

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ МОЛЕКУЛ СО И МОЛЕКУЛЯРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

В. К. Херсонский

В работе проведены детальные расчеты коэффициентов поглощения для оптически тонких линий наблюдаемых переходов молекулы СО или ее изотопических аналогов. Рассматривается широкий интервал кинетических температур $T_k=10\div 100$ К и концентраций $n=10\div 10^6$ см⁻³, характерных для облаков межзвездного газа. Рассчитаны также функции охлаждения газа за счет столкновительных возбуждений вращательных уровней при объемных потерях энергии и в отсутствие градиентов крупномасштабных скоростей. Получены аналитические зависимости для функций охлаждения в предельных случаях малых и больших газовых концентраций. Приведенные результаты могут быть использованы для расчета различных тепловых процессов в облаках межзвездного газа.

The detailed calculations of absorption coefficients for the optically thin lines of the observed transitions of CO molecules or its isotopical analogical molecules are given in this paper. The wide interval of kinetic temperature $T_k=10\div 100$ K and gas concentration $n=10\div 10^6$ cm⁻³ which are typical for the interstellar gas clouds is considered. The functions of gas cooling due to the collisional excitations of rotational levels with the volumetric energy loss and in the absence of the large-scale velocity gradients are calculated. The analytical laws for the cooling functions in the limit cases of small and substantial gas concentration are given. These results may be used for calculations of different thermal processes in interstellar gas clouds.

Интенсивные исследования линий межзвездных молекул в последние годы показали, что молекулы могут играть важную роль в тепловом балансе облаков межзвездного газа. Изучение процессов молекулярного охлаждения является важным не только для определения структуры межзвездных квазистатических облаков, но и при исследовании гравитационного сжатия протозвездных конденсаций. При этом особенно важным является объемное охлаждение газа, которое достигается либо при малой оптической толщине в молекулярных линиях, либо при наличии значительных градиентов крупномасштабных движений в облаке. Такие градиенты могут просветлить среду, что облегчает выход фотонов из всего объема газа и, в частности, из его центральных областей. При этом из облака удаляется тепловая энергия, выделившаяся в результате гравитационной конденсации газа, что способствует дальнейшему сжатию газа.

В облаках с концентрацией газа $n\approx 50\div 100$ см⁻³ основным охлаждающим агентом является углерод в нейтральной или ионизованной форме. Столкновительное возбуждение уровней тонкой структуры с последующим излучением приводит к объемному охлаждению таких облаков. При увеличении концентрации газа углерод в значительной мере перерабатывается в молекулярную форму. В этом случае основную роль в охлаждении газа начинают играть молекулы и в первую очередь самая распространенная в межзвездной среде после H₂ молекула СО. Небольшой вклад в охлаж-

дение могут дать также такие молекулы, как HCN, CS, H₂O и некоторые другие.

Численные расчеты функций охлаждения для молекул CO были предприняты в ряде статей. Наиболее корректные из них с учетом правильных температурных и спиновых зависимостей вероятностей столкновительных возбуждений и дезактиваций имеются в работах [1—3]. В работе [1] расчеты проведены для области малых концентраций газа ($n < 10^3 \text{ см}^{-3}$). Расчеты для более широкого интервала концентраций ($10^2 \text{ см}^{-3} \leq n \leq \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$) имеются в работах [2, 3]. В них обсуждается перенос излучения в линиях главным образом основного изотопа $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, которые, как правило, являются оптически толстыми. При этом рассматриваются ситуации, когда либо сферическое облако однородно, либо концентрация газа изменяется с расстоянием от центра по определенному закону, но в обоих случаях в модели присутствуют значительные градиенты крупномасштабной скорости величиной в несколько км/(с·пс), просветляющие среду. Таким образом, проведенные расчеты имеют отношение только к вполне конкретным моделям и не могут быть использованы при изучении широкого круга проблем, например для исследования структуры квазистатических облаков, в которых градиенты крупномасштабной скорости вообще могут отсутствовать.

Кроме основного изотопа $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ большую роль в охлаждении межзвездного газа могут играть изотопические аналоги $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$, линии которых являются, как правило, оптически тонкими.

Цель данной работы состоит в расчете коэффициентов поглощения и функций охлаждения при объемных потерях энергии в оптически тонких линиях изотопических аналогов молекулы CO и детальном изучении этих функций в широком интервале физических условий, характеризующих облака межзвездного газа. Данные по коэффициентам поглощения не только представляют большой интерес с точки зрения их использования при интерпретации наблюдений, но и позволяют оценивать возможности насыщения и объемных потерь энергии в рассматриваемых линиях.

В данной работе все обсуждение ведется в предположении, что температура поля излучения в облаках равна температуре реликтового фона $T_R = T_\Phi$, которое справедливо при малой оптической толщине в линиях и отсутствии мощной ИК или радионакачки.

Коэффициенты поглощения для оптически тонких линий CO. Коэффициент поглощения в центре спектральной линии для вращательного перехода, характеризуемого квантовыми числами $J \rightarrow J'$, рассчитанный на одну поглощающую молекулу на луче зрения, как известно, определяется выражением

$$K_{JJ'} = \frac{h\nu_{JJ'}}{c\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} n_J \left\{ 1 - \frac{n_{J'}}{n_J(2J'+1)} \right\} B_{J \rightarrow J'}, \quad J' > J, \quad (1)$$

где $\nu_{JJ'} \approx 2B(J+1)$ — частота вращательного перехода (B — вращательная постоянная линейной молекулы); n_J и $n_{J'}$ — населенности нижнего и верхнего сигнальных уровней; $B_{J \rightarrow J'}$ — коэффициент Эйнштейна для поглощения, который для полярной молекулы выражается через дипольный момент μ с помощью простого соотношения

$$B_{J \rightarrow J'} = \frac{8\pi^3}{3h^2} \mu^2 \frac{J+1}{2J+1}; \quad (2)$$

$\Delta\nu_D = \nu_{JJ'}/c$ — доплеровская полуширина спектральной линии. Доплеровское уширение линии в рассматриваемых облаках межзвездного газа (в отсутствие градиентов крупномасштабной скорости) определяется главным образом турбулентными движениями со скоростями несколько километров в секунду. В проведенном ниже расчете принято, что $v = 5 \text{ км/с}$. При этом полученные коэффициенты поглощения легко пересчитать на любую другую скорость.

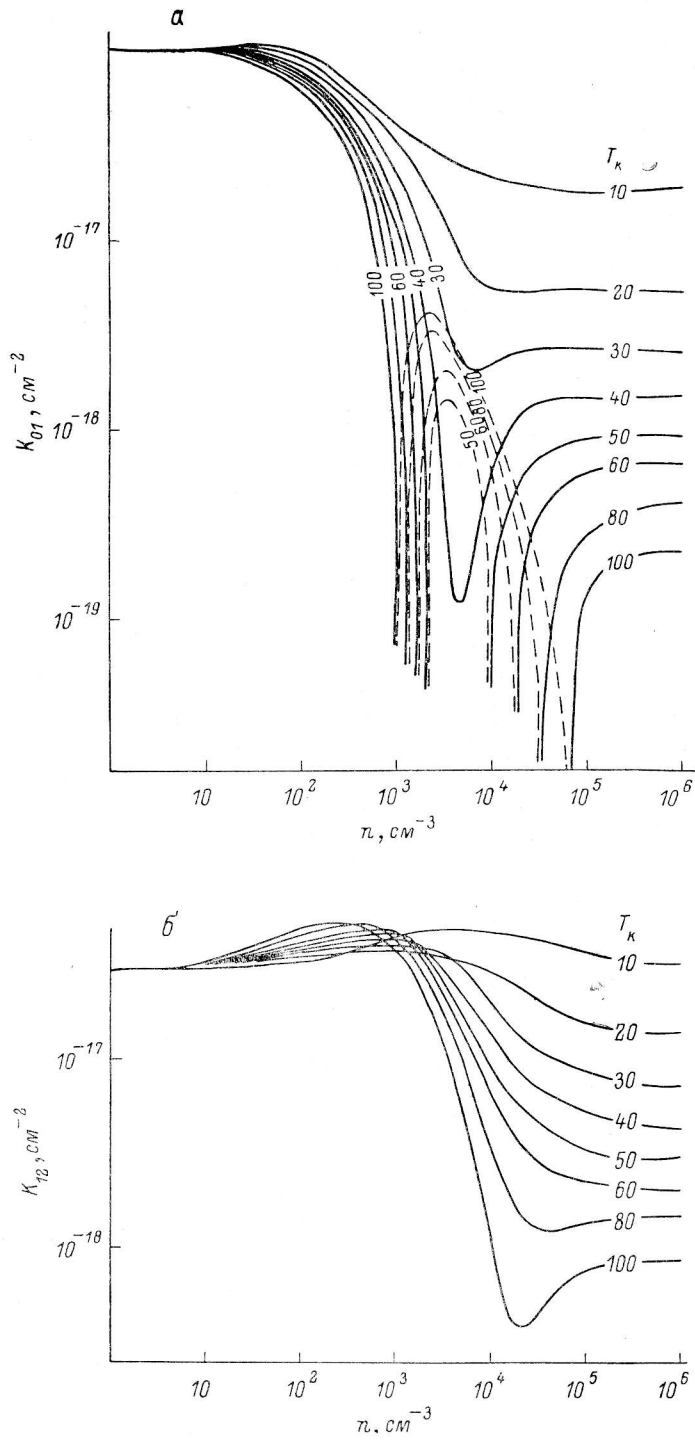


Рис. 1. Коэффициенты поглощения для наблюдаемых в межзвездной среде вращательных переходов молекулы CO при различных концентрациях и кинетических температурах газа.

а — $J=0 \rightarrow 1$; б — $1 \rightarrow 2$; в — $2 \rightarrow 3$; г — $3 \rightarrow 4$.

Поскольку в межзвездной среде отсутствует локальное термодинамическое равновесие, населенности вращательных уровней молекул CO должны быть рассчитаны из уравнений баланса с учетом как радиационных, так и столкновительных переходов между уровнями. Процедура прове-

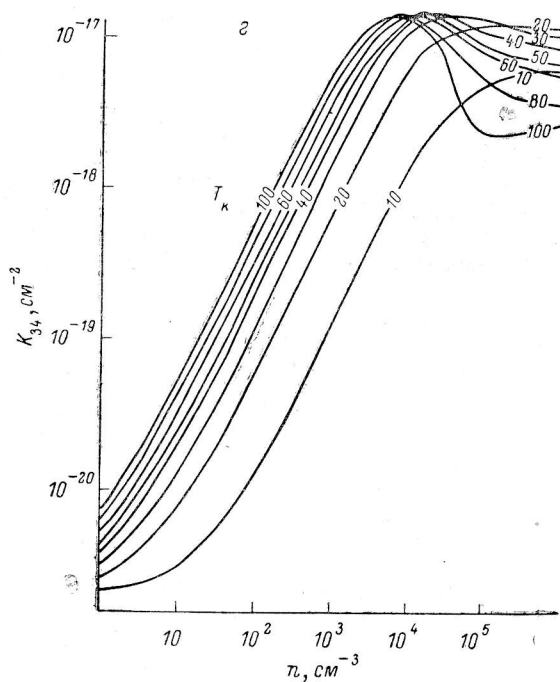
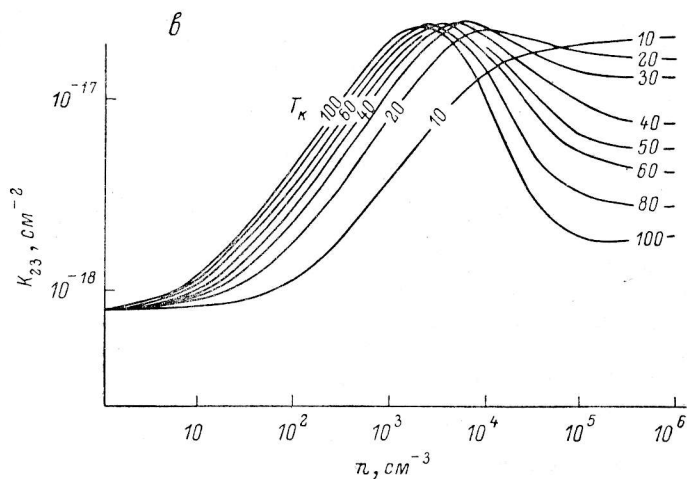


Рис. 1. (продолжение)

дения таких вычислений подробно обсуждалась нами в работах [4, 5]. Использование этих результатов позволяет легко рассчитать коэффициенты поглощения для различных переходов молекулы CO. Следует отметить, что изотопические аналоги CO различаются лишь небольшим (изотопическим) сдвигом вращательной постоянной B , что приводит к некоторому

различию частот одноименных переходов. Хотя это небольшое различие частот очень важно при наблюдении соответствующих линий, оно совершенно несущественно при расчетах коэффициентов поглощения, поскольку отличие величин $K_{JJ'}$, вызванное изотопическим сдвигом частот, лежит в пределах погрешности расчета, вносимой другими величинами в формулу (1), например скоростью v , концентрацией газа n , его кинетической температурой T_k и т. д. Поэтому проведенные расчеты могут быть использованы для любых изотопических аналогов CO, не имеющих сверхтонкой структуры.

Результаты этих расчетов для $10 \text{ K} \leq T_k \leq 100 \text{ K}$ и $1 \text{ см}^{-3} \leq n \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$ представлены на рис. 1 для переходов, наблюдаемых в межзвездной среде. Из этого рисунка можно сразу же видеть некоторые общие особенности в зависимостях $K_{JJ'}$ от n и T_k .

Прежде всего, в пределе малых концентраций газа коэффициенты поглощения перестают зависеть от концентрации (горизонтальные участки кривых вблизи левых границ графиков).

Действительно, в этом случае радиационные процессы доминируют в заселении уровней, тогда как столкновения не играют почти никакой роли. Населенности уровней в этом случае могут быть представлены бальмановским фактором при температуре, равной T_R — температуре реликтового фона ($T_R = 2.76 \text{ K}$). Иначе говоря, температура возбуждения $T_{ex}(J', J)$, которая определяется выражением

$$T_{ex}(J', J) = \frac{E_{J'} - E_J}{k} \left\{ \ln \left[\frac{n_J(2J' + 1)}{n_{J'}(2J + 1)} \right] \right\}^{-1}, \quad (3)$$

равна своему предельному значению $T_{ex}(J', J) = T_R$, т. е.

$$n_J = \frac{2J + 1}{Z(T_R)} \exp\left(-\frac{E_J}{kT_R}\right), \quad \frac{n_{J'}(2J + 1)}{n_J(2J' + 1)} = \exp\left(-\frac{h\nu_{JJ'}}{kT_R}\right), \quad (4)$$

где $Z(T_R)$ — статистическая сумма молекулы. При этом в формуле (1) зависимость от n и T_k исчезает.

В другом предельном случае, когда концентрация газа велика, столкновения играют доминирующую роль в заселении вращательных уровней. При этом уровни термализуются, а температура возбуждения стремится к кинетической температуре газа, $T_{ex}(J', J) \approx T_k$, т. е.

$$n_J \approx \frac{2J + 1}{Z(T_k)} \exp\left(-\frac{E_J}{kT_k}\right), \quad \frac{n_{J'}(2J + 1)}{n_J(2J' + 1)} \approx \exp\left(-\frac{h\nu_{JJ'}}{kT_k}\right). \quad (5)$$

Таким образом, снова в формуле (2) исчезает зависимость от полной концентрации газа. Но в отличие от предыдущего предельного случая остается сильная зависимость от кинетической температуры газа (горизонтальные участки кривых вблизи правых границ графиков).

В промежуточной области концентраций газа в результате конкуренции радиационных и столкновительных переходов накачка может приводить к инверсии населенностей вращательных уровней, т. е. температура возбуждения становится отрицательной. Этот эффект был детально изучен нами в работе [6]. Как видно из формул (1) и (3), при $T_{ex}(J', J) < 0$ коэффициенты поглощения также становятся меньше нуля. Эти участки зависимостей показаны штриховыми линиями.

Расчитанные кривые дают возможность оценить оптические толщины в линиях изотопических аналогов CO при типичных значениях лучевых плотностей этих молекул. Если исключить из рассмотрения некоторые из источников, такие как W51 или SgrB2, которые имеют предельно мощные облака CO [$N(\text{CO}) \approx 10^{19} \text{ см}^{-2}$] [7] и в которых оптическая толщина линий ^{12}CO и ^{13}CO больше единицы (тем более, что в SgrB2 аномально велико отношение изотопов $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \approx 50$), то оказывается, что средняя вели-

чина лучевой плотности молекул $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ для многих галактических молекулярных облаков, наблюдаемых в радиодиапазоне, составляет $N(^{12}\text{C}^{16}\text{O}) \approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Отношения изотопов $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ и $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, определенные из молекулярных наблюдений для Галактики в целом, исключая SgrB2, составляют соответственно 90 и 490. Таким образом, характерными для большинства молекулярных облаков будут лучевые плотности $N(^{13}\text{C}/^{16}\text{O}) \approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и $N(^{12}\text{C}^{18}\text{O}) \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Причем такие значения достигаются в том случае, если луч зрения пересекает центральные части облака с концентрациями $n \approx 10^3 \div 10^5 \text{ см}^{-3}$. Если же луч зрения пересекает периферийную часть облака с концентрациями $n \leq 10^2 \text{ см}^{-3}$, то и величина N соответственно уменьшается.

Теперь легко оценить оптические толщины в различных линиях. Как видно из рисунков, при $n > 10^3 \text{ см}^{-3}$ величина $K_{JJ'}$ не превышает $5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2}$ для рассмотренных переходов при всех значениях кинетических температур. При увеличении J , $K_{JJ'}$ в целом уменьшается. Таким образом, при $n > 10^3 \text{ см}^{-3}$ оптическая толщина $\tau_{JJ'} = K_{JJ'} N$ в линиях $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ не превышает 0.5, а в линиях $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ меньше, чем 0.1. При $n \leq 10^2 \text{ см}^{-3}$, $K_{01} \approx 10^{-16} \text{ см}^2$. Однако в соответствии со сказанным выше для таких облаков малой плотности величина N должна быть уменьшена на порядок, т. е. снова $\tau_{JJ'} < 1$.

Отметим, что, согласно [5], при оптической толщине в линии $\tau \approx 0.5$ вероятность выхода фотона из облака равна 0.8—0.9, т. е. действительно подавляющая часть излучения в линиях, рассматриваемых здесь, может свободно покидать облако.

Функции охлаждения при объемных потерях энергии определяются как потери энергии из единицы объема за единицу времени:

$$L = n_m \frac{dE}{dt} \equiv n_m \Lambda, \quad (6)$$

где n_m — концентрация молекул-хладагентов, а Λ — функция охлаждения, рассчитанная на одну молекулу в единице объема:

$$\Lambda = \sum_{J=0}^{\infty} \Lambda_{JJ'} = \sum_{J=0}^{\infty} (n_{J+1} R_{J+1 \rightarrow J} - n_J R_{J \rightarrow J+1}) h\nu_{J+1, J}. \quad (7)$$

В этой формуле $J' = J + 1$, $R_{J+1 \rightarrow J}$ и $R_{J \rightarrow J+1}$ — вероятности радиационных переходов с излучением и поглощением кванта соответственно. Таким образом, первый член в круглой скобке в (7) дает потери энергии, так как излученный квант при малой оптической толщине в линии свободно уходит из облака. Второй член относится к обратному процессу, т. е. отбору энергии из поля излучения и трансформации ее в тепловую энергию газа за счет столкновений. Используя принцип детального равновесия для радиационных вероятностей

$$\frac{R_{J \rightarrow J+1}}{R_{J+1 \rightarrow J}} = \frac{2J+3}{2J+1} \exp \left[-\frac{E_{J+1} - E_J}{kT_R} \right] \quad (8)$$

и формулу (3), можно получить, что

$$\Lambda = \sum_{J=0}^{\infty} n_{J+1} R_{J+1 \rightarrow J} h\nu_{J+1, J} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{E_{J+1} - E_J}{k} \left(\frac{1}{T_R} - \frac{1}{T_{\text{ex}}(J', J)} \right) \right] \right\}, \quad (9)$$

откуда следует, что при $T_{\text{ex}}(J', J) = T_R$, $\Lambda = 0$.

Этот результат является тривиальным, поскольку он означает, что при полном отсутствии столкновений (т. е. уровни заселяются исключительно излучением и, как следствие, равенство $T_{\text{ex}} = T_R$ выполняется точно) всякая переработка тепловой энергии газа в излучение отсутствует.

Рассмотрим асимптотические случаи формулы (9).

1. Случай малых концентраций газа $C_{J' \rightarrow J} / R_{J' \rightarrow J} \ll 1$.
Представим функцию Λ в виде

$$\begin{aligned} \Lambda &= \sum_{J=0}^{\infty} n_J R_{J \rightarrow J+1} h^{\nu_{J+1, J}} \left[\frac{n_{J+1}}{n_J} \cdot \frac{R_{J+1 \rightarrow J}}{R_{J \rightarrow J+1}} - 1 \right] = \\ &= h^{\nu_{10}} n_0 R_{0 \rightarrow 1} \left[\frac{n_1}{n_0} \cdot \frac{R_{1 \rightarrow 0}}{R_{0 \rightarrow 1}} - 1 \right] + h^{\nu_{21}} n_1 R_{1 \rightarrow 2} \left[\frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{R_{2 \rightarrow 1}}{R_{1 \rightarrow 2}} - 1 \right] + \dots \quad (10) \end{aligned}$$

Далее, для отношения населенностей подставим асимптотические выражения, полученные для этого случая в работе [4]. Тогда из формулы (10) после несложных преобразований получим соотношение вида

$$\begin{aligned} \Lambda &= h \sum_{J'=1}^{\infty} (n_0 C_{0 \rightarrow J'} - n_{J'} C_{J' \rightarrow 0}) (\nu_{10} + \nu_{21} + \dots + \nu_{J', J'-1}) + \\ &+ h \sum_{J'=2}^{\infty} (n_1 C_{1 \rightarrow J'} - n_{J'} C_{J' \rightarrow 1}) (\nu_{21} + \nu_{32} + \dots + \nu_{J', J'-1}) + \dots \quad (11) \end{aligned}$$

Причем сами населенности теперь могут быть определены выражением (4).

Учитывая, что $\sum_{i=J+1}^{J'} \nu_{i, i-1} = \nu_{J', J'}$, получаем окончательно

$$\Lambda \approx \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{J'=J}^{\infty} h^{\nu_{J', J}} (n_J C_{J \rightarrow J'} - n_{J'} C_{J' \rightarrow J}). \quad (12)$$

А поскольку $C_{J \rightarrow J'} = n w_{J \rightarrow J}'$, где $w_{J \rightarrow J}'$ — скорость столкновительного перехода, то оказывается, что в пределе малых концентраций газа функция охлаждения Λ пропорциональна полной концентрации газа n . В том случае, когда $hB \ll kT_R$ и суммирование в (12) охватывает достаточно большое число уровней, это выражение может быть преобразовано к более простому виду. Для этого воспользуемся соотношениями

$$\begin{aligned} \frac{C_{J' \rightarrow J}}{C_{J \rightarrow J'}} &= \frac{2J+1}{2J'+1} \exp \left\{ \frac{hB [J'(J'+1) - J(J+1)]}{kT_R} \right\}; \\ \nu_{J', J} &\approx 2B(J+1); \\ Z(T_R) &\approx \frac{kT_R}{hB} \left[1 + \frac{1}{3} \frac{hB}{kT_R} + \frac{1}{15} \left(\frac{hB}{kT_R} \right)^2 + \dots \right]. \end{aligned}$$

Далее, для скорости столкновительного перехода $w_{J \rightarrow J}'$ используем аппроксимирующее выражение, данное в работе [3]. После этого, заменив двойное суммирование двойным интегрированием и производя вычисления, получаем

$$\begin{aligned} \Lambda &= \frac{a}{2} n h B \lambda \left(1 - \frac{\lambda}{3} \right) \left\{ 2\mu \left[\frac{1}{\sigma^3} - \frac{1}{(\sigma + \nu)^3} \right] + \left[\frac{1}{\sigma^2} - \frac{1}{(\sigma + \nu)^2} \right] \right\} \times \\ &\times \sqrt{\frac{\pi}{\lambda + \sigma}} \exp \left(\frac{\lambda + \sigma}{4} \right) \left[1 - \Phi \left(\frac{\sqrt{\lambda + \sigma}}{2} \right) \right], \quad (13) \end{aligned}$$

где использованы следующие обозначения:

$$\mu = \frac{hB}{kT_R}; \quad \lambda = \frac{hB}{kT_R}; \quad \sigma = b \sqrt{\mu}; \quad \nu = \lambda - \mu; \quad (14)$$

$\Phi(x)$ — интеграл вероятности. Постоянные a и b и точность описания функции охлаждения выражением (13) обсуждаются ниже.

2. Случай больших концентраций газа, $C_{J' \rightarrow J} / R_{J' \rightarrow J} \gg 1$.

Воспользуемся общей формулой (7) в виде

$$\Lambda = \sum_{J=0}^{\infty} n_{J+1} R_{J+1 \rightarrow J} h^{\nu_{J+1, J}} \left[1 - \frac{R_{J \rightarrow J+1}}{R_{J+1 \rightarrow J}} \cdot \frac{n_J}{n_{J+1}} \right] \quad (15)$$

и произведем в ней подстановку формул (5) и (8), а также величин

$$R_{J+1 \rightarrow J} = A_{J+1 \rightarrow J} (1 + \rho_J); \quad \rho_J = \left\{ \exp \left[\frac{hB}{kT_R} (J+1) \right] - 1 \right\}^{-1},$$

где $A_{J+1 \rightarrow J} = 3A_{10} (J+1)^4 / (2J+3)$ — вероятность спонтанного перехода $J+1 \rightarrow J$. Тогда, заменяя в формуле (13) суммирование интегрированием и выполняя приближенное вычисление интеграла, получаем выражение для функции охлаждения в рассматриваемом случае

$$\Lambda = 90A_{10} hB \frac{\exp(\mu/8)}{\mu^2} \cdot \frac{1 - \exp(-2x_0\nu)}{1 - \exp(-2x_0\lambda)} D_{-6} \left(-\sqrt{\frac{\mu}{2}} \right). \quad (16)$$

В этой формуле $A_{10} \equiv A_{1 \rightarrow 0}$, $x_0 \approx \sqrt{10\mu}/2$, $D_{-n}(x)$ — функция Вебера [10], а величины μ , ν , λ определяются формулами (14).

Отметим, что при $T_K = T_R$, т. е. $\lambda = \mu$, функция охлаждения обращается в нуль. При $\nu = \lambda - \mu < 0$ функция охлаждения становится отрицательной. Это значит, что при $T_K = T_R$ вклады прямого и обратного процессов в охлаждение становятся равными (термодинамическое равновесие), а при

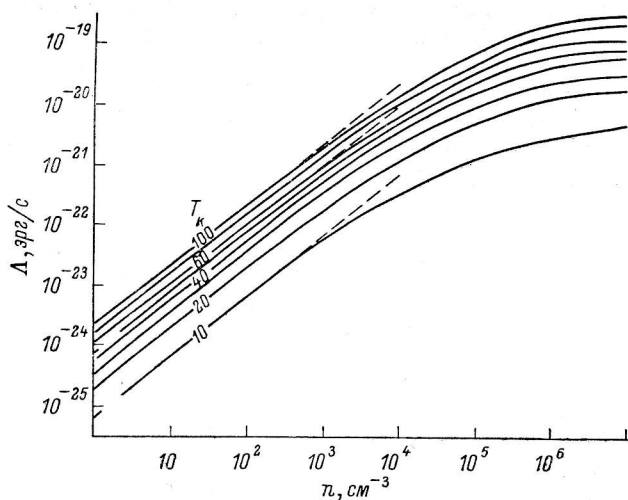


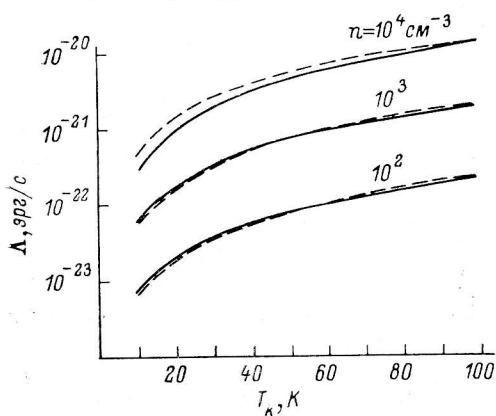
Рис. 2. Функция охлаждения для молекулы CO в зависимости от концентрации газа при различных значениях кинетической температуры.

На рис. 2—3 штриховые линии дают приближенные значения функции Λ , полученные из формулы (13).

$T_K < T_R$ охлаждение газа сменяется его нагреванием. Таким образом, охлаждение газа может иметь место только до тех пор, пока $T_K > T_R$. В обратном случае энергия поля излучения начинает трансформироваться в тепловую энергию газа за счет обратных процессов.

Обратимся к результатам точных расчетов функции охлаждения по формуле (7) с учетом неравновесного заселения вращательных уровней. Эти результаты показаны на рис. 2 и 3, где функции Λ представлены в зависимости от концентрации газа и его кинетической температуры. Расчеты проведены с учетом пятнадцати вращательных уровней. Вклад вышележащих уровней оказывается несущественным в рассматриваемом интервале T_K и n . Это иллюстрируется рис. 4, где показаны вклады отдельных

уровней в охлаждение молекулами CO при некоторых значениях кинетической температуры и концентрации газа. На рис. 2 слева видно, что Λ растет линейно с концентрацией газа, как и должно быть в соответствии с формулами (12) или (13) при малых концентрациях газа. Штриховые линии на рис. 2 показывают, в какой мере функция охлаждения может быть аппроксимирована линейной зависимостью. Видно, что такая аппроксимация справедлива вплоть до концентраций $n \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$. На правом



участке с увеличением концентрации графики становятся более пологими, т. е. зависимость Λ от n исчезает, как это и должно быть в соответствии с формулой (16) при термодинамическом равновесии в случае больших концентраций газа.

Рассмотрим температурную зависимость функции Λ при малых

Рис. 3. Температурные зависимости функций охлаждения для CO при различных значениях n .

концентрациях газа. Для этого на рис. 3 показаны зависимости Λ от T_k при различных значениях концентрации газа. Выше было получено, что при $n \leq 10^3 \text{ см}^{-3}$, $\Lambda \propto n$, т. е. в данном случае температурные зависимости функции охлаждения должны определяться формулой (13). Действительно, как видно из рис. 3, согласие результатов, полученных при точном расчете и из формулы (13), очень хорошее. При этом найдено, что для молекулы CO $a = 3.0 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ и $b = 6.0$. Такое хорошее совпадение имеет место для тех

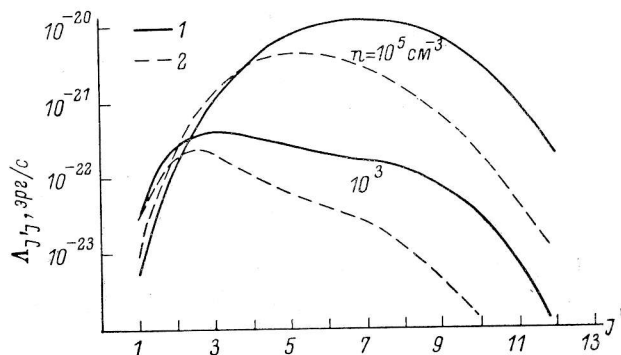


Рис. 4. Вклад отдельных вращательных уровней CO в функцию охлаждения Λ .

T_k , К: 1 — 100, 2 — 50.

концентраций, где приближение, соответствующее малым концентрациям газа, еще справедливо. При больших концентрациях формула (13) может давать существенные ошибки, как это видно, например, из рис. 3, если сравнить соответствующие кривые для концентраций $n \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$. В этом случае для функции охлаждения должны быть использованы точные значения, определенные из рис. 2 и 3.

Проведенные расчеты позволяют оценить по порядку величины характерное время уменьшения тепловой энергии газа и сравнить эту величину с характерными временами других процессов в облаках межзвездного газа. Например, при $T_k \approx 60^\circ \text{ К}$ и $n \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ тепловая энергия газа в единице объема $E = \frac{3}{2}nkT \approx 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ эрг/см}^3$. Используя рис. 2 и принимая $n(^{13}\text{C}^{16}\text{O})/n(\text{H}_2) \approx 3 \cdot 10^{-7}$, получаем, что время t , за которое объем-

ные потери энергии Lt приравниваются по порядку величины тепловой энергии, составляет $\sim 10^{12}$ с. Эта величина оказывается значительно меньше таких характерных времен, как, например, времена развития термохимической или джинсовской неустойчивостей ($t \approx 8 \cdot 10^{12} \div 8 \cdot 10^{13}$ с). Это обстоятельство находится в согласии с качественными выводами, полученными в ряде работ [1—3, 11], о том, что молекулы CO могут играть важную роль в тепловом балансе облаков межзвездного газа, тогда как точные результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы для детальных расчетов различных процессов, имеющих место в таких облаках в режиме объемных потерь.

Поступила в редакцию
10.11.79

Список литературы

1. Glassgold A. E., Langer W. D., Thermal-chemical instabilities in CO clouds. — *Astrophys. J.*, 1976, 204, p. 403—407.
2. Goldsmith P. F., Langer W. D. Molecular cooling and thermal balance of dense interstellar clouds. — *Astrophys. J.*, 1978, 222, p. 881—895.
3. De Jong T., Shu S., Dalgarno A. Carbon monoxide in collapsing interstellar clouds. — *Astrophys. J.*, 1975, 199, p. 69—79.
4. Херсонский В. К. Интенсивности миллиметровых молекулярных линий CO, CS и SiO. — *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), 1979, 11, с. 121—144.
5. Варшалович Д. А., Херсонский В. К. Населенности вращательных уровней молекул в межзвездной среде. — *Астрон. ж.*, 1978, 55, с. 1169—1175.
6. Варшалович Д. А., Херсонский В. К. Один из механизмов создания инверсной заселенности уровней линейных молекул. — *Астрон. ж.*, 1978, 55, с. 328—333.
7. Тернер Б. Е. Межзвездные молекулы. — В кн.: *Галактическая и внегалактическая радиоастрономия*. Под ред. Г. Л. Верскера и К. И. Келлермана. М., «Мир», 1976, с. 303—399.
8. Goldreich P., Kwan J. Molecular clouds. — *Astrophys. J.*, 1974, 189, p. 441—454.
9. Варшалович Д. А., Херсонский В. К. Роль молекул HD в образовании первичных конденсаций. — *Письма в Астрон. ж.*, 1976, 2, с. 574—576.
10. Бейтмен Г., Эрдейн А. Высшие трансцендентные функции. II. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены. М., «Мир», 1974, с. 122.
11. Херсонский В. К., Варшалович Д. А. Межзвездные молекулы. I. Спектральные характеристики $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{17}\text{O}$, $^{13}\text{O}^{16}\text{O}$. — *Сообщ. САО*, 1975, 14, с. 43—58.