

УДК: 524.6—7

НАСЕЛЕННОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ В ОБЛАКАХ С БОЛЬШИМ КРАСНЫМ СМЕЩЕНИЕМ

И. Е. ВАЛЬТЦ, В. К. ХЕРСОНСКИЙ

Поступила 27 мая 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Изучается влияние поля реликтового излучения на населенности вращательных уровней молекулы CO в молекулярных облаках галактик с большими красными смещениями. Рассмотрены области кинетических температур и концентраций газа, типичные для молекулярных облаков нашей Галактики: $10^3 \lesssim N_{H_2} \text{ (см}^{-3}\text{)} \lesssim 10^6$; $20 \lesssim T_k \text{ (K)} \lesssim 100$. Влияние поля реликтового излучения исследовано в интервале красных смещений $1 \lesssim z \lesssim 5$. Показано, что это влияние существенно уже при $N_{H_2} < 10^4 \text{ см}^{-3}$ и является доминирующим при $N_{H_2} = 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$.

1. *Введение.* В настоящее время эмиссионные радиолнии, соответствующие вращательным переходам в молекулах CO, CS, HCN и некоторых других, наблюдаются в спектрах многих соседних галактик. В спектрах квазаров никаких радиолний, кроме HI 21 см, до сих пор не наблюдалось. В оптических абсорбционных спектрах квазаров имеется очень много неотожествленных деталей, и было предпринято много попыток отождествить эти линии с линиями молекул H_2 и CO (см., например, [1, 2]). В работе [3] детально обсуждалась возможность обнаружения молекулярных линий поглощения в спектрах квазаров в радиодиапазоне. В 1984 г. японские радиоастрономы наблюдали ряд квазаров в миллиметровом диапазоне длин волн с целью поиска абсорбционных деталей, связанных с поглощением в молекулярных линиях [4, 5]. В приведенном ими спектре квазара PHL 61 имеется неотожествленная деталь, амплитуда которой превышает $3\sigma_{\text{ш}}$ ($\sigma_{\text{ш}}$ — среднеквадратичное значение шума).

Возможная интерпретация этой детали как линии поглощения CO или CN обсуждалась в работе [6]. Хотя отождествление этой детали нельзя считать твердо установленным, очевидно, что аналогичные поиски молекулярных линий в спектрах квазаров будут продолжены в ближайшее время.

Интерес к обнаружению этих линий диктуется тем, что они, как и оптические линии, позволят зондировать физические условия в галактиках в ранние космологические эпохи.

Для решения такой задачи необходимо отчетливо представлять себе, какие факторы влияют на формирование линий. Этот вопрос детально изучался при интерпретации наблюдений молекулярной эмиссии, возникающей в объектах, принадлежащих нашей Галактике. Однако условия, в которых формируются молекулярные линии в облаках с большими красными смещениями, отличаются от условий формирования линий в нашей Галактике. Дело в том, что в современную космологическую эпоху ($z = 0$) температура поля излучения, обеспечивающего радиативные переходы между вращательными уровнями молекул, формирующих линии мм-диапазона, — при условии отсутствия интенсивных источников мм-излучения — принимается равной температуре реликтового фона $T_R = 2.76$ К. В далеких галактиках температура реликтового фона $T_R(z)$ должна быть в $(1+z)$ раз больше. В этом случае — при том же условии отсутствия внешнего поля излучения — реликтовый фон может существенно влиять на населенности вращательных уровней молекул, а, следовательно, и на формирование оптически тонких линий поглощения. Цель данной работы состоит в систематическом изучении этих эффектов. Мы рассмотрим заселение вращательных уровней молекулы CO. Эта молекула в нашей Галактике является наиболее распространенной после молекулы H_2 , которая сама по себе не может наблюдаться в радиодиапазоне. Следует отметить, что оптическая толщина галактических молекулярных облаков в линиях основной изотопической модификации $^{12}C^{16}O$, как правило, больше единицы. Однако оптическая толщина в линиях изотопозамещенных аналогов $^{13}C^{16}O$ и $^{12}C^{17}O$ при концентрациях газа $N_{H_2} \lesssim 10^4 - 10^5$ см $^{-3}$ часто оказывается меньше единицы. В этих случаях влияние поля реликтового излучения может быть наиболее выраженным. Поэтому мы сосредоточили внимание на расчетах населенностей вращательных уровней молекулы CO именно для оптически тонкого случая, дающего возможность изучать физические условия внутри достаточно плотных облаков с большими красными смещениями.

2. Расчеты населенностей вращательных уровней CO. Общая схема расчетов населенностей вращательных уровней линейных молекул обсуждалась в ряде работ (см., например, [7]). Населенность n_J вращательного уровня молекулы, характеризуемого квантовым числом J , может быть определена из системы уравнений баланса

$$n_J \sum_{J'=0}^{\infty} W_{JJ'} - \sum_{J'=0}^{\infty} n_{J'} W_{J'J} = 0, \quad \sum_{J=0}^{\infty} n_J = 1. \quad (1)$$

В этих уравнениях $W_{JJ'}$ — полная вероятность перехода $J \rightarrow J'$,

$$W_{JJ'} = R_{JJ'} + C_{JJ'}, \quad (2)$$

где $R_{JJ'}$ и $C_{JJ'}$ — соответственно, радиационная и столкновительная вероятности переходов. Радиационная вероятность перехода определяется как

$$R_{JJ'} = \begin{cases} A_{JJ'}(1 + \rho_{JJ'}) & J > J', \\ \frac{2J' + 1}{2J + 1} A_{JJ'} \rho_{JJ'} & J < J'. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $A_{JJ'}$ — спонтанная вероятность радиационного перехода $J' \rightarrow J$, а

$$\rho_{JJ'} = \left[\exp\left(\frac{h\nu_{JJ'}}{KT_R}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (4)$$

В этой формуле величина T_R представляет собой температуру поля излучения. В отсутствие внешнего поля излучения, что часто оказывается справедливым, когда речь идет о миллиметровом диапазоне длин волн, температура поля излучения, как указывалось выше, определяется температурой реликтового чернотельного излучения $T_R(z)$ в эпоху, характеризующую красным смещением z .

Столкновительная вероятность возбуждения $C_{JJ'} (J' > J)$ определяется кинетической температурой газа T_k и может быть аппроксимирована аналитическим выражением [8]

$$C_{JJ'} = N_H \sum_{S=|J'-J|}^{J+J'} (C_{J_0S}^{J'0})^2 W_{0S}(T), \quad (5)$$

где N_H — концентрация молекулярного водорода в облаке; $C_{J_0S}^{J'0}$ — коэффициент Клебша-Гордана; W_{0S} — константа скорости перехода $0 \rightarrow S$, которая определяется выражением

$$W_{0S}(T) = (2S + 1) a_S \sqrt{\frac{hB}{kT_k}} \exp\left(-\sqrt{\frac{T_S}{T_k}}\right). \quad (6)$$

В этой формуле $B \approx 5.76 \cdot 10^4$ МГц — вращательная постоянная молекулы CO; нормировочные коэффициенты и характеристические температуры переходов T_S для $S \leq 5$ приведены в табл. 1. Переходы $0 \rightarrow S$ с $S > 5$ не учитывались, т. к. их вероятности уже достаточно малы.

Вероятность столкновительного девозбуждения $C_{JJ'} (J' < J)$ легко определить из величины $C_{JJ'}$, используя принцип детального равновесия.

Таблица 1

S	a_S (см ³ /с) · 10 ¹⁰	T_S (К)
1	6.4	119
2	8.9	217
3	2.4	449
4	3.5	819
5	11.2	2393

Формальное суммирование в формуле (1) от 0 до ∞ в расчетах было ограничено сверху значением $J \leq 15$. Это не вносит существенных ошибок в оценки населенностей при $T \lesssim 100$ К, так как даже при термодинамическом равновесии населенность верхнего из рассматриваемых уровней < 0.01 . В дальнейшем мы будем интересоваться не самими населенностями, а величинами

$$b_J = n_J/n_J^*, \quad (7)$$

показывающими отклонения неравновесных населенностей n_J от равновесных n_J^* , где n_J^* определяется бoльцмановским выражением

$$n_J^* = \frac{2J+1}{Q(T_k)} \exp \left[-\frac{hB}{kT_k} J(J+1) \right]; \quad (8)$$

$$Q(T_k) = \frac{kT_k}{hB} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{hB}{kT_k} + \frac{1}{15} \left(\frac{hB}{kT_k} \right)^2 + \dots \right).$$

Кроме того, нас будут интересовать температуры возбуждения, определяющие относительные величины населенностей для пары уровней с квантовыми числами J и J' ,

$$T_{xx}(J', J) = \frac{h\nu_{JJ'}}{k} \ln \frac{(2J'+1)}{(2J+1)} \frac{n_J}{n_{J'}} = \frac{h\nu_{JJ'}}{k} \left\{ \ln \frac{b_J}{b_{J'}} + \frac{h\nu_{JJ'}}{kT_k} \right\}^{-1}. \quad (9)$$

При увеличении концентрации газа, когда в заселении уровней столкновительные переходы начинают доминировать над радиативными, населенности уровней стремятся к термодинамически равновесным величинам (7), а все $b_J \rightarrow 1$. Соответственно, $T_{xx}(J', J) \rightarrow T_k$. В другом предельном случае, когда концентрации малы, поле излучения доминирует над столкновениями. В этом случае населенность также может быть представлена формулой (8), в которой необходимо произвести замену $T_k \rightarrow T_R(z)$. При этом также $T_{xx}(J', J) \rightarrow T_R(z)$. Отмеченные особенности поведения величин b_J и $T_{xx}(J', J)$ отражены в результатах расчетов, которые представлены в следующем разделе.

3. Результаты расчетов величин b_J и $T_{ex}(J', J)$ как функций N_{N_2} и T_k для различных значений красных смещений z . Расчеты рассматриваемых величин были выполнены в следующих интервалах концентраций, кинетических температур газа и красных смещений:

$$2.0 \leq \lg N_{N_2} \leq 6.0,$$

$$20 \text{ K} \leq T_k \leq 100 \text{ K}.$$

$$1 \leq z \leq 5.$$

Фрагменты результатов этих расчетов представлены на рис. 1—4. Таблицы, содержащие величины b_J для указанных интервалов параметров, представлены в работе [9]. На рисунках можно видеть следующее:

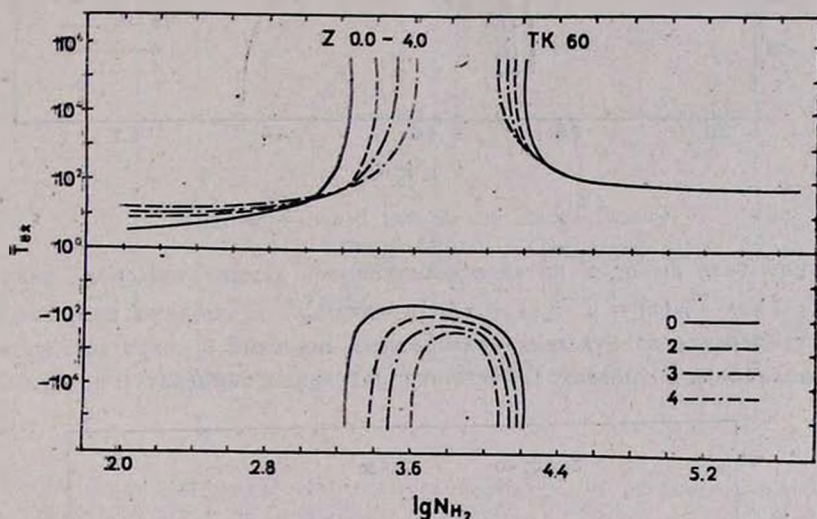


Рис. 1. Зависимость температуры возбуждения для перехода (1, 0) от концентраций для различных красных смещений при $T_k = 60 \text{ K}$.

а) разрывы в зависимостях $T_{ex}(1, 0)$ от N_{N_2} при кинетических температурах, превышающих некоторое предельное значение, соответствуют областям концентраций, при которых имеет место инверсия населенностей верхних вращательных уровней относительно соответствующих нижних уровней. Аналогичный эффект при $z = 0$ детально изучался в работе [7]. Как и для $z = 0$, кинетическая температура газа T_k , при которой имеет место инверсия населенностей уровней, имеет некоторое критическое значение, например, как видно из рис. 3, при низких T_k инверсия не возникает. Существенные отличия результатов представленных здесь расчетов от результатов, соответствующих случаю $z = 0$, имеют место в области

сравнительно низких концентраций газа, как это и должно быть. Из рис. 1 и 2 видно, что при $\lg N_{H_2} < 3.6$ кривые, соответствующие различным z , существенно отличаются. Во-первых, каждая из них в пределе малых кон-

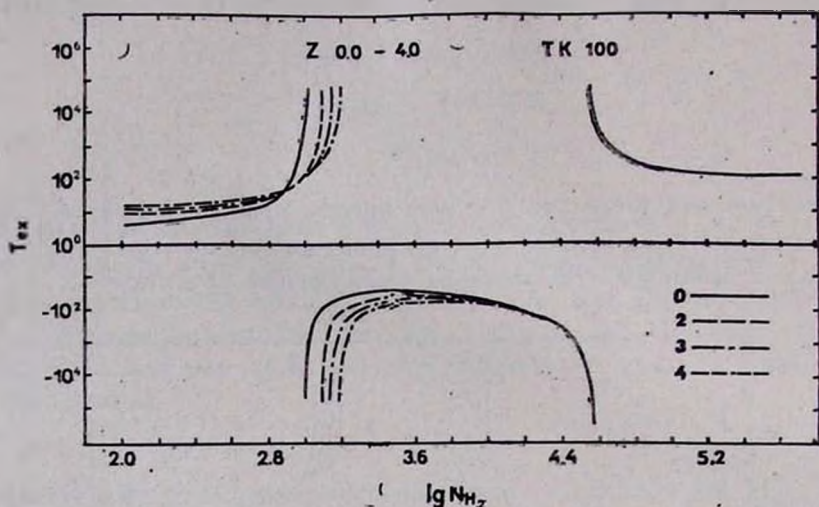


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при $T_k = 100$ К.

центраций газа выходит на свое собственное асимптотическое значение $T_{kx}(J', J) \rightarrow T_R(z) = 2.76(1+z)$. Во-вторых, в области разрыва различия температур возбуждения для разных значений z могут достигать порядка величины. В-третьих, область отрицательных температур возбуждения

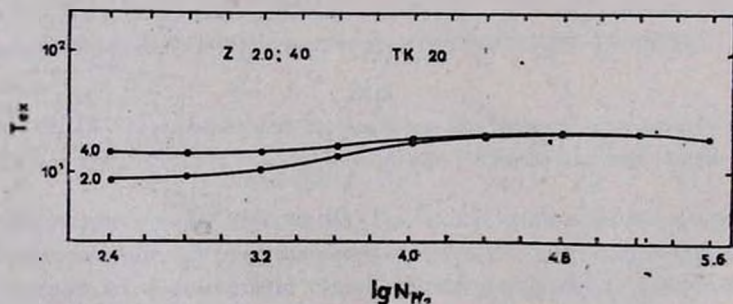


Рис. 3. То же, что на рис. 1, при низких кинетических температурах в облаке: $T_k = 20$ К.

сужается при увеличении z , причем этот эффект сильно зависит от кинетической температуры. Эти данные являются принципиально важными для правильной интерпретации возможных абсорбционных деталей в радиоспектрах квазаров миллиметрового диапазона для волн, если будут обна-

ружены молекулярные линии, связанные с переходами между вращательными уровнями изотопических модификаций CO.

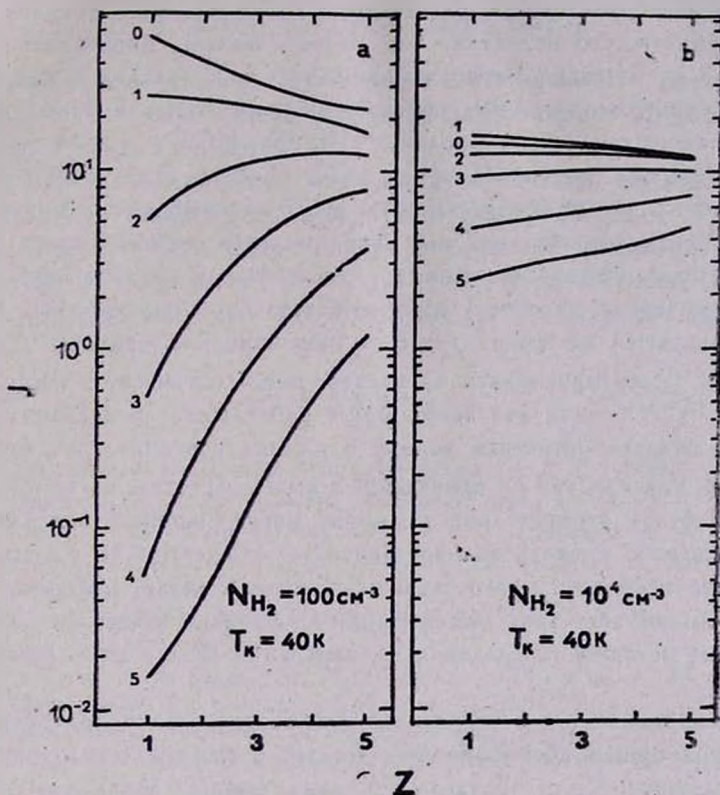


Рис. 4. Зависимость $b(J)$ от красного смещения z для различных значений J : а — при $N_{H_2} = 100 \text{ см}^{-3}$; б — при $N_{H_2} = 10^4 \text{ см}^{-3}$.

б) Отмеченные выше особенности в зависимостях $T_{ex}(J', J)$ от z находят также свое отражение на рис. 4а, б, на которых представлены зависимости величин b_J от красного смещения z для двух избранных значений концентраций газа. Сравнение этих рисунков показывает, что при низких концентрациях газа, когда поле излучения существенно влияет на населенности вращательных уровней, зависимости $b_J(z)$ оказываются тем сильнее, чем больше номер уровня J . При больших концентрациях газа $N_{H_2} > 10^{4.4} \text{ см}^{-3}$ зависимостью b_J от z практически можно пренебречь.

4. **Заключение.** Проведенные расчеты показывают, что поле реликтового излучения, соответствующее большим красным смещениям z , может су-

щественно влиять на населенности вращательных уровней молекул в космологических облаках при концентрациях $N_H \lesssim 10^4 \text{ см}^{-3}$. При $N_H \sim 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ это влияние оказывается доминирующим. В связи с этим следует отметить, что молекула CO имеет малый дипольный момент (0.112 деб), т. е., вообще говоря, довольно слабо связана с излучением. Поэтому можно ожидать, что эффекты, рассмотренные в данной работе, будут выражены сильнее для молекул типа CS, HCN и некоторых других, имеющих большие дипольные моменты (2—3 деб). Однако никаких расчетов влияния поля излучения при больших красных смещениях на населенности вращательных уровней таких молекул до настоящего времени сделано не было. Интересно отметить, что в области концентраций, где наблюдается инверсия, характер линии может качественно меняться, если область наблюдается на фоне яркого радиоконтинуума квазара. Допустим, что область, проектирующаяся на квазар, имеет оптическую толщину $\tau > 1$ для линий $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, тогда эти линии могут наблюдаться в поглощении; при этом, если область оптически тонкая в линиях изотопических модификаций CO, то, как следует из приведенных выше расчетов, из-за инверсии τ этих линий будут отрицательны и линии могут наблюдаться в эмиссии. Так как инверсия уровней сильно зависит от концентрации и температура возбуждения в области инверсии меняется очень резко, измерение интенсивностей линий всех трех модификаций CO может оказаться очень чувствительным методом определения концентраций газа в поглощающих облаках.

Представленные здесь результаты необходимы для правильной интерпретации возможных абсорбционных деталей в спектрах квазаров и могут быть использованы при определении таких важных характеристик облаков, расположенных на космологических расстояниях, как их плотность, температура газа и поле излучения в соответствующую космологическую эпоху.

Авторы выражают благодарность С. В. Репину за помощь в организации вычислений.

Институт космических
исследований АН СССР

THE POPULATIONS OF THE MOLECULE ROTATIONAL LEVELS IN THE CLOUDS WITH LARGE REDSHIFTS

I. E. VAL'TTS, V. K. KHERSONSKIJ

The effects of background radiation field on the populations of CO-molecule rotational levels in the molecular clouds of galaxies with large redshifts are considered.

The kinetic temperature and gas concentration regions are taken to be typical for molecular clouds of our Galaxy: $10^2 \lesssim N_{\text{H}}, (\text{cm}^{-3}) \lesssim 10^6$, $20 \lesssim T_k (\text{K}) \lesssim 100$. The effect of the background radiation field has been studied in the redshift interval $1 \lesssim z \lesssim 5$. It has been shown that the effect is essential even for $N_{\text{H}} < 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and is predominant for $N_{\text{H}} = 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Варшалович, С. А. Левшаков, Письма в Астрон. ж., 5, 371, 1979.
2. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, Astrophys. Lett., 20, 67, 1979.
3. В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, С. А. Левшаков, Астрон. ж., 58, 29, 1981.
4. F. Takahara, Y. Sofue, N. Nakai, M. Inoue, H. Tabara, T. Kato, Proc. 24-th Liege Int. Astrophys. Coll., 1983, p. 21-24.
5. F. Takahara, Y. Sofue, N. Nakai, M. Inoue, H. Tabara, T. Kato, Publ. Astron. Soc. Jap., 36, 387, 1984.
6. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Астрон. ж., 63, 25, 1986.
7. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Астрон. ж., 55, 328, 1978.
8. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Журн. техн. физ., 51, 1569, 1981.
9. И. Е. Вальтс, В. К. Херсонский, Препр. ИКИ АН СССР, 1986 (в печати).