

**А.Б. Васильев, О.М. Вохник, А.В. Колчин, П.В. Миляев,
Е.Б. Пересторонина, В. А. Спажакин**

ЛОКАЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ГАЗА ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕЖМОДОВОМ ПЕРЕХОДЕ

Предложен механизм стационарного радиационно-диффузионного охлаждения молекулярных газов при поглощении непрерывного ИК-излучения на межмодовом колебательном переходе. Впервые показана возможность формирования немонотонных стационарных пространственных распределений температуры и плотности в газах малоатомных молекул под действием светового пучка и проанализированы особенности таких распределений. Локальное понижение температуры возможно в смесях CO_2 ; N_2 ; $\text{He}(\text{H}_2\text{O})$ при поглощении сфокусированного излучения CO_2 -лазера.

Кратковременное <кинетическое> охлаждение молекулярных смесей CO_2 ; N_2 ; H_2O импульсным излучением CO_2 -лазера привлекает большое внимание в связи с возможностью тепловой фокусировки пучка в атмосфере [1–3]. Однако на временах порядка времени колебательно-поступательной (V – T) релаксации верхнего уровня CO_2 такое охлаждение сменяется нагревом, что затрудняет его использование в практических целях. Механизмы стационарного охлаждения молекулярных газов ИК-излучением обсуждалось в [4, 5], однако условия формирования стационарных распределений температуры в литературе не рассматривались.

В данной статье исследуется новая возможность формирования стационарных температурных распределений с минимумом в области пучка при поглощении излучения на межмодовом переходе с возбужденного колебательного уровня, когда охлаждение обеспечивается V – T -процессами, а пространственный перенос энергии – диффузией молекул, возбужденных на уровень моды с большим квантом.

Для невысоких температур ($T \sim 300^\circ\text{K}$), учитывая, что скорость V – T -обмена нижнего уровня τ^{-1} , как правило, значительно превышает эффективную скорость V – T -релаксации верхнего состояния g , для описания основных процессов использовалась следующая система уравнений:

$$D\Delta_r n_1 - n_1 - wn_1 + wn_2 = 0; \quad (1)$$

$$wn_2 - wn_1 + (n_2 - n_0\nu)/\tau = 0; \quad (2)$$

$$\Lambda\Delta_r T + E_2(n_2 - n_0\nu)/\tau + E_1\gamma n_1 = 0; \quad (3)$$

$$n_1(R) = 0, \quad T(R) = T_0. \quad (4)$$

Здесь $\Delta_r = \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr}$ – радиальная часть оператора Лапласа; D – коэффициент диффузии; $\Lambda = \lambda/k$ (λ – коэффициент теплопроводности); k – постоянная Больцмана; n_1, n_2, E_1, E_2 – плотности населенностей и энергии (в К) верхнего и нижнего уровней; n_0 – населенность основного состояния ($n_0 \gg n_i, i = 1, 2$); $\nu = \exp(-E_2/T)$; R – радиус среды. Излучение молекулярных лазеров, как правило, является многомодовым (и многочастотным), поэтому предполагалось, что и в случае низких давлений оно взаимодействует со всеми частицами на уровнях 1 и 2, а для скорости вынужденных переходов использовалось радиальное распределение $w = w$ при $r \leq a$ (область I), $w = 0$ при $r > a$ (область II).

Уравнения (1) – (3) приводились к безразмерному виду для переменных $r' = r/l_D$, $T' = T/T_0$, $n'_i = n_i/n_0$ и параметров $l_D = (D/\gamma)^{+1/2}$, $w' = w/\gamma$, $\kappa = E_1 n_0 D/\lambda T_0$, $\tau' = \tau\gamma$, $\varepsilon = E_1/E_2$, $a' = a/l_D$, $R' = R/l_D$. Они раздельно решались для областей I и II с дальнейшим <сшиванием> полученных решений и их производных на границе пучка $r = a$. Так, для зоны I подстановка (2) в (3) и (3) в (1) приводит к дифференциальному уравнению четвертого порядка:

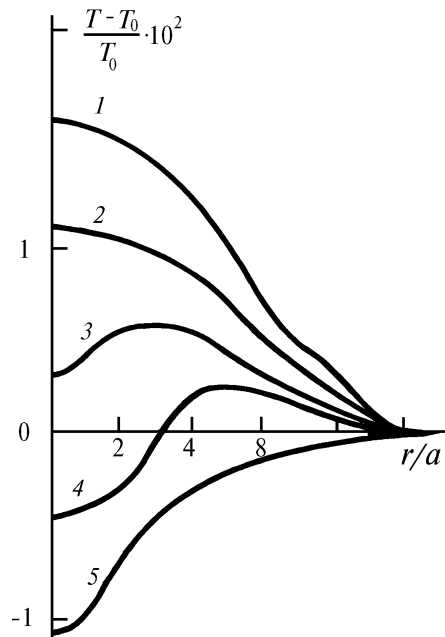
$$\Delta_r F = \mu, \quad F = \Delta_r T - \nu T, \quad \mu = \kappa \vartheta \Gamma (1 - \varepsilon^{-1}),$$

$$\nu = (1 + w' \tau')^{-1} (1 + w' + w' \tau'), \quad \Gamma = (1 + w' \tau')/w', \quad (5)$$

которое в предположении $\vartheta = \vartheta_0 = \exp(-E_2/T_0)$ допускает последовательное интегрирование. Решение (5) $F = A_0 \ln r' + \mu r'^2/4 + A_1$ упрощается: $A_0 = 0$ ввиду отсутствия особенностей при $r' = 0$. Тогда решение модифицированного уравнения Бесселя в (5) просто находится как сумма решений однородного и неоднородного уравнений.

Для области II (2) тождественно обращается в нуль и решение (1) записывается через функции Бесселя мнимого аргумента $I_0(r')$ и $K_0(r')$, а интеграл (3) дается суммой $I_0(r')$, $K_0(r')$ и фундаментального решения уравнения $\Delta_r T = 0$, т.е. $T = B_0 \ln r' + B_1$.

Распределения $T(r)$, рассчитанные по найденным аналитическим соотношениям, приведены на рисунке. Использовались значения параметров, близкие к характеристикам маломолекулярных газов (CO_2 , N_2O , CS_2) при давлениях $p \sim 0,1 \div 1$ Торр с незначительными добавками H_2O (H_2 , He): $\kappa = 5$; $\varepsilon = 1,5$; $w' = 10$; $\tau' = 0,3$; $R/a = 10$; радиальное распределение поступательной температуры $l_D/a = 0(1)$; 1(2); 1,5(3); 2(4); 5(5). Из рисунка видно, что по мере увеличения эффективной длины диффузии l_D/a нагрев среды сменяется охлаждением, причем такая трансформация происходит через немонотонные стационарные распределения температуры. Для приведенных выше параметров при $l_D \geq 1,3 a$ начинается формирование области пониженной температуры на оси пучка в нагретой среде. Дальнейший рост $l_D \geq 1,8 a$ приводит к абсолютному охлаждению приосевой области при сохранении нагрева в периферийной зоне и затем ($l_D \geq 3,5 a$) к охлаждению всей среды. При фиксированных l_D , a , R ($l_D > a$) отличия T и n_1 от равновесных значений почти линейно возрастают с увеличением κ , уменьшаются при увеличении ε и для $R \gg a$ слабо зависят от значения R .



Отметим, что эти отличия экспоненциально усиливаются с ростом T_0 из-за увеличения равновесного значения населенности нижнего уровня. При формальном увеличении T_0 до 600 К перепад температур достигает ~ 10 К, а в случае $T_0 \sim E_2$ и $a = R$ доходит до $\sim 10^2$ К. От концентрации молекул N и коэффициента теплопроводности λ явно зависит лишь параметр κ , причем при малой концентрации примесей и невысоких $T_0 N \approx n_0$, $\lambda = Dc_v n_0 m$ (c_v – удельная теплоемкость, m – масса молекулы) эта зависимость исчезает и $\kappa = kE_1/T_0 c_v m$, т.е. отдельная вариация n_0 (при фиксированной l_D) вызывает согласованное изменение положительных и отрицательных источников тепла, не нарушая температурного распределения.

Проанализируем особенности немонотонных стационарных распределений температуры (3), (4), формирование которых для условий взаимодействия ИК-излучения с молекулярными газами установлено впервые. Значение r'_m , соответствующее максимальной величине T'_m , легко находится из условия $dT'/dr' = 0$ и, например, в случае $a \ll l_D \ll R$, $w \approx \tau^{-1} \gg \gamma$ дается трансцендентным соотношением

$$r'_m H(r'_m, R') = (1 - \varepsilon^{-1}) a' H(a', R'), \quad (6)$$

где

$$H(r', R') = I_1(r') + I_0(R') K_1(r') / K_0(R').$$

Из (6) следует, что r'_m может заметно превышать a и не зависит от κ . Равенство $r'_m = R$ дает условие перехода к охлаждению всей среды. При его выполнении энергообмен со стенкой осуществляется только за счет передачи колебательных квантов без участия теплопроводности, причем такой режим устойчив по отношению к флуктуациям мощности излучения.

Таким образом, предлагаемый механизм радиационного охлаждения, обусловленный диффузионным оттоком колебательных квантов, превышающих поглощение, способен приводить к формированию стационарной области пониженной температуры в канале пучка вплоть до охлаждения всей среды. При поглощении излучения в P -ветви перехода охлаждение усилится за счет <дополнительного> переноса вращательных квантов [4].

1. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Хохлов Р.В. // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 1063.
2. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П., Сухоруков А.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. №1. С. 1.
3. Осипов А.И., Панченко В.Я. Тепловые эффекты при взаимодействии лазерного излучения с молекулярными газами. М.: МГУ, 1983.
4. Гордиец Б.Ф., Панченко В.Я. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. С. 1396.
5. Djeu N., Whitney W. T. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 236.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
29 июля 1993 г.

A. B. Vasil'jev, O. M. Vokhnik, A. V. Kolchin, P. V. Mileev,
E. B. Perestoronina, V. A. Spazhakin. **Local Cooling of a Gas Due to Absorption of a CW Radiation by Intermode Transitions.**

In this paper we discuss a mechanism of stationary radiation-diffusion cooling of molecular gases that can occur due to absorption of a CW radiation by intermode vibrational transitions. It is shown, for the first time, that there can occur nonmonotonic stationary spatial distributions of temperature and density in gases of few-atomic molecules under the action of a light beam. We also analyze certain peculiarities of such distributions. It is shown in the paper that a decrease of temperature can be observed in the mixtures $\text{CO}_2: \text{N}_2: \text{He}(\text{H}_2\text{O})$ due to absorption of a focused beam of a CO_2 -laser radiation.