

3. Волков А. Ю., Демин А. И., Логунов А. Н., Кудрявцев Е. М., Соболев Н. Н. Оптимизация  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$ -газодинамического лазера. Препринт ФИАН, 1977, № 4.
4. Бирюков А. С., Волков А. Ю., Кудрявцев Е. М., Сериков Р. И. Анализ данных по вероятностям спонтанного излучения и сечениям ударного уширения линий перехода 001—100 молекул  $\text{CO}_2$ . — «Квант. электроника», 1976, т. 3, № 8.
5. Лосев С. А., Макаров В. Н. О мощности газодинамического лазера при высоком давлении. — ПМТФ, 1975, № 4.
6. Генералов Н. А., Козлов Г. Н., Селезнева И. К. Расчет характеристик газодинамического лазера. — ПМТФ, 1972, № 5.

УДК 533.6.011.8+621.375.826

### РАСЧЕТЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ РАБОЧИХ СРЕД В $\text{CO}_2$ -ГДЛ НА ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ

А. П. Генич, С. В. Куликов, Г. Б. Манелис

(Черноголовка)

Рабочие среды  $\text{CO}_2$ -ГДЛ, работающего на продуктах горения топлив с элементарным составом С, Н, О, N, являются, как правило, многокомпонентными. При температурах торможения  $T_0 < 2000$  К в них наряду с основными компонентами  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  присутствуют главным образом СО,  $\text{O}_2$  и  $\text{H}_2$ . Многокомпонентные среды перед входом в сопло находятся в состоянии полного термодинамического равновесия. Это позволяет использовать для анализа их лазерных свойств ранее разработанный термодинамический подход [1], основанный на том, что сложная среда характеризуется элементарным составом, температурой и давлением торможения ( $T_0$ ,  $p_0$ ). Расчеты коэффициентов усиления таких сред и соответствующий анализ приведены в [2,3]. В данной работе исследуется полезная энергия излучения, которую можно получить с единицы массы рабочей среды,  $\bar{w}$ .

Работы по расчетам энергии и мощности излучения в ГДЛ можно условно разделить на три группы. К первой относятся оценочные работы, которые вообще не рассматривают процесс генерации. Это простые расчеты либо максимальной энергии, доступной для съема [4], либо оценки мощности генерации [5, 6]. Вторая группа работ включает более реалистические расчеты [7—12], в них уже рассматриваются процессы генерации и колебательной кинетики в резонаторе, однако пренебрегается их влиянием на газодинамические параметры потока. Поток в резонаторе считается изотермическим и с постоянной скоростью.

Поскольку предположение о неизменности газодинамических параметров в резонаторе не всегда оправдано, дальнейшее улучшение расчетов связано с учетом взаимного влияния колебательной кинетики, излучения и газодинамики потока. Это третья группа работ [13—15]. При таком подходе задача расчета  $\bar{w}$  даже для простейшего резонатора Фабри — Перо решается только численно. С учетом того, что каждая отдельная система требует еще и выбора оптимального коэффициента пропускания выходного зеркала  $\tau$ , становится ясно, что расчет  $\bar{w}$  для большого числа сложных составов требует значительных затрат машинного времени. Поэтому в данной работе выбран компромиссный подход, заключающийся в том, что основные расчеты проведены приближенным методом, в котором не учитывается взаимное влияние колебательной кинетики, излучения и газодинамики потока в резонаторной полости. Далее, чтобы выяснить границы применимости такого подхода, были проведены «точные» расчеты удельного энергосъема, которые учитывают взаимное влияние колебательной кинетики, излучения и газовой динамики для нескольких сильно различающихся составов.

1. Предположение о постоянстве всех газодинамических параметров потока в резонаторе упрощает задачу определения  $\bar{w}$  с учетом потерь

и эффекта насыщения. Соответствующие аналитические выражения приведены в [12, 15] для случая, когда симметричные типы колебаний  $\text{CO}_2$  находятся в равновесии с поступательными степенями свободы ( $T_1 = T_2 = T_{1,2} = T$ )\*. При ряде дополнительных предположений величину удельной энергии излучения особенно просто вычислить для резонатора Фабри — Перо максимальной длины (по потоку) с оптимальным коэффициентом пропускания выходного зеркала [15]

$$(1.1) \quad \bar{w} = \bar{w}_{\max} \eta_p;$$

$$(1.2) \quad \bar{w}_{\max} = \eta_k \bar{\epsilon}_4^0, \quad \eta_p = [1 - \sqrt{(\alpha + \beta L) / k_0 L}]^2,$$

где  $\bar{w}_{\max}$  — максимальная удельная энергия, доступная для съема, кДж/кг;  $\eta_p$  — КПД резонатора;  $\eta_k$  — квантовый КПД  $\text{CO}_2$ -лазера;  $\bar{\epsilon}_4^0$  — удельная колебательная энергия  $\text{N}_2$  на входе в резонатор;  $\alpha$  — коэффициент поглощения зеркала;  $\beta$  — коэффициент линейного ослабления излучения;  $k_0$  — ненасыщенный коэффициент усиления на входе в резонатор;  $L$  — расстояние между зеркалами.

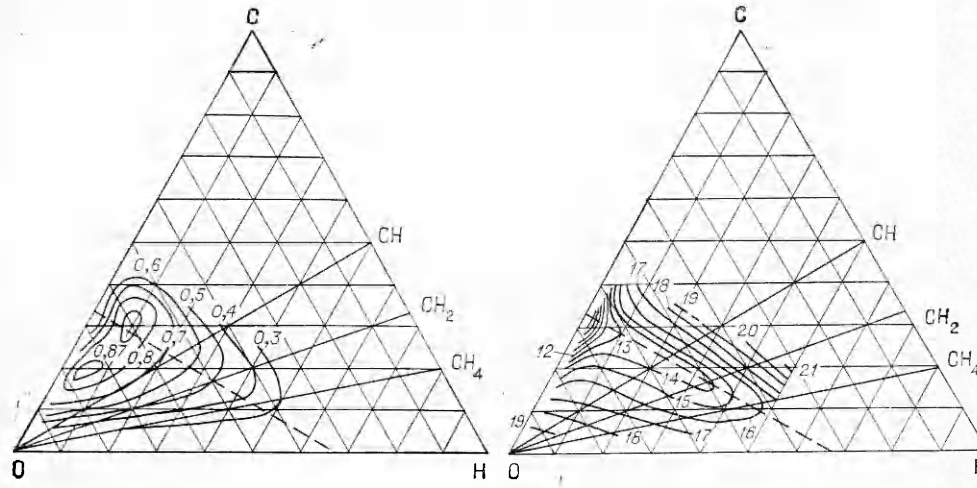
Задав  $L$ , величину потерь  $\alpha + \beta L$  и используя результаты численного расчета течения рабочей среды через сопло, можно приближенно вычислить  $\bar{w}$  по формулам (1.1), (1.2). Тот факт, что  $\bar{w}_{\max}$  в (1.2) зависит только от  $\bar{\epsilon}_4^0$ , обусловлен пренебрежением вклада в генерацию колебательной энергии  $\text{CO}_2$ . Кроме того, при выводе (1.2) не учтена выносимая потоком из резонатора колебательная энергия. Для учета этого  $\bar{w}_{\max}$  вычисляется аналогично [4]. Отличие только в том, что: на входе в резонатор  $T_3 \neq T_4$ ; при течении в резонаторе полагалось постоянство  $T_{1,2}$ , а не  $T^{**}$ ; при вычислении  $T_3'$  (здесь и далее штрих относится к параметрам на выходе из резонатора) из условия обращения коэффициента усиления в нуль полагалось, что генерация происходит на переходе  $P$   $20(00^01 \rightarrow 10^00)$ . Из численных расчетов течения многокомпонентных сред через сопло [2, 3, 16] брались значения колебательных температур  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}_2$  на входе в резонатор ( $T_4^0, T_3^0, T_{1,2}^0$ ). С учетом того, что с хорошей точностью  $T' = T_{1,2}^0$  и  $T_4' = T_3'$

$$(1.3) \quad \begin{aligned} \bar{w}_{\max} &= (\bar{N}^0 - \bar{N}') \hbar \omega, \\ \bar{N}^0 &= [n_{\text{CO}_2} (1 - e^{-\Theta_3/T_3^0}) (1 - e^{-\Theta_2/T_{1,2}^0})^2 (1 - e^{-\Theta_1/T_{1,2}^0}) e^{-\Theta_3/T_3^0} + \\ &\quad + n_{\text{N}_2} (1 - e^{-\Theta_4/T_4^0}) e^{-\Theta_4/T_4^0}] N_A, \\ \bar{N}' &= [n_{\text{CO}_2} (1 - e^{-\Theta_3/T_3'}) (1 - e^{-\Theta_2/T_{1,2}^0})^2 (1 - e^{-\Theta_1/T_{1,2}^0}) e^{-\Theta_3/T_3'} + \\ &\quad + n_{\text{N}_2} (1 - e^{-\Theta_4/T_3'}) e^{-\Theta_4/T_3'}] N_A, \end{aligned}$$

где  $n_{\text{CO}_2}$ ,  $n_{\text{N}_2}$  — соответственно числа молей  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  в единице массы рабочей среды;  $\Theta_i$  — характеристическая колебательная температура  $i$ -й моды;  $N_A$  — число Авогадро;  $\omega$  — частота лазерного перехода  $P$   $20(00^01 \rightarrow 10^00)$ .

\* Индексы 1, 2, 3, 4 относятся везде к симметрической, деформационной, асимметрической модам  $\text{CO}_2$  и колебательной моде  $\text{N}_2$  соответственно.

\*\* Проведенные «точные» расчеты (п.2) показали, что это допущение оправдано. При течении рабочих сред через резонатор  $T_{1,2}$  изменяется слабее, чем  $T$ , и это изменение невелико.



Ф и г. 1

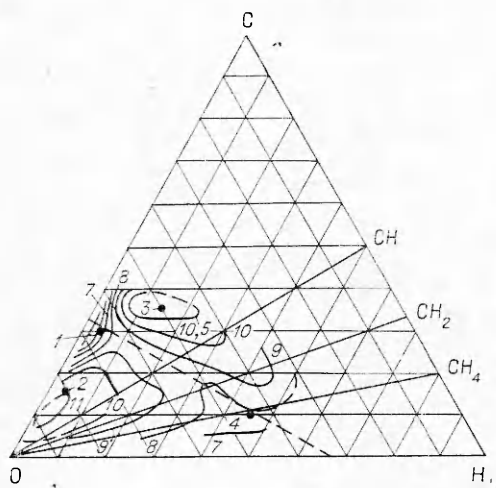
Ф и г. 2

Чтобы выяснить зависимость энергетических характеристик многокомпонентных рабочих сред от их состава, были проведены расчеты для 64 составов с фиксированной мольной долей элемента  $N$ , равной 0,6. При этом использовались полученные в [3] результаты численных расчетов течения многокомпонентных сред через плоское профилированное сопло минимальной длины с высотой горла  $\bar{n}_* = 2 \cdot 10^{-4}$  м и степенью расширения сопла  $A/A_* = 30$  при  $T_0 = 1600$  К и  $p_0 = 20$  атм. Параметры сопла выбраны так, чтобы температура газа на срезе сопла была достаточно низкой ( $\sim 300$  К) и произведение  $p_0 h_*$  меньше 1 атм·см [4]. Величины  $k_0$ ,  $\bar{w}$ ,  $\bar{w}_{\max}$  представлены на треугольных C, H, O диаграммах элементных композиций в виде линий равных значений.

На фиг. 1 представлены коэффициенты усиления  $k_0$  ( $m^{-1}$ ) многокомпонентных сред. Видно, что область элементных композиций, характеризующаяся высокими  $k_0$ , раздваивается и максимумы расположены по разные стороны от линии тройных смесей (штриховая линия). Причины этого явления обсуждались ранее [3].

На фиг. 2 приведены линии равных значений  $\bar{w}_{\max}$ , рассчитанные по формулам (1.3). Большие значения  $\bar{w}_{\max}$  приходятся на те области элементных композиций, которые соответствуют составам с малым содержанием  $CO_2$  (связь между элементным и компонентным составами приведена в [1]). Это связано с тем, что основным носителем колебательной энергии, которая переходит в энергию лазерного излучения, является  $N_2$ . Азот же теряет колебательную энергию главным образом посредством быстрого  $V - V$ -обмена с  $CO_2$ , скорость которого пропорциональна концентрации углекислого газа. Видно, что для рассматриваемых составов потери колебательной энергии  $N_2$  за счет прямой дезактивации на молекулах  $H_2O$  невелики даже при высокой концентрации  $H_2O$ . Следует отметить, что  $k_0$  и  $\bar{w}_{\max}$  являются важными характеристиками рабочих сред, так как не зависят от параметров резонатора и позволяют оценить величину полезного удельного энергоотсема.

На фиг. 3 приведены линии равных значений удельного энергоотсема  $\bar{w}$  для многокомпонентных сред. При этом КПД резонатора (1.2) вычислен для суммарных потерь излучения на проход  $(\alpha + \beta L)$ , равных 0,06, при ширине резонатора поперек потока  $L = 2$  м [17]. Видно, что большие



Ф и г. 3

Результаты расчетов удельного энергосъема, проведенные по такой методике для четырех составов, сопоставлены с приближенными вычислениями  $\bar{w}$  (п. 1) в таблице. Выбранные составы существенно отличаются друг от друга. Так, переход от состава 1, %:  $N_2$  69,0;  $CO_2$  27,6;  $H_2O$  2,3;  $O_2$  1,1 (все в объемных %) к составам 2, %:  $N_2$  64,5;  $CO_2$  12,9;  $H_2O$  2,2;  $O_2$  20,4; 3, %:  $N_2$  65,4;  $CO_2$  9,3;  $H_2O$  3,8;  $CO$  21,2;  $H_2$  0,3; и 4, %:  $N_2$  69,7;  $CO_2$  9,3;  $H_2O$  20,9;  $O_2$  0,1 характеризуется уменьшением концентрации  $CO_2$  в рабочей среде и соответственным увеличением концентраций  $O_2$ ,  $CO$ ,  $H_2O$ . Концентрация  $N_2$  при этом меняется незначительно. Элементные композиции, соответствующие этим составам, отмечены на фиг. 3 точками. В таблице также приведены оптимальные коэффициенты пропускания выходного зеркала  $t_{opt}$ , подобранные в «точных» расчетах.

Из таблицы видно, что приближенные вычисления  $\bar{w}$  хорошо согласуются с «точными» расчетами. В наиболее интересной области составов, когда мольная доля элемента  $H \leq 0,06$ , различие не превышает 20%.

Для рабочих сред с большим содержанием воды приближенные расчеты дают завышенные значения  $\bar{w}$ . Чтобы выявить причины этого, были проанализированы допущения, принятые при выводе (1.1), (1.2). Наиболее существенные из них: а) пренебрежение  $V - T$ -дезактивацией  $N_2$ ; б) приближенное равенство на входе в резонатор  $T_3^0$  и  $T_4^0$ ; в) допущение об очень быстрой подаче колебательной энергии от молекул  $N_2$  к верхнему лазерному уровню, которое выражается предельным соотношением

$$\frac{Y_{N_2} k_{3,4}}{k_{3,2}^0} \left( \frac{2Lk_0}{2\alpha + 2\beta + t} - 1 \right) \gg 1,$$

где  $Y_{N_2}$  — мольная доля азота;  $k_{3,4}$  — константа скорости  $V - V$ -обмена между верхним лазерным уровнем и  $N_2$ ;  $k_{3,2}^0$  — эффективная константа скорости дезактивации верхнего лазерного уровня.

«Точные» расчеты показали, что выключение каналов  $V - T$ -дезактивации  $N_2$  в резонаторе приводит к увеличению  $\bar{w}$  менее чем на 10% даже для состава 4. Следовательно, предположение «а» вполне оправдано и не может привести к указанному выше завышению результатов при-

значения удельной полезной энергии излучения можно получить от тех сред, которые обеспечивают при расширении в сопле достаточно большую запасенную энергию  $\bar{w}_{max}$  и усиление, значительно превосходящее потери.

2. Расчеты удельного энергосъема  $\bar{w}$  с учетом взаимодействия колебательной кинетики, излучения и газодинамики потока проведены в рамках приближения геометрической оптики подобно [14] (допущенные в [14] ошибки были исправлены, согласно [15]). Использовалась модель течения многокомпонентных сред и кинетические константы из [2, 3, 16].

Номер соста- ва	Приближен- ный расчет	«Точный» расчет	$t_{\text{опт}}$	Приближен- ный расчет	«Точный» расчет	$t_{\text{опт}}$
	$\bar{w}$ , кДж/кг			$\bar{w}$ , кДж/кг		
1	6,7	6,5	0,24	7,8	7,6	0,27
2	11,0	11,4	0,29	12,8	13,2	0,27
3	10,8	9,1	0,24	12,8	11,2	0,22
4	7,9	4,9	0,19	9,9	6,4	0,17
$\alpha + \beta L$	0,06			0,03		

ближенных расчетов  $\bar{w}$ . При достаточно больших концентрациях  $\text{H}_2\text{O}$  увеличивается  $k_{3,2}^0$ . Это приводит к нарушению условий «б» и «в». Анализ показал, что невыполнение условия «б» может только занижить результаты приближенных расчетов. Наблюдаемое же завышение результатов приближенных расчетов в сравнении с «точными» обусловлено главным образом нарушением допущения «в».

Авторы выражают благодарность Н. В. Евтюхину, оказавшему помощь при обработке и обсуждении результатов расчетов.

Поступила 31 V 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Генич А. П., Евтюхин Н. В., Манелис Г. Б. Равновесные составы высокотемпературных систем на основе С, Н, О, N для газодинамического  $\text{CO}_2$ -лазера. — ФГВ, 1975, т. 11, № 5.
2. Евтюхин Н. В., Куликов С. В., Васильев В. М., Генич А. П., Манелис Г. Б., Скребков О. В. Исследование коэффициентов усиления многокомпонентных рабочих сред в  $\text{CO}_2$ -ГДЛ на горении. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций. Черногоровка, 1977.
3. Генич А. П., Евтюхин Н. В., Куликов С. В., Манелис Г. Б., Соловьева М. Е. Расчеты коэффициентов усиления многокомпонентных рабочих сред в  $\text{CO}_2$ -ГДЛ на продуктах горения. — ПМТФ, 1979, № 1.
4. Anderson J. D. Gasdynamic lasers: an introduction. N. Y. — San Francisco — L., Academic Press, 1976.
5. Lee G., Gowen F. E., Hagen J. R. Gain and power of  $\text{CO}_2$  gas dynamic lasers. — «AIAA J.», 1972, vol. 10, N 1.
6. Rigrod W. W. Gain saturation and output power of optical lasers. — «J. Appl. Phys.», 1963, vol. 34, N 9.
7. Cool T. A. Power and gain characteristics of high speed flow lasers. — «J. Appl. Phys.», 1969, vol. 40, N 9.
8. Marlow W. C. Approximate lasing conditions. — «J. Appl. Phys.», 1970, vol. 41, N 10.
9. Селезнева И. К. Газодинамические лазеры на  $\text{CO}_2$  с тепловой накачкой. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. ИПМ АН СССР, 1972.
10. Веденов А. А., Напартович А. П. Теория быстропоточного газового лазера. — ТВТ, 1974, т. 12, № 5.
11. Микаэлян А. Л., Минаев В. П., Обод Ю. А., Турков Ю. Г. О характеристиках лазера на двуокиси углерода с поперечной прокачкой, работающего в режиме усиления. — «Квант. электроника», 1974, т. 1, № 5.
12. Ананькин А. И. О расчете энергетических характеристик проточных газовых лазеров. — «Вопр. радиотехн. Сер. общетехн.», 1976, № 1.
13. Lee G. Quasi-one-dimensional solution for the power of  $\text{CO}_2$  gasdynamic lasers. — «Phys. Fluids», 1974, vol. 17, N 3.
14. Генералов Н. А., Козлов Г. П., Селезнева И. К. Расчет характеристик газодинамического лазера. — ПМТФ, 1972, № 5.
15. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М., «Наука», 1977.

16. Васильев В. М., Куликов С. В., Скребков О. В. О расчете химически и колебательно-неравновесного течения многокомпонентного газа через сопло. — ПМТФ, 1977, № 4.
17. Klosterman E. L., Hoffman A. Z. A high pressure shock tube driven gasdynamic laser. — In: Proc. IX Intern. Shock Tube Symp., Stanford, 1973

УДК 537.521

### ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАЗРЯДА В ГАЗЕ С ВНЕШНЕЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

*Е. В. Чехунов*

(Москва)

В работе [1] получены стационарные решения уравнений разряда в области изменения мощности источника внешней ионизации  $Q$ , разрядного тока  $j$  и напряжения  $U$ , в которой нет ударной ионизации в положительном столбе, а напряжение меньше пробивного.

В данной работе рассматривается более широкий диапазон изменения  $Q$ ,  $U$ ,  $j$ , в частности, рассматриваются такие токи, при которых существенна ударная ионизация в положительном столбе, а напряжение больше пробивного.

Разряд в газе с внешней ионизацией можно описать следующей системой уравнений [1, 2]:

$$(1) \quad \frac{\partial q_-}{\partial t} + \frac{\partial j_-}{\partial x} = \alpha j_- + Q - \beta q_- q_+, \quad \frac{\partial q_+}{\partial t} - \frac{\partial j_+}{\partial x} = \alpha j_- + Q - \beta q_- q_+,$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{1}{\varepsilon} (q_- - q_+), \quad j_-(0) = \gamma j_+(0), \quad j_+(d) = 0, \quad \int_0^d E dx = U,$$

где  $q_-$  и  $q_+$  — плотности зарядов электронов и ионов;  $j_-$  и  $j_+$  — плотности токов электронов и ионов;  $\alpha$  — коэффициент ударной ионизации;  $\beta$  — коэффициент рекомбинации;  $\gamma$  — коэффициент вторичной эмиссии на катоде за счет действия ионного удара.

В данной работе используются такие же параметры для азота, что и в [1]. Давление принято равным атмосферному, коэффициент  $\gamma = 0,01$ . Метод численного решения стационарной и временной системы (1) описан в [1].

На фиг. 1,  $a - z$  представлены катодное  $U_K$  (кривая 1) и анодное  $U_a$  (кривая 2) падения и катодное  $d_K$  (кривая 1') и анодное  $d_a$  (кривая 2') расстояния разряда с внешней ионизацией для мощности источника внешней ионизации  $Q = 10^3, 10, 10^{-1}, 10^{-3}$  Кл/см<sup>3</sup>·с в зависимости от разрядного тока  $j$  (для  $Q = 10^3$  Кл/см<sup>3</sup>·с анодное падение не показано, так как оно пренебрежимо мало).

Из сравнения фиг. 1,  $a - z$  видно, что при одинаковом токе катодное падение для меньших  $Q$  всегда больше. При  $Q \geq 10$  Кл/см<sup>3</sup>·с катодное падение монотонно увеличивается с ростом разрядного тока. При  $Q \leq 10^{-1}$  Кл/см<sup>3</sup>·с катодное падение — немонотонная функция  $j$ . Это приводит к тому, что при таких  $Q$  вольт-амперные характеристики разряда могут иметь участок отрицательной проводимости [1, 2]. При боль-