

**ОБРАЗОВАНИЕ ИНВЕРСИИ В СТРУЕ ГАЗОВОЙ СМЕСИ  
CO<sub>2</sub> — H<sub>2</sub>O — N<sub>2</sub>, РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ЧЕРЕЗ ЩЕЛЬ**

*Е. М. Кудрявцев, В. Н. Файзулаев*

(Москва)

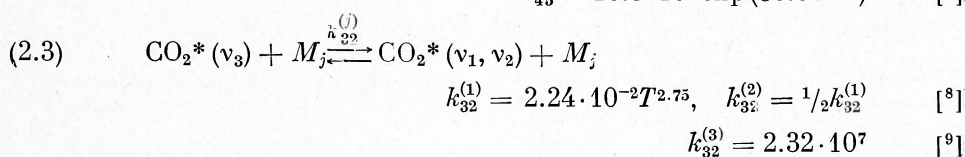
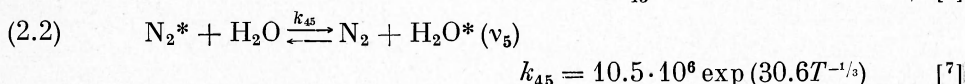
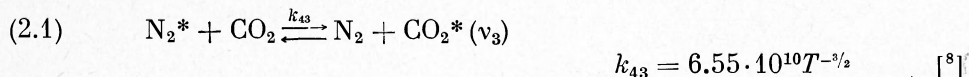
Проведен расчет кинетики колебательной релаксации молекулы CO<sub>2</sub> в смеси CO<sub>2</sub> — H<sub>2</sub>O — N<sub>2</sub>, истекающей в вакуум из щели. Рассмотрение колебательной релаксации свелось к решению кинетических уравнений, соответствующих наиболее важным каналам обмена энергии в колебательно-колебательном и колебательно-поступательном процессах. Оказалось возможным рассматривать динамику неравновесного газа в приближении адиабатического движения среды с эффективным показателем адиабаты  $\gamma$ , отвечающим определенной степени замороженности колебательной составляющей теплоемкости газа.

Расчетные значения показателя усиления  $\alpha$  хорошо согласуются с экспериментальными данными. Показатель усиления рассчитывался с учетом доплеровского и лоренцевского механизмов уширения линий. Проведен анализ результатов расчета.

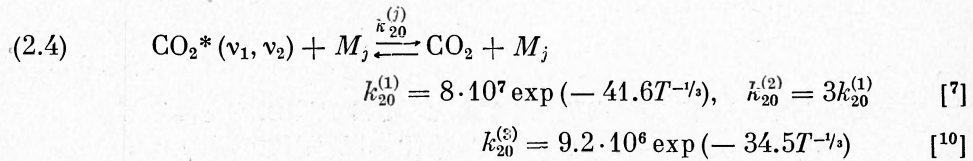
1. В [1, 2] сообщалось о экспериментах по CO<sub>2</sub> — H<sub>2</sub>O — N<sub>2</sub> — газодинамическим лазерам (ГДЛ). В [3] проведены экспериментальные исследования ГДЛ с высоким содержанием воды в смеси, вплоть до отношения концентраций (1 CO<sub>2</sub> : 1 H<sub>2</sub>O). В отличие от экспериментов, проводившихся с обычными сверхзвуковыми соплами, которые имели угол раскрытия 10—15° [1, 2], быстрое охлаждение газа в [3] осуществлялось при расширении через сопло — щель с углом раскрытия 120°, которое далее будем называть щелью. Использование щели обеспечивало более высокие начальные скорости охлаждения по сравнению с достигнутыми в [1, 2].

В работе [4] рассмотрена колебательная релаксация молекулы CO<sub>2</sub> в смесях CO<sub>2</sub> — N<sub>2</sub> — He, CO<sub>2</sub> — N<sub>2</sub> при свободном газодинамическом разлете, моделирующем истечение из щели. Сопоставление этих расчетов с данными экспериментов [5] свидетельствовало лишь о качественном согласии. В данной работе проведен расчет кинетики релаксации для смеси CO<sub>2</sub> — H<sub>2</sub>O — N<sub>2</sub> с более корректным учетом газодинамики истечения из щели [6].

2. Следуя классификации, данной в обзоре [7], а также на основании результатов [8-10], можно выделить основные каналы обмена энергии в колебательно-колебательном (V — V) и колебательно-поступательном (V — T) процессах, определяющих кинетику релаксации мод молекулы CO<sub>2</sub> в смеси CO<sub>2</sub> — H<sub>2</sub>O — N<sub>2</sub>



(Здесь и далее  $j = 1$  соответствует молекуле  $\text{CO}_2$ ,  $j = 2$  — молекуле  $\text{N}_2$ ,  $j = 3$  — молекуле  $\text{H}_2\text{O}$ .)



где  $k_{20}^{(j)}$  — константы скоростей реакции (2.1) — (2.4), полученные аппроксимацией экспериментальных данных [7-10] в интервале газовых температур  $T \sim 300-1000^\circ$ , имеют размерность  $[\text{сек}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}]$ . Через  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  обозначены симметричный, деформационный и асимметричный типы колебаний молекулы  $\text{CO}_2$ ,  $\nu_4$  — колебание  $\text{N}_2$  и  $\nu_5$  — деформационный тип колебания  $\text{H}_2\text{O}$ . Звездочкой в реакциях отмечено возбужденное состояние молекулы, в скобках указано, какие колебания возбуждены. С учетом указанных процессов система релаксационных уравнений принимает вид

$$(2.5) \quad \begin{aligned} d\varepsilon_4/dt &= -k_{43}p^{(1)}[\varepsilon_4 - \varepsilon_3] - k_{45}p^{(3)}[\varepsilon_4 - \varepsilon_4^\circ] \\ d\varepsilon_3/dt &= k_{43}p^{(2)}[\varepsilon_4 - \varepsilon_3] - \sum_j k_{32}^{(j)}p^{(j)}[\varepsilon_3 - \varepsilon_3^\circ] \\ d\varepsilon_2/dt &= Z^{-1} \left\{ \sum_j k_{32}^{(j)}p^{(j)}[\varepsilon_3 - \varepsilon_3^\circ] - \sum_j k_{20}^{(j)}p^{(j)}[\varepsilon_2 - \varepsilon_2^\circ] \right\} \end{aligned}$$

Здесь  $\varepsilon_i = g_i \theta_i x_i (1 - x_i)^{-1}$  — энергия гармонического осциллятора  $i$ -го типа колебания в условиях равновесного распределения с колебательной температурой  $T_i$ , в общем случае отличной от температуры газа  $T$ ;  $\varepsilon_i^\circ$  — его энергия при  $T_i = T$ ;  $\theta_i = h\nu_i / k$  — характеристическая температура ( $\theta_1 = 1990^\circ$ ,  $\theta_2 = 960^\circ$ ,  $\theta_3 = 3380^\circ$ ,  $\theta_4 = 3350^\circ$ ),  $g_i$  — кратность вырождения  $i$ -го колебания ( $g_1 = g_3 = g_4 = 1$ ,  $g_2 = 2$ );  $x_i = \exp(-\theta_i / T_i)$ ;  $p^{(j)}$  — парциальное давление  $j$ -й компоненты смеси. Множитель  $Z$  в последнем уравнении системы (2.5) связан с наличием резонансного взаимодействия колебаний  $\nu_1$  и  $\nu_2$  ( $\theta_1 \approx 2\theta_2$ ), которое обуславливает совместную релаксацию колебательных энергий  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ . Поскольку  $T_1 \approx T_2$ , то

$$\frac{d}{dt}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) = Z \frac{d\varepsilon_2}{dt}, \quad Z = (1 + 4x_2 + x_2^2)/(1 + x_2)^2$$

При записи кинетических уравнений (2.5) принято во внимание, что реакция колебательного обмена (2.1) отвечает условию резонанса ( $\theta_1 \approx \theta_4$ ), а реакции (2.2) — (2.3) можно рассматривать в приближении ( $V - T$ )-релаксации, так как колебательные температуры мод  $\nu_1, \nu_2$  молекулы  $\text{CO}_2$  и  $\nu_5$  молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  оказываются близкими к газовой температуре вследствие малости соответствующих времен релаксации [7].

3. Для полного описания кинетики релаксации в струе расширяющегося газа система (2.5) должна быть дополнена соответствующими уравнениями газодинамики. В данном случае оказывается возможным динамику неравновесного газа рассматривать в приближении адиабатического движения среды с эффективным показателем адиабаты  $\gamma$ , отвечающим определенной степени замороженности колебательной составляющей теплоемкости газа. Это позволяет использовать в кинетических уравнениях (2.5) решения уравнений газодинамики, соответствующие изэнтропическому течению газа с постоянным  $\gamma$ . При изэнтропических процессах давление  $p$  и температура газа  $T$  определяются соотношениями

$$(3.1) \quad p = p_0 (1 + 1/2 (\gamma - 1) M^2)^{-\gamma/(\gamma-1)}, \quad T = T_0 (1 + 1/2 (\gamma - 1) M^2)^{-1}$$

Здесь  $M = u / c$  — локальное число Маха,  $u, c = \sqrt{\gamma p / \rho}$  — местные скорости потока и звука,  $\gamma$  — эффективный показатель адиабаты,  $\rho$  — плотность газа,  $T_0$  — температура торможения,  $p_0$  — полное давление газа.

В случае истечения из щели в вакуум значения  $M(X, Y)$  находятся численным интегрированием уравнений газодинамики для плоского установившегося изэнтропического течения. Расчеты методом характеристик [11] были проведены Э. А. Ашратовым и Г. К. Буниной. Ниже представлены результаты расчета, в частности значения  $M(\xi)$  вдоль центральной линии тока (оси струи) при  $\gamma = 1.3, 1.4, 1.5$  (вторая, третья, четвертая строки соответственно). Расстояние от щели  $\xi$  выражено в калибрах  $h_0$ , где  $h_0$  — полуширина щели:  $\xi = X / h_0$ .

$\xi$	1	2	5	10	20	50	100
$M$	1.48	2.0	2.87	3.58	4.2	5.15	5.9
$M$	1.5	2.06	3.0	3.82	4.68	5.95	7.0
$M$	1.51	2.1	3.2	4.16	5.23	6.9	8.37

4. В уравнениях (5) удобно перейти к безразмерной переменной  $\xi$  согласно  $d/dt = uh_0^{-1} d/d\xi$ .

Система (2.5) совместно с (3.4) решалась методом Рунге — Кутты на ЭВМ М-220. Зависимость  $M(\xi)$  для центральной линии тока задавалась с помощью интерполяции соответствующих данных, представленных выше. В области температур, где экспериментальные данные отсутствуют, значения констант скоростей принимались в соответствии с их аппроксимационными выражениями для реакций (2.1)–(2.4). Начальное состояние газа при  $\xi = 0$  предполагалось равновесным с единой для колебательных и поступательных степеней свободы начальной температурой  $T_i = T_* = T_0 2 / \gamma + 1$ , начальным давлением  $p_* = p_0 (2/\gamma + 1)^{\gamma/(\gamma-1)}$  и скоростью потока  $u = c_* = \sqrt{\gamma p_* / \rho_*}$ . Перед щелью газ находился в покое ( $u = 0$ ) и его температура и давление равны соответственно  $T_0$  и  $p_0$ . Расчеты проводились для смеси  $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$  с большим содержанием паров воды. Колебательно-вращательная инверсия заселенности  $\Delta N = N' - N$  рассчитывалась для перехода ( $\lambda_0 = 10.6 \text{ мкм}$ ) молекулы  $\text{CO}_2$  (001,  $J' = 21$ )  $\rightarrow$  (100,  $J = 22$ )

$$(4.1) \quad \Delta N = g' \frac{2hc}{kT} \left\{ n_v' B' \exp \left[ -\frac{F(J')}{kT} \right] - n_v B \exp \left[ -\frac{F(J)}{kT} \right] \right\}$$

$$n_v' = x_3 (1 - x_3) (1 - x_2^2) (1 - x_2)^2 \rho_{\text{CO}_2},$$

$$n_v = x_1 (1 - x_3) (1 - x_2^2) (1 - x_2)^2 \rho_{\text{CO}_2}$$

где  $n_v', n_v$  — заселенности колебательных уровней (001) и (100);  $\rho_{\text{CO}_2}$  — концентрация молекул  $\text{CO}_2$  в смеси,  $F(J'), F(J)$  — энергия вращательных термов верхнего и нижнего состояний;  $B', B$  — соответствующие вращательные константы;  $g', g$  — статистический вес верхнего и нижнего лазерных уровней (001,  $J'$ ) и (100,  $J$ ). Вращательная температура принималась равной газовой температуре. Для показателя усиления в центре линии  $\alpha(\lambda_0)$  использовалось выражение [12], учитывающее совместное действие доплеровского и лоренцевского механизмов уширения

$$(4.2) \quad \alpha(\lambda_0) = (\lambda_0^2 / 8\pi) \Delta N \tau_{21}^{-1} S(\lambda_0)$$

$$S(\lambda_0) = 2\pi^{-3/2} (\lambda / v) a \int_0^\infty (a^2 + y^2)^{-1} \exp(-y^2) dy$$

$$a = (\Delta v_L / \Delta v_D) \sqrt{\ln 2}, \quad v = \sqrt{2kT/m}, \quad \Delta v_D = v \sqrt{\ln 2} / c\lambda_0$$

— доплеровская и  $\Delta v_L$  — лоренцевская полуширины линий. Ввиду отсутствия экспериментальных данных по ударному уширению  $\text{CO}_2$  в парах воды предполагали его таким же, как и в случае чистого углекислого газа. При этом величина  $\Delta v_L = 0.1 p \sqrt{300/T} \text{ атм}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , а вероятность перехода  $\tau_{21}^{-1} = 0.21 \text{ сек}^{-1}$  [13].

Эффективный показатель  $\gamma$  определялся согласно формуле (без учета диссоциации газа)

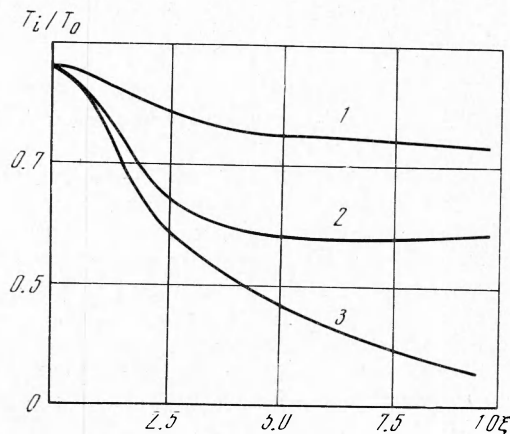
$$\gamma = 1 + 2(5 + 6/\kappa + 3\kappa_{\text{H}_2\text{O}}/\kappa)^{-1}$$

$$\kappa_{\text{H}_2\text{O}} = \rho_{\text{H}_2\text{O}}/\rho_{\text{CO}_2}, \quad \kappa_{\text{N}_2} = \rho_{\text{N}_2}/\rho_{\text{CO}_2}, \quad \kappa = 1 + \kappa_{\text{H}_2\text{O}} + \kappa_{\text{N}_2}$$

где  $\rho_{\text{CO}_2}$ ,  $\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ ,  $\rho_{\text{N}_2}$  — концентрации соответствующих молекул. В этом выражении учтено, что колебания  $v_4$  молекулы  $\text{N}_2$  и  $v_3$  молекулы  $\text{CO}_2$

можно считать замороженными при оценке  $\gamma$ , а колебания  $v_1$ ,  $v_2$  молекулы  $\text{CO}_2$  и  $v_5$  молекулы  $\text{H}_2\text{O}$ , находящиеся в равновесии с газовой температурой, — полностью возбужденными в наиболее важной для релаксации и газодинамики истечения области струи для представляющих интерес температур торможения  $T \approx 2000^\circ$ .

На фиг. 1 представлены типичные распределения газовой  $T$  и колебательных температур  $T_i$  вдоль центральной линии тока струи для смеси  $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$ . Состав и параметры смеси следующие:  $\kappa_{\text{N}_2} = 4$ ,  $\kappa_{\text{H}_2\text{O}} = 0.5$ ,  $T_0 = 2000^\circ \text{ К}$ ,  $p_0 = 20 \text{ атм}$ ,  $h_0 = 0.04 \text{ см}$ . Кривые 1, 2, 3



Фиг. 1

показывают распределения  $T_4$ ,  $T_3$  и  $T$ . Из фиг. 1 видно, что сразу за щелью происходит отрыв колебательной температуры  $T_4$  молекулы  $\text{N}_2$ , а затем на расстоянии двух — трех калибров — колебательной температуры  $T_3$  — молекулы  $\text{CO}_2$  от газовой температуры. Колебательные температуры мод  $v_1$ ,  $v_2$  молекулы  $\text{CO}_2$  вследствие большой скорости ( $V - T$ )-релаксации, обусловленной главным образом наличием паров воды, совпадают с газовой температурой  $T_1 = T_2 = T$ . Поведение колебательных степеней свободы, при котором часть из них быстро замораживается, а другие остаются в равновесии с поступательными степенями свободы в процессе расширения, обуславливает возможность адиабатического описания движения газа с колебательной неравновесностью.

На фиг. 2 представлены типичные зависимости  $\alpha$ ,  $N'/g'$ ,  $\Delta N/g'$ ,  $N/g$  от расстояния до щели  $\xi$  вдоль оси струи для смеси  $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$ . Состав и параметры смеси такие же, как для фиг. 1. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют распределениям  $\alpha$ ,  $N'/g'$ ,  $\Delta N/g'$ ,  $N/g$ . Из фиг. 3 видно, что показатель усиления  $\alpha(\xi)$  и инверсная заселенность  $\Delta N$  вначале быстро нарастают (моменту образования инверсии на фиг. 3 отвечает точка пересечения кривых  $N'/g'$  и  $N/g$ ), а затем, пройдя через максимум, медленно спадают с увеличением расстояния. Максимум  $\alpha(\xi) = \alpha_m$  в общем случае не совпадает с положением максимума  $\Delta N_m$  и находится на расстояниях, где плотность газа невелика ( $\rho \sim 2 - 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Зависимость  $\alpha(\xi)$ , представленную на фиг. 2, удобно анализировать, упрощ-

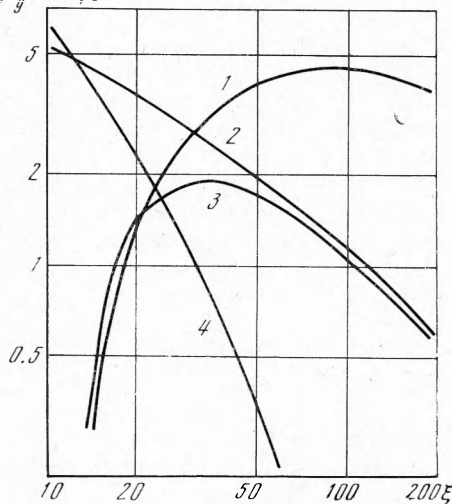
тив выражение (4.2)

$$(4.3) \quad \alpha \sim \Delta N S(\lambda_0) \sim \begin{cases} T^{-1/2} \exp(-\theta_3/T_3^*) & \text{при } \Delta v_L \gg \Delta v_D \\ \rho T^{-1} \exp(-\theta_3/T_3^*) & \text{при } \Delta v_L \ll \Delta v_D \end{cases}$$

Здесь учтено, что при  $n_v' \gg n_v$  для уровней с  $J_m$ , соответствующих максимуму колебательно-вращательной инверсии ( $J_m \sim T^{1/2}$ )

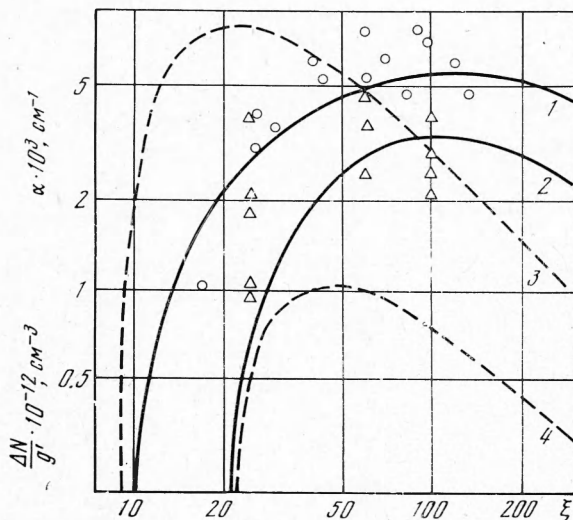
$$\Delta N \sim \rho T^{-1/2} \exp(-\theta_3/T_3^*)$$

где  $T_3^*$  — замороженное значение колебательной температуры  $T_3$ . В области  $\xi$ , где плотность газа велика и форма линии лоренцевская ( $\Delta v_L \gg \Delta v_D$ ), величина  $\alpha$  не зависит от  $\rho$ . Поскольку  $T_3^* \approx \text{const}$ , а газовая температура  $T$  падает с ростом  $\xi$ , то показатель усиления  $\alpha$  согласно выражению (4.3) должен расти. На больших расстояниях  $\xi$  при доплеровской форме линии ( $\Delta v_L \ll \Delta v_D$ ) определяющим для  $\alpha(\xi)$  является изменение плотности, а не температуры газа ( $T \sim \rho^{-1}$  при  $\gamma = 1.3$   $\rho T^{-1} \sim \rho^{0.7}$ ), и наблюдается падение  $\alpha$  с увеличением  $\xi$ . Максимум  $\alpha(\xi)$  достигается на расстоянии  $\xi_m$ , когда ударная и доплеровская ширина линии примерно сравниваются по величине  $\Delta v_L \approx \Delta v_D$ . Согласно расчетам



Фиг. 2

это соответствует давлением  $5 \div 10$  мм рт. ст. и расстояниям  $\xi \sim 100$  (см. кривую 1 на фиг. 2). С ростом  $T_0, \rho_0$  положение максимума  $\alpha(\xi)$  смещается в сторону больших  $\xi_m$ . Согласно проведенным расчетам наибольшие



Фиг. 3

это соответствует давлением  $5 \div 10$  мм рт. ст. и расстояниям  $\xi \sim 100$  (см. кривую 1 на фиг. 2). С ростом  $T_0, \rho_0$  положение максимума  $\alpha(\xi)$  смещается в сторону больших  $\xi_m$ . Согласно проведенным расчетам наибольшие

значения показателя усиления и инверсной заселенности в струе газовой смеси  $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$  ( $\kappa_{\text{N}_2} = 4$ ,  $\kappa_{\text{H}_2\text{O}} = 0.5 \div 1$ ), расширяющейся через щель с  $h_0 = 0.04$  см, достигаются при  $T \approx 2200^\circ \text{K}$ ,  $p \approx 20$  атм и составляют  $\alpha_m = 0.5 \cdot 10^{-2}$  см $^{-1}$ ,  $\Delta N_m = 1 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  при  $\kappa_{\text{H}_2\text{O}} = 0.5$ ,  $\alpha_m = 0.3 \cdot 10^{-2}$  см $^{-1}$ ,  $\Delta N_m = 0.5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  при  $\kappa_{\text{H}_2\text{O}} = 1$ . Наличие оптимумов  $\alpha_m$  и  $\Delta N_m$  по давлению и температуре торможения объясняется тем, что с увеличением  $T_0$ ,  $p_0$  вместе с ростом начального запаса возбужденных молекул  $\text{CO}_2$  растет скорость релаксации  $\text{CO}_2$  (001). Если первое обстоятельство способствует увеличению  $\alpha_m$ ,  $\Delta N_m$ , то второе препятствует этому.

Пары воды в смеси значительно увеличивают скорости релаксационных процессов, в том числе процесса дезактивации верхнего лазерного уровня  $\text{CO}_2$  (001). В связи с этим в газовых струях для получения необходимой инверсной заселенности и усиления на единицу длины требуются высокие скорости охлаждения. Одним из возможных способов увеличения скорости охлаждения  $dT/dt$  является уменьшение размера щели. Как показывают расчеты (см. [6]), при постоянном значении так называемого параметра подобия  $p_0 h_0 = \text{const}$  за счет уменьшения  $h_0$  можно добиться заметного увеличения  $\alpha_m$  и  $\Delta N_m$ . Оптимальным значением параметра подобия для смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$  ( $\kappa_{\text{N}_2} = 4$ ,  $\kappa_{\text{H}_2\text{O}} = 0.5 \div 1$ ) оказывается  $p_0 h_0 \approx 0.8$  атм·см. Скорость охлаждения определяется также составом смеси, точнее ее эффективным показателем адиабаты  $\gamma$ . Большим значениям  $\gamma$  соответствуют большие скорости охлаждения  $dT/dt$ . Поэтому целесообразно увеличивать  $\gamma$ , добавляя в смесь компоненты, обладающие большим  $\gamma$ , и неэффективные в дезактивации верхнего лазерного уровня  $\text{CO}_2$  (001), например, He, Ar,  $\text{N}_2$ . В данном случае азот выполняет двойную функцию — увеличивает эффективное время релаксации  $\text{CO}_2$  (001) и повышает эффективный показатель адиабаты  $\gamma$  смеси.

5. На фиг. 3 представлены экспериментальные [3] и рассчитанные в данной работе значения  $\alpha$  в зависимости от расстояния до щели  $\xi$  вдоль оси струи. Пунктиром на фиг. 3 показаны расчетные зависимости инверсной заселенности  $\Delta N/g'$ . Эксперименты [3] проводились на ударной трубе. Газ, нагретый отраженной ударной волной до температуры  $T_5$  (давление  $p_5$ ), истекал через узкую щель полушириной  $h_0 = 0.04$  см в камеру с низким давлением наполнения  $p_\infty < 1$  мм рт. ст.

В экспериментах измерялся показатель усиления для слабого сигнала излучения  $\text{CO}_2$  лазера  $\lambda_0 = 10.6$  мк на оси струи газовой смеси  $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$ , оптическая ось была параллельна щели. Кривые 1 и 3 (фиг. 3) соответствуют показателю усиления  $\alpha$  и инверсной заселенности  $\Delta N/g'$ , рассчитанным для смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$  при  $\kappa_{\text{N}_2} = 4$ ,  $\kappa_{\text{H}_2\text{O}} = 0.1$ ,  $T_0 = 1700^\circ \text{K}$ ,  $p_0 = 47$  атм. Соответствующие этим условиям экспериментальные точки  $\alpha$  обозначены кружками. Остальные данные, представленные на фиг. 3 относятся к смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$  с параметрами:  $\kappa_{\text{N}_2} = 4$ ,  $\kappa_{\text{H}_2\text{O}} = 1$ ,  $T_0 = 2250^\circ \text{K}$ ,  $p_0 = 22$  атм. При сравнении теории и эксперимента предполагалось, что течение установившееся, а параметры  $T_0$  и  $p_0$  совпадают с параметрами газа за отраженной ударной волной  $T_5$  и  $p_5$ .

Время установления стационарного истечения  $\tau_s$  можно оценить, следуя работе [14], где показано, что для одномерного течения совершенного газа в соплах  $\tau_s \approx 10 l/u$ ,  $l$  — длина сопла,  $u$  — скорость потока. В данном случае за длину сопла можно принять  $l \approx 5$  см;  $u \approx 10^5$  см/сек и  $\tau_s \approx 500$  мксек. Через такое же время ( $\approx 300$  мксек) с момента прихода фронта истечения в опытах [3] наблюдалось стабильное усиление, которое длилось  $\approx 2$  мсек. Имеется удовлетворительное согласие расчетов с результатами эксперимента [3].

Авторы благодарят А. С. Бирюкову и Н. Н. Соболева за советы и замечания, Э. А. Ашратова и Г. К. Бунину за проведение на ЭЦВМ газодинамического расчета.

Поступила 6 II 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Конюхов В. К., Матросов И. В., Прохоров А. М., Шалунов Д. Т., Широков Н. Н. Газодинамический квантовый генератор непрерывного действия на смеси углекислого газа, азота и воды. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, вып. 10.
2. Gerry E. T. The gasdynamic laser. Laser Focus, 1970, vol. 6, No. 12.
3. Демин А. И., Кудрявцев Е. М., Соболев Н. Н., Файзулаев В. Н. Газодинамический лазер с большим содержанием паров воды. В сб. «Квантовая электроника», № 3. М., «Советское радио», 1972, стр. 72.
4. Бирюков А. С., Гордиец Б. Ф., Шелепин Л. А. Колебательная релаксация и инверсная заселенность уровней молекулы  $\text{CO}_2$  в нестационарных условиях. ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 2.
5. Biriukov A. S., Dronov A. P., Koudriavtsev E. M., Sobolev N. N. Gas dynamic  $\text{CO}_2 - \text{He} (\text{N}_2)$  laser investigation. IEEE J. Quant. Electronics, 1971, vol. QE-7, No. 8, pp. 388-391.
6. Кудрявцев Е. М., Файзулаев В. Н. Образование инверсии в струе газовой смеси  $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$ , расширяющейся через щель. Препринт Физ. ин-та АН СССР, 1972, № 68.
7. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  laser system. Rev. Mod. Phys., 1969, vol. 41., No. 1, pp. 26-47.
8. Rosser W. A., Jr., Wood A. D., Gerry E. T. Deactivation of vibrationally excited carbon dioxide ( $\nu_3$ ) by collisions with carbon dioxide or with nitrogen. J. Chem. Phys., 1969, vol. 50, No. 11, pp. 4996.
9. Heller D. F., Moore C. B. Relaxation of the asymmetrical stretching vibration  $\text{CO}_2$  by collisions with  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$  and  $\text{HDO}$ . J. Chem. Phys., 1970, vol. 52, No. 2.
10. Bulthuis K., Ponsen G. J. Vibrational relaxation of the  $\text{CO}_2$  lower laser level by  $\text{H}_2\text{O}$ . Phys. Lett., 1971, Ser. A, vol. 36 A, No. 2, pp. 123.
11. Кацкова О. Н., Наумова И. Н., Шмыглевский Ю. Д., Шумилина Н. П. Опыт расчета плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений газа методом характеристик. М., Изд. ВЦ АН СССР, 1961.
12. Митчел А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы. М.—Л., ОНТИ, 1937.
13. Gerry E. T., Leonard D. A. Measurements of  $10,6 \mu \text{CO}_2$  laser transition probability and optical broadening cross sections. Appl. Phys. Letters, 1966. vol. 8, No. 9, p. 227.
14. Anderson J. D., Jr. Time-dependent analysis of population inversions in an expanding gas. Phys. Fluids, 1970, vol. 13, No. 8, pp. 1983-1989.