

## ЛИТЕРАТУРА

1. Букатый В. И., Чапоров Д. П. Динамика прозрачности твердого аэрозоля в процессе взаимодействия с импульсным лазерным излучением.— В кн.: IV Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докладов. Томск, 1977.
2. Букатый В. И., Копытин Ю. Д. Действие светового давления на прозрачность полидисперсионного аэрозоля.— «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1971, № 6.
3. Матвеев Л. Т. Физика атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1965.
4. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Световое давление на капли воды.— «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 17, вып. 1.
5. Chan G. H. Effective absorption for thermal blooming due to aerosols.— «Appl. Phys. Lett.», 1975, vol. 26, N 11.
6. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Таблицы по светорассеянию. Т. 3. Л., Гидрометеониздат, 1968.
7. Аскарьян Г. А., Мороз Е. М. Давление при испарении вещества в луче радиации.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, вып. 6.
8. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
9. Погодаев В. А. Воздействие излучения CO<sub>2</sub>-лазера на твердые микрочастицы.— В кн.: II Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докладов. Томск, 1973.
10. Блох А. Г. Тепловое излучение в котельных установках. Л., «Энергия», 1967.

УДК 533.6.011.8+621.375.826

**РАСЧЕТЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ УСИЛЕНИЯ  
МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ РАБОЧИХ СРЕД В CO<sub>2</sub>-ГДЛ  
НА ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ**

*А. П. Генич, Н. В. Евтюхин, С. В. Куликов,  
Г. Б. Манелис, М. Е. Соловьева*

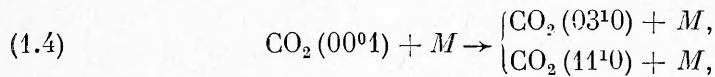
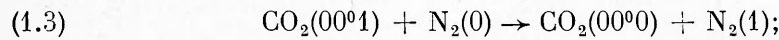
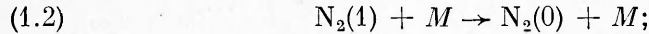
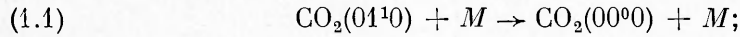
(Черноголовка)

При создании мощных CO<sub>2</sub>-ГДЛ, работающих на продуктах горения, необходимо учитывать многокомпонентность реальной рабочей среды лазера [1]. Наряду с экспериментальными исследованиями в этой области важную роль играют численные расчеты. Такие расчеты позволяют лучше понять механизм образования инверсной заселенности в потоке и заменить, насколько это возможно, трудоемкий эксперимент.

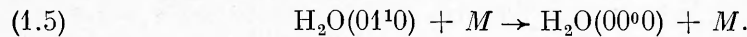
В данной работе рассчитываются коэффициенты оптического усиления сложных рабочих сред, составы которых адекватны составам продуктов горения топлив с композицией из С, Н, О, N-элементов. Анализ и систематизация результатов проведены на основе рассмотрения элементного состава рабочей среды, так как атомная композиция, температура  $T_0$  и давление  $p_0$  газа в резервуаре однозначно определяет все ее термодинамические характеристики: равновесный компонентный состав, внутреннюю энергию и т. д. Математическая модель и метод расчета ранее описаны в [2]. Для того чтобы судить, насколько верна используемая модель, правильно ли выбраны кинетические константы, необходимо сопоставить результаты расчетов с экспериментальными данными в широком диапазоне составов рабочих сред, параметров торможения и характеристик сопел. В связи с этим в первых двух частях работы делается попытка подобрать такой набор констант скоростей колебательной релаксации, который позволил бы наилучшим образом согласовать расчетные результаты с имеющимися экспериментальными.

1. Рассматривалось течение через сопло смеси газов  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . Формулировка задачи и метод расчета приведены в [2]. Так как расчеты проводились для  $T_0 < 2000\text{K}$ , то во всех случаях химические процессы не учитывались. В отличие от [2] использовалась неявная разностная схема с порядком аппроксимации, близким ко второму ( $s = 0,44$ ) [3], что позволило сократить время расчета.

Учитывались следующие каналы колебательной релаксации:



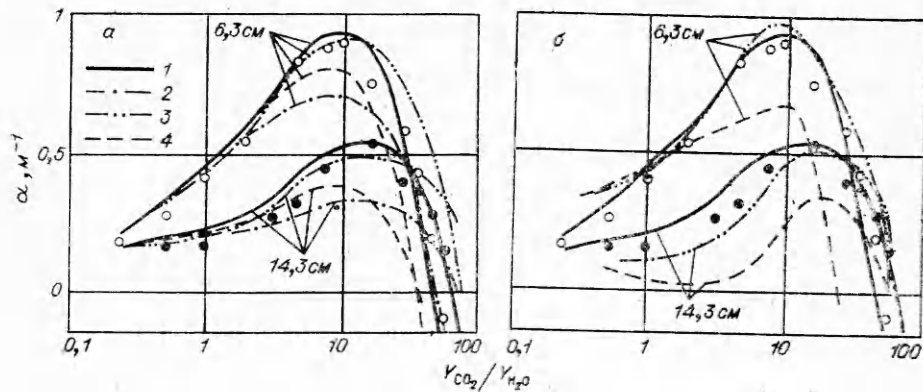
где  $M$  — любой из компонентов  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . За исключением оговоренных особо случаев полагалось, что колебательные степени свободы  $\text{H}_2\text{O}$  находятся в равновесии с поступательными. В некоторых случаях учитывался дополнительный канал релаксации:



При этом колебательные температуры всех мод  $\text{H}_2\text{O}$  принимались равными друг другу. Используемые в расчетах зависимости констант скоростей  $k_M^{(i)}$  ( $\text{атм}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и времен  $\tau_M^{(i)}$  ( $\text{атм} \cdot \text{с}$ ) колебательной релаксации, вероятностей изменения колебательной энергии на одно столкновение  $P_M^{(i)}$  от температуры  $T$  приведены в табл. 1. Константа скорости  $k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,1)}$  реакции (1.4) с  $M = \text{H}_2\text{O}$  является одной из наиболее важных, однако ее экспериментальные значения отличаются у разных авторов почти на порядок по величине [7]. Приведенное в табл. 1 выражение для  $k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,1)}$

Т а б л и ц а 1

	Ссылка
$\lg \tau_{\text{CO}_2}^{(1,1)} = 17,42 T^{-1/3} - 7,85$	[4]
$k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,1)} = \begin{cases} 1,7 \cdot 10^7 [1,3 \cdot 10^{-4}(T-600)^2 + 7,3], & T < 1000, \\ 4,78 \cdot 10^8, & T \geq 1000 \end{cases}$	—
$\lg \tau_{\text{N}_2}^{(1,1)} = 17,8 T^{-1/3} - 7,808 + \lg 2$	[1]
$\lg \tau_{\text{CO}_2}^{(1,2)} = 104 T^{-1/3} - 11,2$	[4]
$\lg \tau_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,2)} = 27,65 T^{-1/3} - 9,2415$	[1]
$\lg \tau_{\text{N}_2}^{(1,2)} = 95,5 T^{-1/3} - 10,76$	[4]
$\lg k^{(1,3)} = 7,42 - 1,65 \cdot 10^{-3} T + 5,7 \cdot 10^{-7} T^2$	[4]
$\ln k_{\text{CO}_2}^{(1,4)} = 10,684 + 593 T^{-1/3} - 4760 T^{-2/3} + 1,22 \cdot 10^4 / T$	[4]
$k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,4)} = \begin{cases} 10^{-40} T^{-1/3 + 11,7}, & T > 1000, \\ 10^8 / (-9,25 \cdot 10^{-3} T + 11,45), & 600 < T \leq 1000, \\ 10^8 / [-5,21 \cdot 10^{-5}(T-480)^2 + 6,65], & T \leq 600 \end{cases}$	[5]
$\ln k_{\text{N}_2}^{(1,4)} = 4,884 + 508 T^{-1/3} + 4580 T^{-2/3} + 1,27 \cdot 10^4 / T$	[4]
$P_{\text{CO}_2}^{(1,5)} = P_{\text{N}_2}^{(1,5)} = 10^{-4} / T^{1/2}$	[6]
$P_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,5)} = 0,4 / T^{1/2}$	[6]



Фиг. 1

выбрано на основании сравнения рассчитанных значений коэффициента оптического усиления слабого сигнала  $\alpha$  с измеренными в работе [8], результаты которой, по-видимому, являются наиболее надежными (воспроизводимость значений составляет  $\pm 0,04 \text{ м}^{-1}$ ). Расчеты выполнены для профилированного сопла минимальной длины с высотой горла  $h = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}$  и степенью расширения  $A/A^* = 30$  при  $p_0 = 12,5 \text{ атм}$  и  $T_0 = 1540 \text{ К}$ . Мольная доля азота  $Y_{N_2} = 0,7$ . На фиг. 1, а приведены результаты этих расчетов (кривые 1) совместно с экспериментальными значениями из работы [8], где значение  $\alpha$  измерено на расстоянии 6,3 и 14,3 см от горла сопла. Учет каналов релаксации (1.1)–(1.4) и набор констант из табл. 1 обеспечивают хорошее совпадение рассчитанных значений  $\alpha$  с экспериментальными в широком диапазоне изменения концентрации  $\text{H}_2\text{O}$ .

Поскольку выбор модели релаксации и кинетических констант к ней, которые обеспечивают наилучшее согласие расчетных результатов с экспериментальными, не является однозначным, представляет интерес выяснить чувствительность результатов расчета к выбору величины и вида температурной зависимости констант наиболее важных каналов релаксации, а также проанализировать некоторые принятые в модели допущения.

Константа скорости  $k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,1)}$  вначале задавалась в виде, близком к предлагаемому в [4] на основании [9, 10]:

$$k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,1)} = b \cdot 10^{21T^{-1/3} + 5,46} / [1 - \exp(-960/T)] \text{ атм}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}.$$

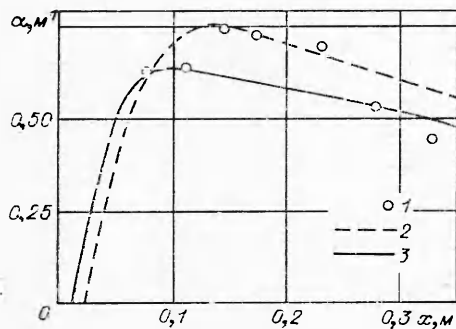
Варьирование множителя  $b$  показало, что предлагаемый вид зависимости не обеспечивает одновременного совпадения рассчитанных и измеренных  $\alpha$  при оптимальных ( $Y_{\text{CO}_2}/Y_{\text{H}_2\text{O}} \sim 10$ ) и низких ( $Y_{\text{CO}_2}/Y_{\text{H}_2\text{O}} \sim 30$ ) концентрациях воды. (На фиг. 1 кривые 2 соответствуют  $b = 1,1$ , а кривые 3 —  $b = 1,7$ , остальные константы из табл. 1.) Исследования  $k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,1)}$ , предпринятые в работах [11, 12], показали, что в области  $T > 600 \text{ К}$  константа имеет положительную температурную зависимость. Предлагаемая в данной работе форма зависимости  $k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,1)}(T)$  (см. табл. 1) фактически учитывает эту особенность вплоть до  $T \sim 1000 \text{ К}$ . При  $T > 1000 \text{ К}$  варьирование температурной зависимости показало, что отклонение от величины  $k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,1)} = 4,78 \cdot 10^8 \text{ атм}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ , хотя и ухудшает согласие с экспериментом, но незначительно. Чувствительность результатов расчета к изменению величины  $k_{\text{H}_2\text{O}}^{(1,1)}(T)$  (см. табл. 1) изучалась путем варьиро-

вания числового множителя перед константой. Так как при больших концентрациях  $H_2O$  деформационный тип колебаний  $CO_2$  практически находится в равновесии с поступательным движением молекул, величина  $\alpha$  мало чувствительна к варьированию константы при  $Y_{CO_2}/Y_{H_2O} < 9$  (изменение  $k_{H_2O}^{(1,4)}(T)$  в два раза приводит к изменению  $\alpha$  меньше чем на 10%). Однако коэффициент усиления сильно зависит от значений этой константы при малых концентрациях  $H_2O$ . Так, при  $Y_{CO_2}/Y_{H_2O} = 39$  уменьшение  $k_{H_2O}^{(1,4)}(T)$  всего лишь на 7% приводит к уменьшению  $\alpha$  вдвое.

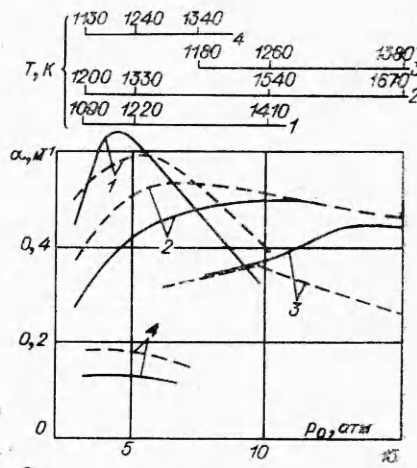
Важным каналом релаксации, влияющим на величину  $\alpha$ , является канал дезактивации верхнего лазерного уровня (1.4). Константы скорости  $k_{CO_2}^{(1,4)}$ ,  $k_{N_2}^{(1,4)}$ , предлагаемые в [1], по-видимому, несколько завышены. Использование этих констант при значениях остальных констант из табл. 1 в расчетах приводит к значениям  $\alpha$ , отличающимся от экспериментальных (фиг. 1, кривые 4). Результаты расчетов с  $k_{CO_2}^{(1,4)}$  и  $k_{N_2}^{(1,4)}$ , принятыми в данной работе, лучше соответствуют эксперименту. Константа  $k_{H_2O}^{(1,4)}$  заимствована из [5], где она измерена в диапазоне 300—1000К. При  $T > 1000K$  температурная зависимость  $k_{H_2O}^{(1,4)}$  была экстраполирована по закону Ландау — Теллера. Расчеты показали малую чувствительность величины  $\alpha$  к изменению этой константы при  $T > 500K$ .

Сопоставление расчетных и экспериментальных значений  $\alpha$  проведено для сопла с очень быстро меняющимися параметрами потока в горле (характерное время течения  $\sim 5 \cdot 10^{-8}$  с). В этих условиях специальной проверки требует допущение о равновесии между колебательными и поступательными степенями свободы у  $H_2O$ . Расчеты с учетом канала (1.5) показали, что его включение приводит к малым изменениям  $\alpha$  (меньше 6%). Используемые в этих расчетах значения  $P_{CO_2}^{(1,5)}$ ,  $P_{H_2O}^{(1,5)}$ ,  $P_{N_2}^{(1,5)}$  (см. табл. 1) являются лишь оценочными и, по-видимому, занижены при высоких температурах, на что указывают результаты измерения  $\tau_{H_2O}^{(1,5)}$ ,  $\tau_{N_2}^{(1,5)}$  при  $T > 1800K$  в [13]. Увеличение же констант в области высоких температур приводит к еще меньшему изменению в величинах  $\alpha$ . Это показывает, что предположение о равновесии между колебательными и поступательными степенями свободы у молекул  $H_2O$  вполне оправдано.

На фиг. 1, б результаты расчетов данной работы сравниваются с экспериментальными данными [8] (точки) и с результатами расчетов [8] (штрих) и [14] (штрихпунктир). Видно, что подбор кинетических констант, основанный на выборе надежных экспериментальных данных,



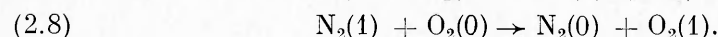
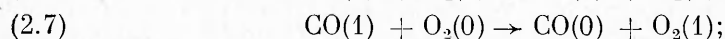
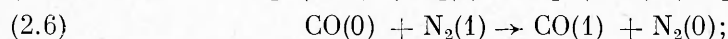
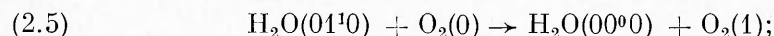
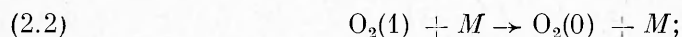
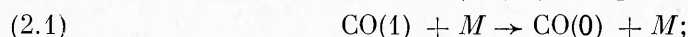
Фиг. 2



Фиг. 3

анализе чувствительности результатов расчета к изменению этих констант, а также расчетная модель, которая, по-видимому, отражает основные черты релаксационного процесса, позволили добиться его адекватного описания. Апробирование расчетной модели и выбранных констант на других экспериментальных результатах [1,15, 16] подтвердило это. На фиг. 2 приводится сравнение экспериментального  $I$  и расчетного  $2$  профилей коэффициента усиления по соплу, приведенных в [1], с результатами данной работы  $3$  ( $x$  — расстояние от горла плоского профилированного сопла минимальной длины;  $A/A^* = 20$ ;  $h = 10^{-3}$  м;  $T_0 = 1580$  К;  $p_0 = 10,2$  атм;  $Y_{CO_2} = 0,099$ ;  $Y_{N_2} = 0,890$ ,  $Y_{H_2O} = 0,011$ ).

2. Термодинамический анализ показывает, что в составах многокомпонентных рабочих сред, помимо основных лазерных компонентов ( $CO_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$ ), при  $T < 2000$  К в заметных количествах присутствуют и активно участвуют в процессах обмена колебательной энергией лишь  $CO$ ,  $O_2$  и  $H_2$ . Поэтому в расчетах течения многокомпонентных сред через сопло наряду с каналами колебательной релаксации (1.1)–(1.4) были учтены дополнительные каналы колебательной релаксации, связанные с этими компонентами. Это каналы (1.1), (1.4) при  $M = CO, O_2, H_2$  и



Из анализа большого количества литературных данных были выбраны наиболее надежные величины кинетических констант для этих каналов. Используемые в расчетах зависимости величин  $k_M^{(i)}$ ,  $\tau_M^{(i)}$  и  $P_M^{(i)}$  от  $T$  приведены в табл. 2. Недостающие вероятности колебательно-поступательных переходов рассчитывались по теории Шварца, Славского, Герцфельда.

Рассчитанные величины  $\alpha$  многокомпонентных сред далее сопоставлялись с измеренными. Эксперименты проводились следующим образом. Рабочие среды получались путем сжигания в изохорных условиях топливных комбинаций из  $C_2H_2$ ,  $H_2O$ ,  $N_2O$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$  и  $N_2$ . После разрыва мембраны, разделяющей камеру сгорания и сопловой блок, полученные равновесные газовые смеси протекали через плоское клиновидное сопло, переходящее в параллельный канал при  $A/A^* = 29$ . Полный угол раскрытия сопла  $\varphi = 30^\circ$ ,  $h = 5,5 \cdot 10^{-4}$  м, ширина сопла 0,4 м. Коэффициенты усиления измерялись стандартным способом. Луч зондирующего электро-разрядного  $CO_2$ -лазера проходил через рабочую среду ГДЛ на расстоянии 0,075 м вниз по потоку от горла сопла. Ударный скачок, возникающий в точке перехода расширяющей части сопла в параллельный канал, располагался ниже по потоку от точки наблюдения. В каждом опыте снималась зависимость  $\alpha$  от  $p_0$  и  $T_0$ , которые менялись в процессе истечения по адиабатическому закону. Среднеквадратичная ошибка в определении  $\alpha$  составляла 10%. На фиг. 3 сплошными линиями представлены результаты измерения  $\alpha$  для четырех составов, которые удобно характеризовать мольными долями входящих в них элементов  $\xi_i$  (во всех составах  $\xi_N = 0,6$ ). Переход от состава  $1(\xi_C = 0,12, \xi_O = 0,26, \xi_H =$

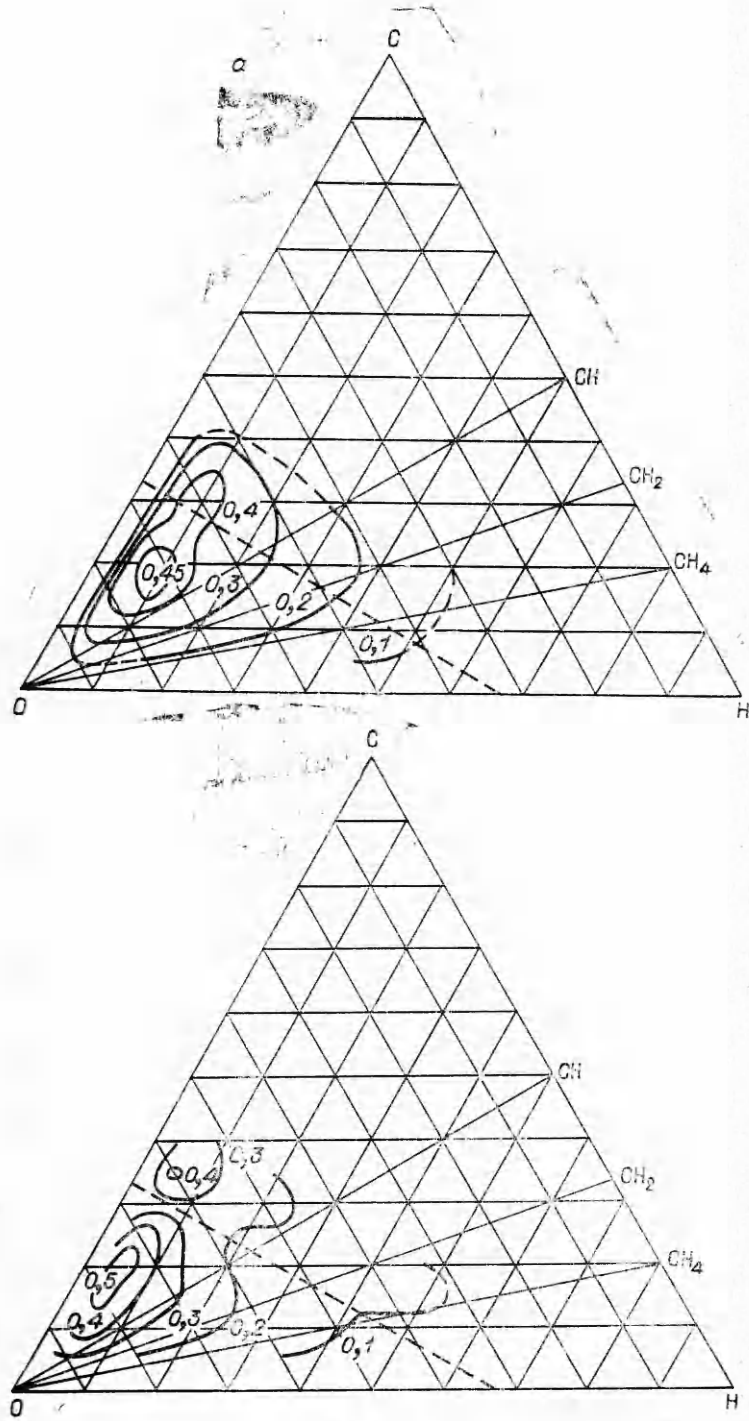
Т а б л и ц а 2

	Ссылка
$\lg \tau_{\text{CO}}^{(1.1)} = 15,55 T^{-1/3} - 8,06$	[17]
$\tau_{\text{O}_2}^{(1.1)} = \tau_{\text{N}_2}^{(1.1)}$	[6]
$\lg \tau_{\text{H}_2}^{(1.1)} = -15,5 T^{-1/3} - 5,55$	[17]
$k_{\text{CO}}^{(1.4)} = \begin{cases} 10^{-13} T^{-1/3} + 7,36, & T \geq 735, \\ 10^6 / (-9,64 \cdot 10^{-3} T + 3,33), & 450 \leq T < 735, \\ 10^6 / [-5,34 \cdot 10^{-5} (T - 375)^2 + 4,3], & T < 450 \end{cases}$	[18—20]
$k_{\text{O}_2}^{(1.4)} = k_{\text{N}_2}^{(1.4)}$	[18]
$\lg k_{\text{H}_2}^{(1.4)} = \begin{cases} 6,67 - 6,1 \cdot 10^{-4} T, & T \geq 428, \\ 6,41, & T < 428 \end{cases}$	[17]
$\lg \tau_{\text{CO}_2}^{(2.1)} = 83 T^{-1/3} - 10,52$	[17]
$\tau_{\text{H}_2\text{O}}^{(2.1)} = 1,7 \cdot 10^{-7}$	[17]
$\lg \tau_{\text{N}_2}^{(2.1)} = \lg \tau_{\text{CO}}^{(2.1)} = \lg \tau_{\text{O}_2}^{(2.1)} = 175 T^{-1/3} - 23,4$	[21]
$\ln \tau_{\text{N}_2}^{(2.2)} = \ln \tau_{\text{O}_2}^{(2.2)} = 129 T^{-1/3} - 22,28$	[6]
$\tau_{\text{H}_2}^{(2.3)} = 3,9 \cdot 10^{-9} \exp(100 T^{-1/3})$	[22]
$k_{\text{CO}}^{(2.4)} = \begin{cases} 10^{11,95-58,8 T^{-1/3}}, & T \geq 1500, \\ 2,45 \cdot 10^8 / \sqrt{T}, & T < 1500 \end{cases}$	[17]
$k^{(2.5)} = 6 \cdot 10^7$	[6]
$\lg k^{(2.6)} = 8,65 \cdot 10^{-2} (T^{-1/3} - 0,1)^2 + 5,796$	[23, 24]
$P^{(2.7)} = \exp(-106 T^{-1/3} - 1,56)$	[24]
$P^{(2.8)} = \exp(212 T^{-2/3} - 141,5 T^{-1/3} + 1,94) / \sqrt{T}$	[6]

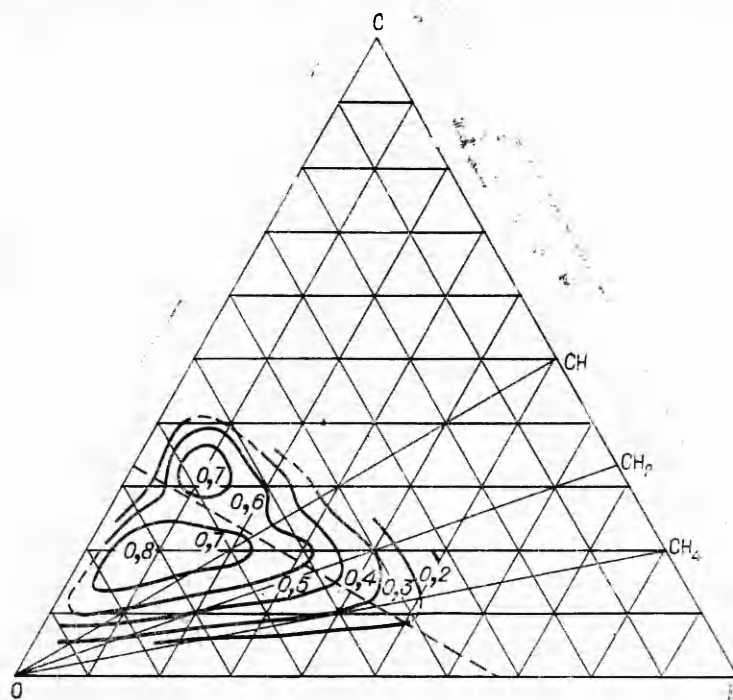
= 0,02) к составам 2 ( $\xi_{\text{C}} = 0,06$ ,  $\xi_{\text{O}} = 0,32$ ,  $\xi_{\text{H}} = 0,02$ ), 3 ( $\xi_{\text{C}} = 0,16$ ,  $\xi_{\text{O}} = 0,22$ ,  $\xi_{\text{H}} = 0,02$ ) и 4 ( $\xi_{\text{C}} = 0,06$ ,  $\xi_{\text{O}} = 0,20$ ,  $\xi_{\text{H}} = 0,14$ ) при одинаковых  $p_0$  и  $T_0$  характеризуется уменьшением  $Y_{\text{CO}_2}$  в рабочей среде и соответственным увеличением  $Y_{\text{O}_2}$ ,  $Y_{\text{CO}}$ ,  $Y_{\text{H}_2\text{O}}$ . Мольная доля  $\text{N}_2$  при этом меняется незначительно. Так, в равновесных условиях при  $T_0 = 1400\text{K}$  и  $p_0 = 10$  атм состав 1, мольные % :  $\text{N}_2$  69,0,  $\text{CO}_2$  27,7,  $\text{H}_2\text{O}$  2,3,  $\text{O}_2$  1,1; 2 —  $\text{N}_2$  64,4,  $\text{CO}_2$  13,0,  $\text{H}_2\text{O}$  2,2,  $\text{O}_2$  20,4; 3 —  $\text{N}_2$  63,8,  $\text{CO}_2$  11,6,  $\text{H}_2\text{O}$  1,2,  $\text{H}_2$  0,9,  $\text{CO}$  22,5; 4 —  $\text{N}_2$  68,9,  $\text{CO}_2$  13,9,  $\text{H}_2\text{O}$  16,1,  $\text{O}_2$  1,1. Давление  $p_0 = 3$  атм соответствует  $T_0 = 1090\text{K}$  для состава 1;  $T_0 = 1200\text{K}$  для состава 2;  $T_0 = 1130\text{K}$  для состава 4. Для состава 3  $p_0 = 7,5$  атм соответствует  $T_0 = 1180\text{K}$ . Штриховыми линиями на фиг. 3 показаны расчетные значения  $\alpha$ .

Полученное согласие расчетных и экспериментальных величин в достаточно широкой области изменения  $p_0$ ,  $T_0$  и состава свидетельствует о том, что расчетная модель, выбранные константы пригодны для количественного описания  $\text{CO}_2$ -ГДЛ и со сложными многокомпонентными рабочими средами.

3. Чтобы выяснить характер зависимости коэффициента усиления многокомпонентных сред от их состава, формы сопла и начальных условий, были проведены расчеты  $\alpha$  для 64 составов с фиксированной  $T_0 = 1600\text{K}$  и диапазоном  $p_0$  от 5 до 20 атм при их расширении в плоские сопла двух типов — клиновидное (см. п. 2) и профилированное минимальной длины ( $h = 2 \cdot 10^{-4}$  м,  $A/A^* = 30$ ).



Фиг. 4



[Фиг. 5]

Результаты расчетов представлены на фиг. 4, 5 в виде линий равных коэффициентов усиления на треугольных диаграммах С, Н, О (для всех составов  $\xi_N = 0,6$ ). Выбранная область элементных композиций соответствует составам, которые целесообразно использовать в качестве лазерно-активных сред (отсутствие сажи, не слишком высокая концентрация  $H_2O$  [25]). На диаграммах имеется область, где концентрации  $CO$ ,  $H_2$ ,  $O_2$  в соответствующих составах очень малы. Область эта расположена вдоль линии, названной линией тройных смесей (штриховые линии на фиг. 4, 5, где  $\xi_O = 2\xi_C + 0,5 \xi_H$ ). Точки на этой линии соответствуют составам, которые при рассматриваемых  $p_0$  и  $T_0$  содержат только  $N_2$ ,  $CO_2$  и  $H_2O$ . Область, лежащая выше этой линии, соответствует составам, содержащим дополнительно  $CO$  и  $H_2$ , а область, лежащая ниже, соответствует составам, где основной примесью является  $O_2$ .

На фиг. 4, а, б, ( $p_0 = 5$  и  $10$  атм соответственно) значения  $\alpha$  приведены для расстояния  $0,075$  м от горла сопла. На фиг. 5 приведены  $\alpha_{max}$  ( $p_0 = 10$  атм).

При расширении многокомпонентных сред в клиновидное сопло (см. фиг. 4) имеются две области композиций (и соответствующих им составов), которые характеризуются сравнительно высокими значениями  $\alpha$ . Эти области расположены по разные стороны от линии тройных смесей. С увеличением  $p_0$  области сужаются и смещаются в сторону элементных композиций с меньшими  $\xi_H$  (малые  $Y_{H_2O}$ ). При этом максимумы по обе стороны от линии тройных смесей обозначаются резче и вдоль нее образуется область минимальных значений (ложбина). Аналогичный характер зависимости  $\alpha$  от состава и давления наблюдался ранее экспериментально [26].



При расширении многокомпонентных сред в профилированное сопло общий вид зависимости  $\alpha$  от состава сохраняется (см. фиг. 5), однако влияние давления в этом случае слабее.

Столь сложный вид приведенных диаграмм обусловлен, по мнению авторов, следующим. При смещении на диаграмме в любую сторону от линии тройных смесей  $Y_{CO_2}$  в составах уменьшается и увеличивается  $Y_{CO}$  либо  $Y_{O_2}$ . Уменьшение  $Y_{CO_2}$  снижает коэффициент усиления, а рост  $Y_{CO}$  или  $Y_{O_2}$  увеличивает  $\alpha$  за счет одновременного увеличения скорости охлаждения газа в сопле (рост показателя адиабаты) и времени релаксации верхнего лазерного уровня. Последнее, однако, становится менее существенным при увеличении доли элемента Н в среде, а также при увеличении скорости охлаждения газа в сопле.

Авторы выражают благодарность В. М. Васильеву за помощь в проведении расчетов равновесных составов.

Поступила 28 XII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson J. D. Gasdynamic lasers: an introduction. N. Y.— San Francisco — London, Academic Press, 1976.
2. Васильев В. М., Куликов С. В., Скребков О. В. О расчете химически и колебательно неравновесного течения многокомпонентного газа через сопло.— ПМТФ, 1977, № 4.
3. Крайко А. Н. О расчете неравновесного течения газа в соплах.— «Труды Ин-та механики МГУ», 1973, № 21.
4. Лосев С. А., Макаров В. Н., Павлов В. А., Шаталов О. П. Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра.— ФГВ, 1973, № 4.
5. Варгин А. Н., Гогохия В. В., Конохов В. К., Пасынкова Л. М. Определение времени колебательной релаксации уровня  $00^0_1$  молекулы  $CO_2$  в чистом  $CO_2$  и в смеси с  $H_2O$ .— ЖТФ, 1975, т. XLV, вып. 3.
6. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for process ses important in the  $CO_2 - N_2$  laser system.— «Rev. Modern Physics», 1969, vol. 41, N 1.
7. Лосев С. А. Кинетика колебательного энергообмена в углекислом газе и его смесях с другими газами.— ФГВ, 1976, т. 1, № 2.
8. Meinzer В. А. Experimental gasdynamic laser studies.— «AIAA J.», 1972, vol. 10, N 4. Рус. пер. Майнцер Р. А. Экспериментальное исследование газодинамического лазера.— «Ракетн. техника и космонавтика», 1972, т. 10, № 4.
9. Buchwald M. I., Bauer S. H. Vibrational relaxation in  $CO_2$  with selected collision partners. I.  $H_2O$  and  $D_2O$ .— «J. Phys. Chem.», 1972, vol. 76, N 22.
10. Lewis J. W. Z., Lee K. P. Vibrational relaxation in carbon dioxide/water — vapor mixtures.— «J. Acoust Soc. Amer.», 1965, vol. 38, N 5, p. 813.
11. Bulthuis K. Laser power and vibrational energy transfer in  $CO_2$  lasers.— «J. Chem. Phys.», 1973, vol. 58, N 12.
12. Gower M. C., Carswell A. I. Laser induced plasma perturbation studies of energy transfer in  $CO_2$  glow-discharge lasers.— «J. Appl. Phys.», 1974, vol. 45, N 9.
13. Kung R. T. V., Center R. E. High temperature vibrational relaxation of  $H_2O$  by  $H_2O$ , He, Ar, and  $N_2$ .— «J. Chem. Phys.», 1975, vol. 62, N 6.
14. Jones A. T. Time dependent solution of the vibrational nonequilibrium flow of  $CO_2 - N_2 - H_2O - O_2$  mixtures in gasdynamic lasers.— «J. Phys. D: Appl. Phys.», 1976, vol. 9, N 8.
15. Vamos J. S. Small signal gain measurements in a high ratio nozzle shock tunnel.— «AIAA Paper», 1974, N 74—177.
16. Tulip J., Sequin H. Explosion pumped gasdynamic  $CO_2$  laser.— «Appl. Phys. Lett», 1971, vol. 19, N 8.
17. Макаров В. П., Лосев С. А. О влиянии примесей на коэффициент оптического усиления при течении релаксирующего газа в сверхзвуковом сопле.— ФГВ, 1975, т. 11, № 5.
18. Варгин А. П., Гогохия В. В., Конохов В. К., Пасынкова Л. М. Исследование времени релаксации уровня  $00^0$  молекулы  $CO_2$  в смесях с  $O_2$  и  $CO$ .— «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 6.

19. Rosser W. A., Sharma R. D., Gerry E. T. Deactivation of vibrationally excited carbon dioxide (001) by collisions with carbon monoxide.— «J. Chem. Phys.», 1971, vol. 54, N 3.
20. Borrell P., Millward G. E. Vibrational energy transfer processes in shock heated binary gas mixtures of CO with CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O and COS.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 57, N 1.
21. Millican R. G., White D. R. Systematic of vibrational relaxation.— «J. Chem. Phys.», 1963, vol. 39, N 12.
22. Kiefer J. H., Lutz R. W. Vibrational relaxation of hydrogen.— «J. Chem. Phys.», 1966, vol. 44, N 2.
23. Rosenberg C. W., Bray K. N. C., Pratt N. H. Shock tube vibrational relaxation measurements: N<sub>2</sub> relaxation by H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> — N<sub>2</sub> V — V rate.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 7.
24. Sato J., Tsushiya S., Kuratani K. Shock wave study of vibrational-energy exchange between diatomic molecules.— «J. Chem. Phys.», 1969, vol. 50, N 5.
25. Геннич А. П., Евтюхин Н. В., Манелис Г. Б. Равновесные составы высокотемпературных систем на основе С, Н, О, N для газодинамического СО<sub>2</sub>-лазера.— ФГВ, 1975, т. 11, № 5.
26. Евтюхин Н. В., Куликов С. В., Васильев В. М., Геннич А. П., Манелис Г. Б., Скребков О. В. Исследование коэффициентов усиления многокомпонентных рабочих сред в СО<sub>2</sub>-ГДЛ на горении.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций. Черногоровка, 1977.

УДК 538.4 : 621.31

## ВЫВОД ЭНЕРГИИ ИЗ ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ В ИНДУКТИВНУЮ НАГРУЗКУ С ПОМОЩЬЮ РАЗРЫВА КОНТУРА

В. А. Демидов, Е. И. Жаринов, С. А. Казаков,  
В. К. Чернышев

(Москва)

Применение взрывомагнитных генераторов (ВМГ) для плазменных экспериментов [1, 2] и для других физических исследований наряду с вопросами повышения электромагнитной энергии [3—9] ставит задачу о формировании во внешней нагрузке импульсов тока с крутыми передними фронтами микросекундного диапазона.

Одним из способов быстрого вывода энергии в нагрузку является разрыв конечного контура ВМГ. Для этого используются коммутаторы на основе электрического взрыва тонких проводников [10—12] или на основе механического разрушения проводников зарядом ВВ [3, 6, 13, 14].

Эффективность передачи энергии в нагрузку зависит от активного сопротивления, вводимого коммутатором в цепь разрыва, и отношения индуктивностей накопителя и нагрузки. Большое влияние на крутизну нарастания тока в нагрузке оказывает паразитная индуктивность коммутатора [11].

Цель данной работы — определение формы импульсов тока и энергии в индуктивной нагрузке в зависимости от вводимого в контур ВМГ сопротивления разрыва с учетом паразитной индуктивности коммутирующего устройства.

[1. В рамках электротехнической модели работу ВМГ можно представить как уменьшающуюся индуктивность  $L_1$ , включенную на взрывной коммутатор с паразитной индуктивностью  $L_3$  и переменным омическим сопротивлением  $R$  (фиг. 1). К началу сжатия магнитного потока в ВМГ с начальной индуктивностью  $L_0$  протекает ток  $I_0$ . В момент  $\tau = 0$  (когда индуктивность генератора уменьшилась до  $L_1(0)$ ) ключ подсоединяет нагрузку  $L_2$  к контуру и коммутатор производит разрыв тока в цепи. До начала разрыва сопротивление коммутатора равно нулю; в процессе разрыва оно возрастает по закону  $R(\tau)$  до некоторой конечной величины.