{14}N$, $H^{12}C^{15}N$. Для них проведены детальные расчеты условий возбуждения в интервалах кинетической температуры 10—100 К и концентрации газа 10^8 — 10^9 см $^{-3}$. Обсуждаются возможности использования полученных результатов для интерпретации наблюдаемых межзвездных радиолний.

The details of the spectra of the linear interstellar molecules with the hyperfine splitting of the rotational levels are considered. Isotopic modifications such as $H^{12}C^{14}N$, $D^{12}C^{14}N$, $H^{13}C^{14}N$, $H^{12}C^{15}N$ are studied. Detailed calculations of the excitation conditions are carried out for these molecules in the kinetic temperature interval 10—100 K and the gas density region 10^8 — 10^9 cm $^{-3}$. The possibilities of the using the obtained data for the interpretation of the observing interstellar lines are discussed.

1. Введение. Межзвездные молекулы со сверхтонкой структурой играют важную роль в зондировании облаков межзвездного газа. Большое разнообразие линий, обусловленных сверхтонкими расщеплениями вращательных уровней в таких молекулах, как OH, N_2H^+ , HCN, HC_3N и многих других, делает их особенно удобными при исследовании концентраций N и кинетических температур газа T_k , температуры поля излучения T_R , изучения кинематической структуры облаков. В этом отношении одной из наиболее используемых является молекула HCN. Во-первых, она довольно широко распространена в межзвездной среде. К настоящему времени ее эмиссионные линии обнаружены в гигантских газово-пылевых комплексах, компактных пылевых туманностях, протозвездных конденсациях и оболочках ИК-звезд [1], а также в некоторых соседних галактиках [2]. Во-вторых, она имеет много изотопических аналогов, из которых четыре, а именно $H^{12}C^{14}N$, $H^{13}C^{14}N$, $H^{12}C^{15}N$, $D^{12}C^{14}N$, обнаружены в межзвездной среде. В-третьих, удастся наблюдать не одну, а несколько линий у каждой из этих модификаций (все эти линии без сверхтонких расщеплений перечислены в табл. 1).

ТАБЛИЦА 1

Частоты радиолний изотопических модификаций HCN,
наблюдаемые в межзвездной среде, ГГц

| Переход J | $H^{12}C^{14}N$ | $D^{12}C^{14}N$ | $H^{13}C^{14}N$ | $H^{12}C^{15}N$ |
|-------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 1—0 | 88.63 | 72.41 | 86.34 | 86.06 |
| 2—1 | | 144.83 | 172.68 | 172.11 |
| 3—2 | 265.89 | 217.24 | | |
| 4—3 | 354.04 | | | |

Для извлечения информации о физических характеристиках межзвездных облаков из наблюдательных данных по линиям HCN необходимо детально знать условия возбуждения соответствующих переходов. Такое изучение может быть проведено только расчетным путем. Именно, необходимо определить зависимости населенностей сигнальных уровней от факторов, влияющих на их

заселение. Такого рода расчеты для небольших концентраций газа ($N < 10^4 \text{ см}^{-3}$) были выполнены в работах [3—5], причем в работе [5] были использованы неточные зависимости вероятностей столкновительных переходов от температуры газа и от квантовых чисел, определяющих начальное и конечное состояние.

Цель данной работы состоит в детальном изучении условий возбуждения молекулы HCN в широких интервалах изменения N и T_k и выяснения некоторых общих особенностей, определяющих интенсивности эмиссионных линий молекул этого типа. При этом наше рассмотрение будет ограничено случаем, когда оптическая толщина в рассматриваемых линиях мала и поле излучения (в отсутствие мощных источников ИК-накачки) определяется реликтовым фоном ($T_R = 2.76 \text{ K}$). Это условие почти всегда выполняется для изотопических модификаций $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$, $\text{H}^{12}\text{C}^{15}\text{N}$, $\text{D}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$, и часто для $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$.

2. Вращательный спектр молекулы HCN и вероятности переходов. Структура вращательных уровней молекул со сверхтонкими расщеплениями до-

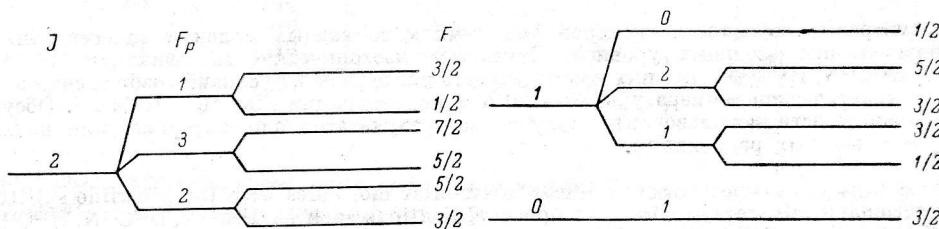


Рис. 1. Схема сверхтонких расщеплений нижних вращательных уровней молекулы $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$.

вольно сложна, и мы проиллюстрируем ее на примере основной изотопической модификации $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$. Здесь сверхтонкое расщепление связано с наличием ядерных спинов у ядер азота ^{14}N ($I_N = 1$) и водорода H ($I_H = 1/2$). Причем спин $I_N = 1$ вызывает как квадрупольное, так и магнитно-дипольное сверхтонкие расщепления, тогда как спин $I_H = 1/2$ приводит лишь к появлению магнитной сверхтонкой структуры.

В этом случае сверхтонкие взаимодействия, обязанные спину I_N , расщепляют каждый J -уровень в систему F_p -уровней: $F_p = J + I_N, J + I_N - 1, \dots, |J - I_N|$, если $J > 0$. В свою очередь, каждый F_p -уровень расщепляется сверхтонким взаимодействием, обязанным спину I_H , в систему F -уровней: $F = F_p + I_H, F_p + I_H - 1, \dots, |F_p - I_H|$, если $F_p > 0$. Схема трех нижних вращательных уровней приведена на рис. 1.

Энергия вращательного уровня с учетом сверхтонких расщеплений может быть представлена в виде

$$E_{JF_pF} = B_0 J(J+1) - D_0 [J(J+1)]^2 + E_{JF_pF}^{(hfs)} \quad (1)$$

$$E_{JF_pF}^{(hfs)} = -Q(^{14}\text{N}) Y(F_p J I_N) + \frac{11}{2} \gamma(^{14}\text{N}) C(F_p J I_N) + \frac{1}{2} \gamma(\text{H}) C(F F_p I_H), \quad (2)$$

где

$$Y(F_p J I_N) = \frac{3C(F_p J I_N) [C(F_p J I_N) + 1] - I_N(I_N + 1) J(J+1)}{2(2J-1)(2J+3) I_N(2I_N-1)}; \quad (3)$$

$$C(abc) = a(a+1) - b(b+1) - c(c+1); \quad (4)$$

B_0 и D_0 — вращательные постоянные молекулы HCN в основном колебательном состоянии, $Q(^{14}\text{N})$, $\gamma(^{14}\text{N})$ и $\gamma(\text{H})$ — постоянные, определяющие сверхтонкие расщепления для ядер ^{14}N и для H соответственно. Для молекулы $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ $B_0 = 44315.976 (\pm 0.0004) \text{ МГц}$, $D_0 = 87.24 (\pm 0.06) \text{ кГц}$, $Q(^{14}\text{N}) = -4.709 (\pm 0.01) \text{ МГц}$. Для изотопической модификации $\text{D}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ $B_0 = 36207.463 (\pm 0.0012) \text{ МГц}$, $D_0 = 57.83 (\pm 0.04) \text{ кГц}$, $Q(^{14}\text{N}) = -4.703 (\pm 0.0012) \text{ МГц}$ [6]. Величины γ имеют много меньшие значения. Например, для $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ $\gamma(^{14}\text{N}) = 10.4 \text{ кГц}$ и $\gamma(\text{H}) = 0.5 \text{ кГц}$. Поэтому в дальнейшем соответствующие члены не будут учтены при расчете частот.

Выражения, аналогичные (1)–(4), можно привести и для других изотопических модификаций HCN. Следует при этом иметь в виду, что ядро ^{15}N не обладает спином, следовательно, соответствующие сверхтонкие расщепления отсутствуют. Ядро ^{13}C имеет спин $I_{\text{C}}=1/2$, однако магнитное расщепление, связанное с ним, мало. Ядро дейтерия имеет спин $I_{\text{D}}=1$, так что формально возникает и квадрупольное и магнитное расщепления, однако они также очень малы.

Таким образом, во всех рассматриваемых изотопических модификациях (за исключением $\text{H}^{12}\text{C}^{15}\text{N}$) сверхтонкое расщепление обязано главным образом наличию спина $I_{\text{N}}=1$ у ядра ^{14}N . Остальные расщепления настолько малы, что не разрешаются при радиоастрономических наблюдениях эмиссионных линий HCN.

В обсуждаемых ниже расчетах условий возбуждения уровней HCN необходимо также знать радиационные и столкновительные вероятности переходов $JF_p F \rightarrow J'F'_p F'$. При этом следует иметь в виду, что радиационные переходы без изменения вращательного квантового числа J (т. е. $\Delta J \equiv |J - J'| = 0$) запрещены в электрическом дипольном приближении. С учетом этого обстоятельства радиационные вероятности $R(JF_p F, J'F'_p F')$ могут быть представлены в виде

$$R(JF_p F, J'F'_p F') = \begin{cases} A(JF_p F, JF_p F) [1 + \rho(JF_p F, J'F'_p F')] & \text{при } J > J'; \\ \frac{2F+1}{2F'+1} A(J'F'_p F', JF_p F) \rho(JF_p F, J'F'_p F') & \text{при } J < J', \end{cases} \quad (5)$$

где

$$\rho(JF_p F, J'F'_p F') = \left[\exp\left(\frac{h\nu(JF_p F, J'F'_p F')}{kT_{\text{R}}}\right) - 1 \right]^{-1}; \quad (6)$$

$$\nu(JF_p F, J'F'_p F') = \frac{1}{h} |E_{JF_p F} - E_{J'F'_p F'}| \approx \frac{1}{h} |E_{JF_p} - E_{J'F'_p}|; \quad (7)$$

$A(J'F'_p F', JF_p F)$ — спонтанная вероятность перехода $J'F'_p F' \rightarrow JF_p F$, может быть выражена через частоту $\nu(JF_p F, J'F'_p F')$ и силу линии $S(J'F'_p F', JF_p F)$:

$$A(J'F'_p F', JF_p F) = \frac{64\pi^4}{3hc^3} [\nu(JF_p F, J'F'_p F')]^3 \frac{S(J'F'_p F', JF_p F)}{2F'+1}. \quad (8)$$

При этом сила линии определяется формулой

$$S(J'F'_p F', JF_p F) = \mu^2 (J+1)(2F+1)(2F'+1)(2F_p+1)(2F'_p+1) \times \\ \times \begin{Bmatrix} I_{\text{H}} & F_p & F \\ 1 & F'_p & F' \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} I_{\text{N}} & J & F_p \\ 1 & F'_p & J' \end{Bmatrix}^2, \quad (9)$$

где μ — дипольный момент молекулы; $\begin{Bmatrix} a & b & c \\ d & e & f \end{Bmatrix}$ — $6j$ -символ Вигнера [7]. Эти коэффициенты определяют правила отбора. Они отличны от нуля лишь в том случае, когда $F' = F$, $F \pm 1$ и $F'_p = F_p$, $F_p \pm 1$.

Столкновительные вероятности переходов для HCN без учета сверхтонкой структуры были рассчитаны в работе [8]. В работе [9] для той же молекулы были предложены полуфеноменологические формулы, учитывающие сверхтонкие расщепления,

$$C(J'F'_p F', JF_p F) = N(2J'+1)(2F_p+1)(2F'_p+1)(2F+1) \times \\ \times \sum_{s=|J'-J|}^{J'+J} (C_{J'0s0}^{J0})^2 \begin{Bmatrix} F'_p & F_p & s \\ J & J' & I_{\text{N}} \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} F' & F & s \\ F_p & F_p & I_{\text{H}} \end{Bmatrix}^2 W_s(T_{\text{K}}), \quad (10)$$

где $C_{J'0s0}^{J0}$ — коэффициент Клебша—Гордана [8];

$$W_s(T_{\text{K}}) = a_s (T_s/T_{\text{K}})^{1/2} \exp[-(T_s/T_{\text{K}})^{1/2}]; \quad T_s = T_0 [s(s+1)]^{1/3}, \quad (11)$$

причем $T_0 = 10.5$ К и коэффициенты a_s имеют следующие значения (в единицах $10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$): $a_1 = 0.46$, $a_2 = 3.40$, $a_3 = 0.36$, $a_4 = 2.11$, $a_5 = 0.52$.

$a_6 = 2.24$. Члены суммы в (10) с $s > 6$ дают малый вклад в рассматриваемой области температур $T_K < 100$ K и учитываться в расчетах не будут.

3. Населенности уровней и интенсивности линий излучения. Как хорошо известно, в рассматриваемом оптически тонком случае интенсивность линии, соответствующей переходу $J'F'_pF' \rightarrow JF_pF$, определяется выражением

$$I(J'F'_pF', JF_pF) = I_B + \int_0^l [\varepsilon(J'F'_pF', JF_pF) - I_B k(JF_pF, J'F'_pF')] N_M dz, \quad (12)$$

где I_B — интенсивность фонового излучения (в данном случае реликтовый фон); N_M — концентрация молекул HCN (или ее изотопических модификаций), интегрирование ведется в пределах облака размером l , коэффициенты излучения и поглощения определяются выражениями

$$\varepsilon(J'F'_pF', JF_pF) = A(J'F'_pF', JF_pF) n_{J'F'_pF'} \frac{c}{4\pi^3 l^2 v_T}, \quad (13)$$

$$k(JF_pF, J'F'_pF') = A(J'F'_pF', JF_pF) \lambda^3 (J'F'_pF', JF_pF) \frac{1}{8\pi^3 l^2 v_T} \times \\ \times \left(\frac{2F'+1}{2F+1} n_{JF_pF} - n_{J'F'_pF'} \right). \quad (14)$$

Здесь $v_T = (v_{\text{тепл}}^2 + v_{\text{турб}}^2)^{1/2}$; λ — длина волны наблюдаемой линии; n_{JF_pF} — населенности уровней, которые должны быть определены из уравнений баланса

$$n_{JF_pF} \sum_{J'F'_pF'} W(JF_pF, J'F'_pF') = \sum_{J'F'_pF'} n_{J'F'_pF'} W(J'F'_pF', JF_pF), \quad \sum_{JF_pF} n_{JF_pF} = 1. \quad (15)$$

В этих уравнениях

$$W(J'F'_pF', JF_pF) = R(J'F'_pF', JF_pF) + C(J'F'_pF', JF_pF) \quad (16)$$

— полная вероятность перехода $J'F'_pF' \rightarrow JF_pF$.

Когда речь идет о наблюдении межзвездных линий молекулы HCN (DCN), приведенные выше уравнения могут быть упрощены.

Как уже упоминалось выше, сверхтонкое расщепление, связанное с наличием ненулевого спина у протона или дейтерия, очень мало и практически не разрешается при наблюдениях. Наблюдается лишь линия, суммарная по всем FF' , интенсивность которой может быть представлена аналогично формуле (12) в виде

$$I(J'F'_p, JF_p) = I_B + \int_0^l \sum_{FF'} [\varepsilon(J'F'_pF', JF_pF) - I_B k(JF_pF, J'F'_pF')] N_M dz. \quad (17)$$

Сумма, входящая под знак интеграла, может быть легко вычислена. Для этого введем суммарные по F -компонентам населенности уровней

$$n_{JF_p} = \sum_F n_{JF_pF} \quad (18)$$

и воспользуемся соотношениями, которые легко доказываются непосредственным суммированием выражения (8):

$$\sum_F A(J'F'_pF', JF_pF) = A(J'F'_p, JF_p) = A(J'F'_pF, JF_pF) \Big|_{I_H=0}; \quad (19)$$

$$\sum_F A(J'F'_pF', JF_pF) \frac{2F'+1}{2F+1} = A(J'F'_p, JF_p) \frac{2F'_p+1}{2F_p+1} = \\ = A(J'F'_pF', JF_pF) \Big|_{I_H=0} \frac{2F'_p+1}{2F_p+1}. \quad (20)$$

Кроме того, учтем, что $\nu(J'F'_p F', JF_p F) \approx \nu(JF_p, J'F'_p)$. Тогда получим

$$I(J'F'_p, JF_p) = I_B + \int_0^l [\varepsilon(J'F'_p, JF_p) - I_B k(JF_p, J'F'_p)] N_M dz, \quad (21)$$

причем коэффициенты излучения и поглощения могут быть вычислены по формулам (13) и (14), если положить в них $I_H = 0$.

Аналогично упрощаются уравнения баланса (15). При этом нужно использовать следующие правила сумм:

$$\sum_{F'} R(JF_p F, J'F'_p F') = R(JF_p, J'F'_p) = R(JF_p F, J'F'_p F') \Big|_{I_H=0}; \quad (22)$$

$$\sum_{F'} C(JF_p F, J'F'_p F') = C(JF_p, J'F'_p) = C(JF_p F, J'F'_p F') \Big|_{I_H=0}, \quad (23)$$

которые можно доказать, используя формулы (18)—(20) и правила суммирования $6j$ -символов [7]. Суммируя теперь формулу (15) по F и учитывая соотношения (18)—(20) и (22)—(23), легко получить, что уравнения баланса принимают вид

$$n_{JF_p} \sum_{J'F'_p} W(JF_p, J'F'_p) = \sum_{J'F'_p} n_{J'F'_p} W(J'F'_p, JF_p); \quad \sum_{J'F'_p} n_{J'F'_p} = 1, \quad (24)$$

т. е. в том случае, когда нас интересует суммарная населенность F_p -уровня, она может быть рассчитана из уравнений баланса (15), в которых положено $I_H = 0$ (хотя истинное значение I_H отлично от нуля).

Аналогично, если при наблюдениях оптически тонких линий не разрешается сверхтонкая структура, обязанная наличию ненулевого спина I_N , выражение для интенсивности и уравнения баланса еще более упрощаются, а именно все величины, входящие в них, оказываются зависящими только от вращательного квантового числа J и могут быть рассчитаны по приведенным выше формулам, если в них положить $I_N = 0$ (хотя, как и в предыдущем случае, истинное значение I_N отлично от нуля).

В рассматриваемом оптически тонком случае уравнения баланса могут быть дополнительно упрощены и в том случае, когда требуется определить не суммарные n_J , а парциальные населенности n_{JF_p} . Для этого необходимо учесть, что населенности n_{JF_p} , удовлетворяющие соотношениям типа

$$n_{J'F'_p} / n_{JF_p} = (2F'_p + 1) / (2F_p + 1), \quad (25)$$

являются точными решениями уравнений баланса (24), если $|E_{J'F'_p}^* - E_{JF_p}| / kT_{ex} \ll 1$. То, что это так, можно видеть из следующих соображений. Подстановка (25) в (24) приводит к уравнениям баланса для суммарной населенности $n_J = \sum_{F_p} n_{JF_p}$

$$n_J \sum_{J'} W(JJ') = \sum_{J'} n_{J'} W(J'J); \quad \sum_{J'} n_{J'} = 1. \quad (26)$$

Следовательно, в силу единственности решения населенности, удовлетворяющие соотношению (25), являются точными решениями задачи, если n_J из уравнений (26) также являются точными решениями. Последнее справедливо, так как уравнения (26) могут быть получены из (24) простым суммированием обеих частей по F_p , которое может быть выполнено в точном виде.

Следовательно, для расчета населенностей n_{JF_p} в рассматриваемом случае достаточно решить уравнения (26) для суммарных n_J , а затем с помощью (25) можно найти все парциальные величины n_{JF_p} .

4. Результаты численных расчетов. На рис. 2 представлены результаты численных расчетов населенностей, однако для наглядности здесь приведены не сами населенности, а функции $b_J(N, T_K) \equiv n_J(N, T_K) / n_J^*(T_K)$, показывающие отклонения населенностей $n_J(N, T_K)$ от их термодинамически равновесных (больцмановских) значений $n_J^*(T_K)$. При больших концентрациях газа $b_J(N,$

T_K) $\rightarrow 1$ для всех J , а населенности принимают свои Больцмановские значения при $T = T_K$. Из рис. 2 видно, что это происходит при высоких концентрациях газа ($N > 10^8 \text{ см}^{-3}$), что является следствием большой величины дипольного момента HCN.

При малых концентрациях газа $N < 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$ заселение уровней полностью контролируется излучением и функция $b_J(N, T_K)$ может быть представлена выражением

$$b_J(N, T_K) = \frac{n_J^*(T_R)}{n_J^*(T_K)} = \frac{z(T_K)}{z(T_R)} \times \exp \left[-\frac{E_J}{k} \left(\frac{1}{T_R} - \frac{1}{T_K} \right) \right], \quad (27)$$

где

$$z(T) \approx \frac{kT}{hB_0} \left\{ 1 + \frac{1}{3} \frac{hB_0}{kT} + \frac{1}{15} \left(\frac{hB_0}{kT} \right)^2 + \frac{1}{315} \left(\frac{hB_0}{kT} \right)^3 + \dots \right\}. \quad (28)$$

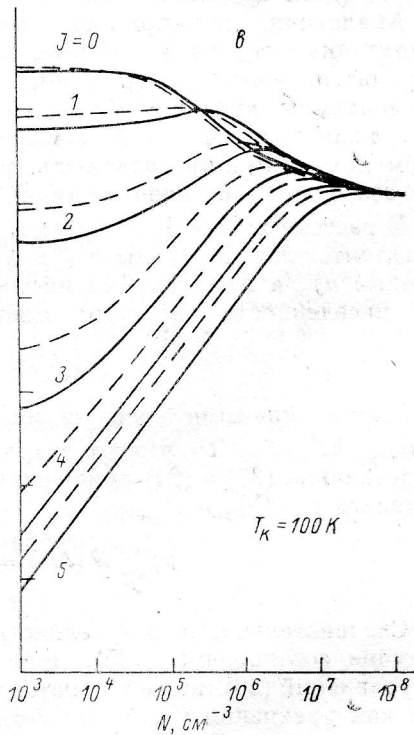
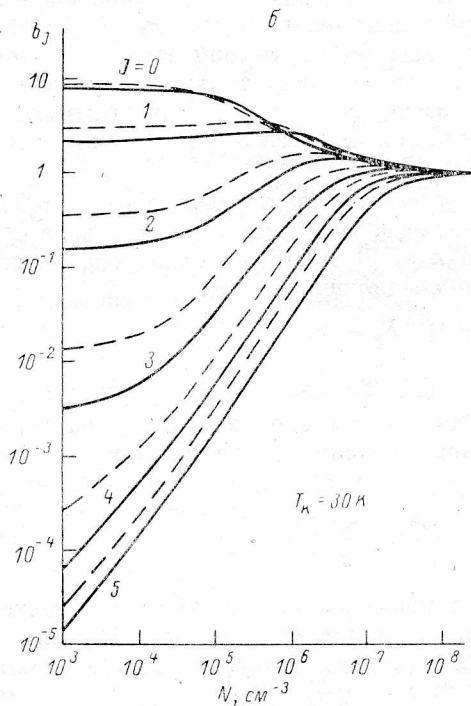
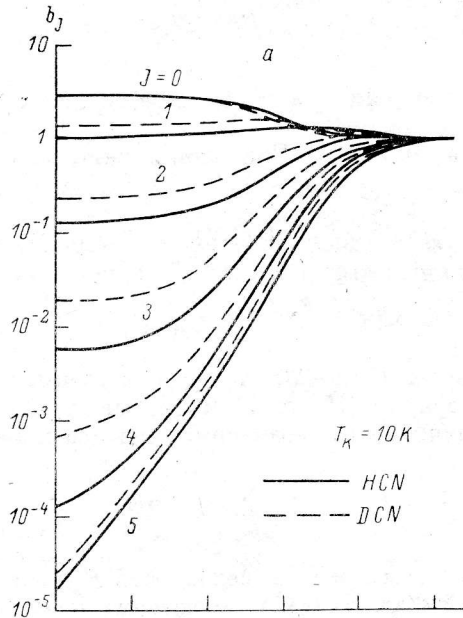


Рис. 2. Величины b_J для $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ и $\text{D}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ как функции концентрации газа N при различных значениях кинетической температуры T_K .

T_K, K : а — 10, б — 30, в — 100.

Обращает на себя внимание довольно сильное различие функций $b_J(N, T_K)$ для $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ и $\text{D}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$, которое вызвано сравнительно большим различием (в 1.2 раза) моментов инерции этих изотопических модификаций (аналогичные различия между $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$, $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$, $\text{H}^{12}\text{C}^{15}\text{N}$ несущественны). Это обстоятельство особенно важно учитывать при интерпретации наблюдаемых линий излу-

ТАБЛИЦА 2

| lg N, см ⁻³ | T, K | | | | | |
|------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | 10 | 15 | 20 | 30 | 50 | 100 |
| 3.00 | -15.27 | -15.09 | -14.99 | -14.86 | -14.74 | -14.60 |
| | -15.46 | -15.27 | -15.16 | -15.03 | -14.89 | -14.73 |
| | -16.12 | -15.89 | -15.75 | -15.56 | -15.35 | -15.10 |
| 3.25 | -15.02 | -14.84 | -14.74 | -14.62 | -14.49 | -14.36 |
| | -15.21 | -15.02 | -14.91 | -14.78 | -14.64 | -14.48 |
| | -15.87 | -15.64 | -15.49 | -15.31 | -15.10 | -14.85 |
| 3.50 | -14.77 | -14.59 | -14.49 | -14.37 | -14.25 | -14.11 |
| | -14.96 | -14.77 | -14.66 | -14.53 | -14.39 | -14.23 |
| | -15.62 | -15.39 | -15.24 | -15.06 | -14.85 | -14.60 |
| 3.75 | -14.52 | -14.34 | -14.24 | -14.12 | -14.00 | -13.87 |
| | -14.71 | -14.52 | -14.41 | -14.28 | -14.14 | -13.98 |
| | -15.37 | -15.14 | -14.99 | -14.81 | -14.60 | -14.35 |
| 4.00 | -14.28 | -14.10 | -14.00 | -13.88 | -13.76 | -13.63 |
| | -14.47 | -14.27 | -14.16 | -14.03 | -13.89 | -13.74 |
| | -15.11 | -14.88 | -14.74 | -14.55 | -14.34 | -14.10 |
| 4.25 | -14.03 | -13.86 | -13.76 | -13.64 | -13.52 | -13.40 |
| | -14.22 | -14.03 | -13.91 | -13.78 | -13.65 | -13.49 |
| | -14.86 | -14.63 | -14.48 | -14.30 | -14.09 | -13.84 |
| 4.50 | -13.79 | -13.62 | -13.52 | -13.41 | -13.30 | -13.18 |
| | -13.97 | -13.78 | -13.67 | -13.54 | -13.41 | -13.25 |
| | -14.60 | -14.37 | -14.22 | -14.04 | -13.83 | -13.59 |
| 4.75 | -13.56 | -13.39 | -13.30 | -13.19 | -13.09 | -12.98 |
| | -13.73 | -13.54 | -13.43 | -13.30 | -13.17 | -13.02 |
| | -14.34 | -14.11 | -13.96 | -13.77 | -13.57 | -13.33 |
| 5.00 | -13.34 | -13.18 | -13.09 | -12.99 | -12.90 | -12.82 |
| | -13.49 | -13.30 | -13.19 | -13.07 | -12.94 | -12.80 |
| | -14.08 | -13.84 | -13.69 | -13.51 | -13.30 | -13.07 |
| 5.25 | -13.13 | -12.99 | -12.91 | -12.83 | -12.76 | -12.70 |
| | -13.25 | -13.07 | -12.97 | -12.85 | -12.73 | -12.60 |
| | -13.81 | -13.56 | -13.41 | -13.23 | -13.04 | -12.82 |
| 5.50 | -12.96 | -12.83 | -12.77 | -12.71 | -12.66 | -12.63 |
| | -13.03 | -12.86 | -12.76 | -12.65 | -12.54 | -12.42 |
| | -13.54 | -13.29 | -13.14 | -12.96 | -12.78 | -12.58 |
| 5.75 | -12.82 | -12.72 | -12.68 | -12.64 | -12.62 | -12.63 |
| | -12.83 | -12.66 | -12.57 | -12.47 | -12.37 | -12.27 |
| | -13.27 | -13.02 | -12.87 | -12.71 | -12.53 | -12.35 |
| 6.00 | -12.73 | -12.66 | -12.64 | -12.63 | -12.65 | -12.70 |
| | -12.65 | -12.49 | -12.41 | -12.32 | -12.24 | -12.17 |
| | -13.01 | -12.76 | -12.63 | -12.47 | -12.32 | -12.16 |
| 6.25 | -12.69 | -12.66 | -12.66 | -12.68 | -12.73 | -12.83 |
| | -12.50 | -12.35 | -12.28 | -12.21 | -12.16 | -12.13 |
| | -12.79 | -12.54 | -12.41 | -12.27 | -12.13 | -12.01 |
| 6.50 | -12.70 | -12.70 | -12.72 | -12.77 | -12.85 | -12.99 |
| | -12.39 | -12.26 | -12.21 | -12.16 | -12.14 | -12.16 |
| | -12.61 | -12.36 | -12.24 | -12.11 | -12.00 | -11.91 |
| 6.75 | -12.72 | -12.75 | -12.79 | -12.87 | -12.97 | -13.13 |
| | -12.32 | -12.21 | -12.17 | -12.15 | -12.17 | -12.24 |
| | -12.47 | -12.23 | -12.12 | -12.00 | -11.92 | -11.88 |
| 7.00 | -12.75 | -12.80 | -12.86 | -12.94 | -13.07 | -13.25 |
| | -12.28 | -12.19 | -12.17 | -12.18 | -12.23 | -12.35 |
| | -12.38 | -12.14 | -12.04 | -11.95 | -11.90 | -11.91 |
| 7.25 | -12.78 | -12.84 | -12.90 | -13.00 | -13.14 | -13.34 |
| | -12.26 | -12.19 | -12.19 | -12.22 | -12.30 | -12.44 |
| | -12.32 | -12.09 | -12.00 | -11.93 | -11.91 | -11.97 |
| 7.50 | -12.79 | -12.86 | -12.93 | -13.04 | -13.19 | -13.40 |
| | -12.25 | -12.19 | -12.20 | -12.25 | -12.35 | -12.52 |
| | -12.29 | -12.07 | -11.98 | -11.93 | -11.94 | -12.04 |
| 7.75 | -12.80 | -12.87 | -12.94 | -13.06 | -13.22 | -13.45 |
| | -12.24 | -12.20 | -12.21 | -12.27 | -12.38 | -12.57 |
| | -12.27 | -12.05 | -11.97 | -11.94 | -11.97 | -12.10 |
| 8.00 | -12.81 | -12.88 | -12.95 | -13.07 | -13.24 | -13.48 |
| | -12.24 | -12.20 | -12.22 | -12.28 | -12.41 | -12.61 |
| | -12.26 | -12.04 | -11.97 | -11.94 | -11.99 | -12.13 |
| 8.25 | -12.81 | -12.88 | -12.96 | -13.08 | -13.26 | -13.50 |
| | -12.24 | -12.20 | -12.22 | -12.29 | -12.42 | -12.63 |
| | -12.25 | -12.04 | -11.97 | -11.94 | -12.00 | -12.16 |
| 8.50 | -12.81 | -12.88 | -12.96 | -13.09 | -13.27 | -13.52 |

ТАБЛИЦА 2 (продолжение)

| lg N, см ⁻³ | T _K , K | | | | | |
|------------------------|--------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | 10 | 15 | 20 | 30 | 50 | 100 |
| 8.75 | -12.24 | -12.20 | -12.22 | -12.29 | -12.43 | -12.65 |
| | -12.25 | -12.04 | -11.97 | -11.95 | -12.01 | -12.17 |
| | -12.81 | -12.89 | -12.96 | -13.09 | -13.27 | -13.53 |
| 9.00 | -12.24 | -12.20 | -12.22 | -12.30 | -12.43 | -12.66 |
| | -12.25 | -12.04 | -11.97 | -11.95 | -12.01 | -12.18 |
| | -12.81 | -12.89 | -12.96 | -13.09 | -13.27 | -13.53 |
| | -12.24 | -12.20 | -12.23 | -12.30 | -12.44 | -12.66 |
| | -12.25 | -12.03 | -11.97 | -11.95 | -12.02 | -12.19 |

ТАБЛИЦА 3

| lg N, см ⁻³ | T _K , K | | | | | |
|------------------------|--------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | 10 | 15 | 20 | 30 | 50 | 100 |
| 3.00 | -15.27 | -15.09 | -14.98 | -14.86 | -14.73 | -14.59 |
| | -15.41 | -15.21 | -15.10 | -14.97 | -14.83 | -14.67 |
| 3.25 | -15.97 | -15.75 | -15.61 | -15.43 | -15.23 | -15.00 |
| | -15.02 | -14.84 | -14.73 | -14.61 | -14.48 | -14.34 |
| | -15.16 | -14.96 | -14.85 | -14.72 | -14.58 | -14.42 |
| 3.50 | -15.72 | -15.49 | -15.36 | -15.18 | -14.98 | -14.75 |
| | -14.78 | -14.59 | -14.48 | -14.36 | -14.24 | -14.10 |
| 3.75 | -14.91 | -14.72 | -14.60 | -14.47 | -14.33 | -14.17 |
| | -15.47 | -15.24 | -15.11 | -14.93 | -14.73 | -14.50 |
| | -14.53 | -14.34 | -14.24 | -14.12 | -13.99 | -13.86 |
| 4.00 | -14.66 | -14.47 | -14.35 | -14.22 | -14.08 | -13.92 |
| | -15.21 | -14.99 | -14.85 | -14.68 | -14.48 | -14.24 |
| | -14.28 | -14.10 | -14.00 | -13.88 | -13.76 | -13.63 |
| 4.25 | -14.41 | -14.22 | -14.11 | -13.97 | -13.84 | -13.68 |
| | -14.96 | -14.74 | -14.60 | -14.42 | -14.23 | -13.99 |
| | -14.04 | -13.86 | -13.76 | -13.64 | -13.53 | -13.40 |
| 4.50 | -14.17 | -13.97 | -13.86 | -13.73 | -13.59 | -13.44 |
| | -14.71 | -14.48 | -14.34 | -14.17 | -13.97 | -13.74 |
| | -13.80 | -13.63 | -13.53 | -13.42 | -13.31 | -13.20 |
| 4.75 | -13.92 | -13.73 | -13.62 | -13.49 | -13.36 | -13.21 |
| | -14.45 | -14.23 | -14.09 | -13.91 | -13.71 | -13.49 |
| | -13.58 | -13.41 | -13.32 | -13.22 | -13.13 | -13.03 |
| 5.00 | -13.68 | -13.49 | -13.38 | -13.26 | -13.13 | -12.99 |
| | -14.19 | -13.96 | -13.82 | -13.65 | -13.45 | -13.23 |
| | -13.37 | -13.22 | -13.14 | -13.05 | -12.97 | -12.90 |
| 5.25 | -13.45 | -13.26 | -13.16 | -13.04 | -12.92 | -12.78 |
| | -13.93 | -13.70 | -13.56 | -13.38 | -13.19 | -12.98 |
| | -13.19 | -13.05 | -12.99 | -12.92 | -12.86 | -12.83 |
| 5.50 | -13.22 | -13.04 | -12.95 | -12.83 | -12.72 | -12.60 |
| | -13.66 | -13.43 | -13.29 | -13.12 | -12.94 | -12.74 |
| | -13.04 | -12.93 | -12.88 | -12.84 | -12.82 | -12.82 |
| 5.75 | -13.01 | -12.85 | -12.75 | -12.65 | -12.55 | -12.45 |
| | -13.40 | -13.16 | -13.03 | -12.87 | -12.70 | -12.52 |
| | -12.94 | -12.86 | -12.84 | -12.82 | -12.83 | -12.88 |
| 6.00 | -12.82 | -12.67 | -12.59 | -12.50 | -12.42 | -12.35 |
| | -13.15 | -12.91 | -12.78 | -12.63 | -12.48 | -12.33 |
| | -12.89 | -12.85 | -12.85 | -12.87 | -12.91 | -13.01 |
| 6.25 | -12.67 | -12.53 | -12.46 | -12.39 | -12.34 | -12.31 |
| | -12.92 | -12.69 | -12.57 | -12.43 | -12.30 | -12.18 |
| | -12.89 | -12.89 | -12.91 | -12.96 | -13.04 | -13.17 |
| 6.50 | -12.55 | -12.43 | -12.38 | -12.34 | -12.32 | -12.34 |
| | -12.72 | -12.50 | -12.39 | -12.27 | -12.17 | -12.08 |
| | -12.93 | -12.95 | -12.99 | -13.06 | -13.16 | -13.32 |
| 6.75 | -12.47 | -12.38 | -12.35 | -12.33 | -12.35 | -12.42 |
| | -12.57 | -12.36 | -12.26 | -12.16 | -12.09 | -12.05 |
| | -12.97 | -13.02 | -13.07 | -13.15 | -13.27 | -13.44 |
| | -12.43 | -12.37 | -12.35 | -12.37 | -12.42 | -12.54 |
| | -12.47 | -12.27 | -12.18 | -12.11 | -12.07 | -12.09 |

ТАБЛИЦА 3 (продолжение)

| lg N, см ⁻³ | T _K , K | | | | | |
|------------------------|--------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | 10 | 15 | 20 | 30 | 50 | 100 |
| 7.00 | -13.00 | -13.06 | -13.12 | -13.22 | -13.35 | -13.54 |
| | -12.42 | -12.37 | -12.38 | -12.41 | -12.49 | -12.64 |
| 7.25 | -12.40 | -12.22 | -12.14 | -12.09 | -12.09 | -12.16 |
| | -13.02 | -13.09 | -13.16 | -13.26 | -13.41 | -13.62 |
| 7.50 | -12.41 | -12.38 | -12.40 | -12.45 | -12.56 | -12.73 |
| | -12.36 | -12.19 | -12.13 | -12.10 | -12.13 | -12.24 |
| 7.75 | -13.03 | -13.11 | -13.18 | -13.30 | -13.46 | -13.68 |
| | -12.41 | -12.39 | -12.41 | -12.48 | -12.60 | -12.79 |
| 8.00 | -12.34 | -12.18 | -12.13 | -12.12 | -12.17 | -12.30 |
| | -13.04 | -13.12 | -13.19 | -13.32 | -13.49 | -13.72 |
| 8.25 | -12.41 | -12.40 | -12.43 | -12.50 | -12.63 | -12.84 |
| | -12.32 | -12.17 | -12.13 | -12.13 | -12.20 | -12.35 |
| 8.50 | -13.04 | -13.12 | -13.20 | -13.33 | -13.50 | -13.75 |
| | -12.41 | -12.40 | -12.43 | -12.51 | -12.65 | -12.87 |
| 8.75 | -12.32 | -12.17 | -12.13 | -12.13 | -12.21 | -12.38 |
| | -13.04 | -13.13 | -13.21 | -13.34 | -13.52 | -13.77 |
| 9.00 | -12.41 | -12.40 | -12.44 | -12.52 | -12.67 | -12.89 |
| | -12.31 | -12.17 | -12.13 | -12.14 | -12.23 | -12.40 |
| 8.50 | -13.05 | -13.13 | -13.21 | -13.34 | -13.52 | -13.78 |
| | -12.41 | -12.40 | -12.44 | -12.53 | -12.67 | -12.90 |
| 8.75 | -12.31 | -12.16 | -12.13 | -12.14 | -12.23 | -12.42 |
| | -13.05 | -13.13 | -13.21 | -13.34 | -13.53 | -13.79 |
| 9.00 | -12.41 | -12.40 | -12.44 | -12.53 | -12.68 | -12.91 |
| | -12.31 | -12.16 | -12.13 | -12.14 | -12.24 | -12.42 |
| 9.00 | -13.05 | -13.13 | -13.21 | -13.34 | -13.53 | -13.79 |
| | -12.41 | -12.40 | -12.44 | -12.53 | -12.68 | -12.91 |
| | -12.31 | -12.16 | -12.13 | -12.15 | -12.24 | -12.43 |

чения, а именно, использование данных для HCN при интерпретации наблюдений линии DCN или, наоборот, как это делается, например, в работе [5], может привести к большим ошибкам в определении физических характеристик облаков межзвездного газа.

При определении лучевой плотности N_L молекул HCN необходимо знать ожидаемые интенсивности радиолний для широкого интервала концентраций и температур газа, характерных для межзвездных облаков. При этом в наблюдениях часто получают интегральные по частоте (или по скоростям) значения интенсивностей, т. е.

$$\int [I(J'J) - I_B] d\nu = \sqrt{\pi} \Delta\nu_D [\varepsilon(J'J) - I_B k(J'J)] N_L. \quad (29)$$

Здесь предполагается, что облако является приблизительно однородным вдоль луча зрения, и интегрирование ведется в пределах доплеровского профиля линии. Величина

$$\Delta_{JJ'}(N, T_K) \equiv \sqrt{\pi} \Delta\nu_D [\varepsilon(J'J) - I_B k(J'J)] \quad (30)$$

может быть рассчитана с использованием обсуждавшихся выше данных для населенностей уровней n_J или функций $b_J(N, T_K)$. Результаты этих расчетов приведены в табл. 2 и 3 для HCN и DCN соответственно, причем для каждого значения N и T_K получены три величины Δ , соответствующие вращательным переходам $J=1-0$, $2-1$ и $3-2$ (они расположены столбцом в порядке возрастания J). Если сверхтонкий мультиплет хорошо разрешается и при наблюдениях получают не суммарные, а парциальные яркостные температуры для всех сверхтонких компонент, эти таблицы также могут быть использованы с учетом соотношения (25). Если известна концентрация и кинетическая тем-

пература газа, то приравнивая (29) значению, определенному по наблюдаемой яркостной температуре, получаем

$$N_L = \int [I(J'J) - I_B] d\nu / \Delta_{JJ'}, \quad (31)$$

где $\Delta_{JJ'}$ берется непосредственно из табл. 2 или 3.

Проиллюстрируем сказанное на следующем примере. В работе [10] мы обсудили возможности использования результатов расчетов населенностей молекулы HCN и ее изотопических модификаций для определения кинетических температур и концентраций газа. Далее, используя результаты наблюдений трех линий ($J=1-0$, $2-1$, $3-2$) DCN в направлении так называемого «молекулярного пика» в газовой-пылевом комплексе в Орионе А [5], мы определили, что в облаке, где возникает наблюдаемая эмиссия, $N \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $T_k = 20 \text{ К}$. Теперь легко определить количество молекул DCN на луче зрения N_L . Для этого снова воспользуемся данными, полученными в работе [5], которые позволяют оценить числитель в формуле (31). Величины $\Delta_{JJ'}$ для этих переходов при найденных значениях N и T_k , как это видно из табл. 3, равны $1.3 \cdot 10^{-13}$, 4.1×10^{-13} и $3.0 \cdot 10^{-13}$ эрг/(см²·с·стер). Пользуясь формулой (31), получаем, что лучевая плотность молекул DCN в рассматриваемом облаке $N_L \approx (2.5-5) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что хорошо соответствует оценкам, полученным ранее [11].

5. Заключение. Кратко суммируем результаты данной работы. Рассмотрены методы расчета населенностей вращательных уровней линейных межзвездных молекул в $^1\Sigma$ -состоянии при наличии сверхтонкой структуры. Обсуждается случай, когда оптическая толщина во вращательных переходах мала. Конкретные расчеты выполнены для изотопических модификаций молекулы HCN для широких интервалов изменения кинетической температуры и концентрации газа. Рассчитаны также ожидаемые интенсивности межзвездных радиолний этих молекул, сопоставление которых с наблюдаемыми величинами позволяет определить число излучающих молекул на луче зрения. Полученные данные могут быть широко использованы для изучения физических условий в облаках межзвездного газа.

Литература

1. Тернер Б. Е. Межзвездные молекулы. — В кн.: Галактическая и внегалактическая радиоастрономия. Под ред. Г. Л. Верскера и К. И. Келлермана. М., «Мир», 1976.
2. Rickard L. J., Palmer P., Turner B. E., Morris M., Zuckerman B. Observations of the extragalactic molecules. II. HCN and CS. — *Astrophys. J.*, 1977, 214, p. 390—393.
3. Gottlieb C. A., Lada C. J., Gottlieb E. W., Lilley A. E., Litvak M. M. Observations of millimeter-wave HCN in four prototype clouds. — *Astrophys. J.*, 1975, 202, p. 655—672.
4. Linke R. A., Goldsmith P. F., Wannier P. G., Wilson R. W., Pensa A. A. Isotopic abundance variations in interstellar HCN. — *Astrophys. J.*, 1977, 214, p. 50—59.
5. Phillips T. G., Jefferis K. B., Wannier P. G. A new DCN line: DCN (HCN) excitation. — *Astrophys. J.*, 1974, 192, L153—L156.
6. Numerical data and functional relationship in science and technology. V.II/6. Molecular constants (eds. K.-H. Hellwege). N. Y., 1974.
7. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. Л., «Наука», 1975.
8. Green S., Thaddeus P. Rotational excitation of CO by collisions with He, H and H₂ under conditions interstellar clouds. — *Astrophys. J.*, 1976, 205, p. 766—785.
9. Varshalovich D. A., Khersonskij V. K. Collisional excitation of interstellar molecules. — *Astrophys. Lett.*, 1977, 18, p. 167—172.
10. Зинченко И. И., Херсонский В. К. Населенности вращательных уровней межзвездной молекулы HCN. — *Астрон. ж.*, 1982.
11. Mann A. P. C., Williams D. A. A list of interstellar molecules. — *Nature*, 1980, 283, p. 721—725.

Поступила в редакцию 24.04.81