

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., Мир, 1968.
2. В. Н. Кондратьев, Е. Е. Никитин. Кинетика и механизм газофазных реакций. М., Наука, 1973.
3. Л. В. Гурвич и др. Энергии химических связей. Потенциалы ионизации и средство к электрону. М., Наука, 1974.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
5. R. Mavrodineanu, H. Boiteux. Flame Spectroscopy. N. Y. Wiley, 1965.
6. J. Janin, A. Bouvier. Spectrochim. Acta, 1964, 20, 1787.
7. C. S. Stokes, R. P. M. Werner et al. Ind. Eng. Chem., 1960, 52, 75.
8. R. H. Wilson, G. B. Conway et al. J. Am. Chem. Soc., 1951, 73, 5514.
9. A. D. Kirschenbaum, A. V. Grosse. J. Am. Chem., 1956, 78, 2020.
10. M. Aillet, A. van Tiggelen. Bull. Soc. Chim. Belges, 1968, 77, 433.
11. A. G. Streng, A. V. Grosse. J. Am. Chem. Soc., 1957, 79, 5583.
12. J. G. Gros, A. Bouvier, J. Chevalyre. Combustion Flame, 1971, 16, 205.
13. H. James. Rev. Inst. Franc. Retrole Ann. Combust. Ziguides, 1957, 12, 1241.
14. Е. Б. Гордон, С. Е. Наливайко, В. С. Павленко. Кинетика и катализ, 1978, 19, 813.
15. Е. А. Еремин, Е. Т. Махров и др. Приборы и техника эксперимента 1974, 4, 164.

## ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРОВ С ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

*Г. И. Козлов, И. К. Селезнева*

*(Москва)*

Использование неустойчивых резонаторов в лазерных системах имеет ряд преимуществ, связанных с возможностью однородного заполнения излучением больших объемов и получения излучения высокой направленности. В лазерах с большим объемом активной среды, как, например, в газодинамических, широкое применение нашли телескопические резонаторы, образованные двумя цилиндрическими или сферическими зеркалами с общим фокусом. Анализ энергетических характеристик лазеров обычно проводится на основе совместного решения балансных кинетических уравнений и уравнений переноса излучения. Важная особенность неустойчивых резонаторов состоит в том, что поле генерации в них хорошо описывается в рамках геометрического приближения [1].

Методика и некоторые результаты расчета эффективности неустойчивого телескопического резонатора газодинамического лазера (ГДЛ) на  $\text{CO}_2$  в геометрическом приближении опубликованы в работах [2,3]. В [4,5] выполнено аналитическое исследование эффективности неустойчивого резонатора с цилиндрическими зеркалами в одномерном приближении. Из имеющихся в литературе немногочисленных данных о характеристиках ГДЛ с телескопическими резонаторами можно получить лишь самые общие представления об их эффективности. Более подробное рассмотрение представляет несомненный интерес в связи с практической необходимостью выбора параметров резонаторов для конкретных режимов работы ГДЛ.

В настоящей работе проведен анализ энергетических характеристик ГДЛ с телескопическим резонатором на пятикомпонентной смеси  $\text{CO}_2$ — $\text{N}_2$ — $\text{CO}$ — $\text{H}_2\text{O}$ — $\text{H}_2$ , исследована зависимость эффективности и мощности от параметров резонатора и потока, обсуждаются оптимальные условия работы такого типа лазеров.

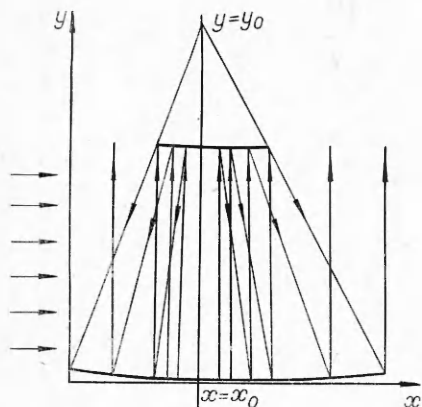


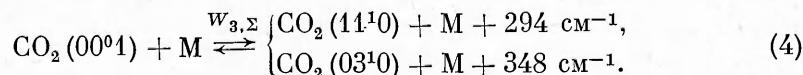
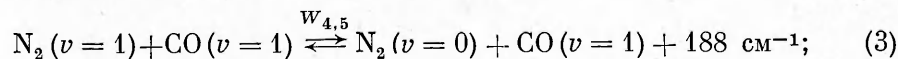
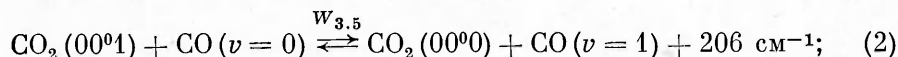
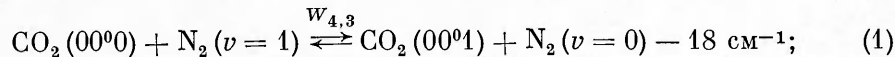
Рис. 1.

На рис. 1 представлена схема телескопического резонатора, образованного цилиндрическими зеркалами, которые расположены на расстоянии  $l$  друг от друга. Зеркала представляют собой подобные фигуры, общий фокус которых находится в точке с координатами  $(x_0, y_0)$ . На вход резонатора при  $x = 0$  перпендикулярно его оси поступает равномерно возбужденный газовый поток предварительно расширенной в сверхзвуковом сопле смеси  $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—CO—H}_2\text{O—H}_2$ . Коэффициент увеличения резонатора  $M = y_0/(y_0 - l)$  характеризует изменение сечения волны при однократном про-

хождении резонатора в обоих направлениях. В общем случае резонатор не симметричен относительно своей оси  $x = x_0$ .

Для типичных условий работы  $\text{CO}_2$ -лазера изменением газодинамических параметров — скорости потока  $u$ , давления  $p$ , температуры газа  $T$  — в резонаторе можно пренебречь. Таким образом, распределение показателя усиления в резонаторе зависит от поля генерации и столкновительной релаксации колебательной смеси.

Как уже отмечалось ранее [6], при температурах газовой смеси 300—400 К, характерных для течения в резонаторе, и высоких давлениях торможения ( $p_0 \geq 10$  атм) основными каналами столкновительной релаксации в смесях  $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—CO—H}_2\text{O—H}_2$  являются реакции



Здесь  $\text{M} = \text{H}_2\text{O}, \text{H}_2$ . В смесях с концентрацией паров  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2$ , превышающих 1—2%, можно считать, что деформационные колебания молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  находятся в равновесии с поступательной температурой газа.

Ввиду близости величин вероятностей обмена колебательными квантами между колебаниями  $\text{CO}, \text{N}_2$  и асимметричными колебаниями  $\text{CO}_2$  [7—10] для простоты можно объединять колебания  $\text{CO}$  и  $\text{N}_2$  в один резервуар колебательной энергии. С учетом этих предположений релаксация колебательной энергии асимметричных колебаний  $\text{CO}_2$  ( $\nu_3$ -моды) и колебаний  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}$  ( $\nu_4$ - и  $\nu_5$ -моды) в резонаторе описывается системой уравнений

$$\frac{d\varepsilon_3}{dx} = \frac{N}{u} \left[ - (W_{3,\Sigma}^{(4)}\alpha^{(4)} + W_{3,\Sigma}^{(5)}\alpha^{(5)}) (\varepsilon_3 - \bar{\varepsilon}_3) + W_{4,3} (\alpha^{(2)} + \alpha^{(3)}) \times \right. \\ \left. \times (\varepsilon_4 - \varepsilon_3) \right] - \frac{K_v I}{Nu\alpha^{(1)}h\nu}; \quad (5)$$

$$\frac{d\varepsilon_i}{dx} = - \frac{N}{u} W_{4,3}\alpha^{(1)} (\varepsilon_4 - \varepsilon_3). \quad (6)$$

Здесь  $\varepsilon_3, \varepsilon_4$  — среднее число колебательных квантов  $\nu_3$ - и  $\nu_4$ -типов колебаний ( $\varepsilon_3, \varepsilon_4 \ll 1$ ;  $\varepsilon_4 \approx \varepsilon_5$ );  $\bar{\varepsilon}_3$  — равновесное значение колебательной энергии, соответствующее температуре газа  $T$ ;  $\alpha^{(i)}$  ( $i = 1, \dots, 5$ ) — отно-

сительные концентрации компонентов смеси  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2$ ;  $W$  — константы скоростей реакций (1)–(4);  $N$  — плотность частиц газа;  $K_\nu$  — показатель усиления;  $I$  — интенсивность излучения в резонаторе;  $h\nu$  — энергия кванта лазерного перехода ( $h\nu = h\nu_3 - h\nu_1$ ).

Интенсивность излучения внутри резонатора складывается из интенсивностей двух, распространяющихся навстречу друг другу, плоской и сферической волн  $I^+$  и  $I^-$ . Согласно [2], интенсивность излучения в произвольной точке  $(x, y)$  телескопического резонатора (см. рис. 1) связана с интенсивностью в точке того же сечения, находящейся в  $M$  раз ближе к оси резонатора, соотношением

$$I(x, y) = F(x, y) I\left(x_0 - \frac{x_0 - x}{M}, y\right); \quad (7)$$

$$F(x, y) = \frac{R_1 R_2}{M} \exp\left\{\int_{s(x, y)} [K_\nu(r) - \sigma_0] dr\right\}, \quad (8)$$

где  $s(x, y)$  — траектория луча в геометрическом приближении при прохождении волны от точки  $(x_0 - (x_0 - x)/M, y)$  до точки  $(x, y)$  в положительном и отрицательном направлениях оси  $y$ ;  $R_1, R_2$  — коэффициенты отражения зеркал;  $\sigma_0$  — коэффициент неактивного поглощения излучения в среде.

Условие существования решения уравнения (7) есть условие стационарности режима генерации

$$F(x_0, y) = 1. \quad (9)$$

Величина  $F$ , рассчитанная для точек в плоскости  $y = 0$  (см. рис. 1), может быть представлена в виде

$$F(x, 0) = \frac{\exp(-2\sigma_0 l)}{M} \exp\left\{\left[K_\nu\left(x_0 - \frac{x_0 - x}{M}, y\right) + K_\nu\left(x_0 + \frac{x_0 - x}{y_0} y, y\right)\right] dy\right\}. \quad (10)$$

Здесь и в дальнейшем предполагается, что коэффициенты отражения зеркал  $R_1 = R_2 = 1$ .

Из уравнений переноса излучения следует, что интенсивности волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси  $y$ , связаны с интенсивностью вблизи вогнутого зеркала соотношениями

$$I^+(x, y) = I(x, 0) \exp\left\{\int_0^y [K_\nu(x, y') - \sigma_0] dy'\right\}; \quad (11)$$

$$I^-(x, y) = I\left(\frac{xy_0 - x_0 y}{y_0 - y}, 0\right) \times \\ \times \frac{y_0}{y_0 - y} \exp\left\{-\int_0^y \left[K_\nu\left(\frac{xy_0 - x_0 y - y'(x_0 - x)}{y_0 - y}, y'\right) - \sigma_0\right] dy'\right\}. \quad (12)$$

Система уравнений (5)–(12) при заданных условиях на входе в резонатор определяет распределение показателя усиления и поля генерации в объеме резонатора. Уравнения решались численно методом сеток. Ось резонатора  $x = x_0$  разбивает его на две части — генераторную и усилительную. Решение для левой (генераторной) части можно получить только итерационным способом. По заданному распределению показателя усиления и интенсивности на оси резонатора  $I(x_0, 0) = I_0$  из уравнений (7), (10)–(12) определяется поле генерации. Найденное распределение интенсивности позволяет отыскать новое распределение показателя усиления в объеме резонатора. На каждом этапе итераций делаются поправки к первоначально произвольной величине  $I_0$  до тех пор, пока полу-

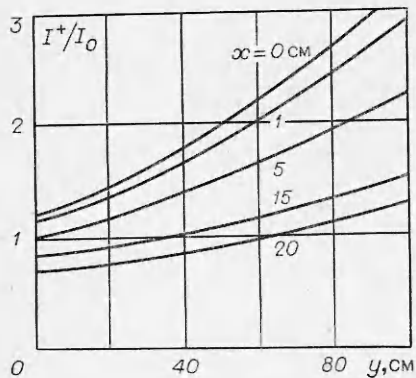


Рис. 2.

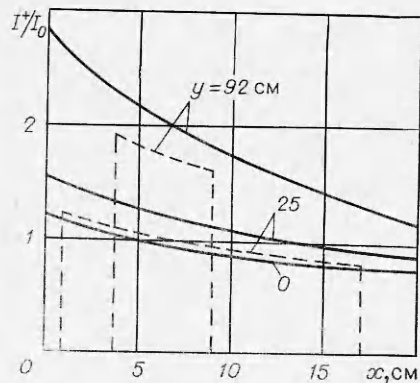


Рис. 3.

чающиеся в результате решения системы уравнений распределения поля и показателя усиления не обеспечат выполнение условия стационарной генерации (9). Для нахождения решения в правой части резонатора (усилительная часть) можно пользоваться теми же методами расчета, но теперь уже с заданным распределением поля на оси резонатора  $I(x_0, y)$ .

Мощность  $P$  выходящего излучения, рассчитанная на 1 см длины цилиндрического резонатора, определяется соотношением

$$P = \int_0^{l_1/y_0} I^+(x, l) dx + \int_{l_1+l_2/M}^{l_1+l_2} I^+(x, l) dx.$$

Здесь  $l_1, l_2$  — длина генераторной и усилительной части телескопического резонатора в направлении потока газовой смеси.

Представленные расчеты относятся к генерации в смеси 10%  $\text{CO}_2$  + 60%  $\text{N}_2$  + 20%  $\text{CO}$  + 5%  $\text{H}_2\text{O}$  + 5%  $\text{H}_2$ , предварительно расширенной в плоском логарифмическом сопле с высотой критического сечения 0,02 см и степенью расширения 50 [6]. Температура торможения потока принималась 2000 К, давление торможения варьировалось.

На рис. 2 дано характерное распределение относительной интенсивности излучения  $I^+/I_0$  по координате  $y$  для различных значений  $x$  в телескопическом резонаторе с  $l = 100$  см,  $l_1 = 5$  см,  $l_2 = 15$  см и  $M = 5$ . Давление торможения  $p_0 = 20$  атм. Как и следовало ожидать, наиболее сильная зависимость от координаты наблюдается в генераторной части резонатора. На входе в резонатор значения интенсивности при  $y = 0$  и  $y = l$  отличаются приблизительно в 3 раза. Эти отличия уменьшаются с уменьшением  $l, M, K_v(0)$ , тем не менее при всех типичных условиях они значительны. Одномерный подход к определению энергетических характеристик телескопического резонатора приводит к значительным ошибкам уже при небольших значениях  $M$ . С увеличением  $x$ , по мере уменьшения потока излучения в резонаторе и падении коэффициента усиления, распределение интенсивности вдоль  $y$  становится более однородным, а при небольших  $M$  — практически не зависящим от  $y$ .

На рис. 3 изображена характерная зависимость относительной интенсивности  $I^+/I_0$  от координаты  $x$  для тех же условий, что и на рис. 2. Штриховыми линиями нанесены относительные интенсивности  $I^-/I_0$ . Из рисунка следует, что использование телескопических резонаторов для ГДЛ позволяет без дополнительных мер получить относительно равномерное заполнение объема излучением и избежать чрезмерного стягивания интенсивности на входе потока в резонатор, которое характерно для резонаторов с плоскими зеркалами. Расчеты показывают, что распределение

интенсивности на зеркалах становится более равномерным с ростом длины генераторной части вдоль потока  $l_1$  и коэффициента увеличения  $M$ .

Зависимость энергетических характеристик от объемных потерь  $\sigma_0$  в рассматриваемой постановке практически совпадает с зависимостью от показателя усиления среды на входе в резонатор. Срыв генерации наблюдается при значениях  $K_v(0) - \sigma_0$ , приближающихся к пороговому значению показателя усиления.

Представляет интерес оценить мощность и эффективность работы резонатора в различных условиях. Эффективность резонатора  $\eta$  определяется отношением мощности выходящего излучения к максимально возможной, определяемой потоком колебательной энергии, запасенной в асимметричной моде  $CO_2$ , колебаниях  $N_2$  и  $CO$

$$\eta = P / \{Nuhv[\epsilon_3(0)\alpha^{(1)} + \epsilon_4(0)\alpha^2 + \epsilon_5(0)\alpha^{(3)}]\}.$$

Кривые 1, 2, 3 на рис. 4 — зависимости мощности генерации от коэффициента увеличения резонатора с параметрами  $l = 50$  см,  $l = 5$  см,  $l_2 = 15$  см для смесей с давлением торможения 20, 40, 60 атм соответственно. Штриховыми линиями представлены зависимости эффективности для тех же условий. Расчеты показывают, что при небольших значениях  $M$  эффективности незначительно отличаются друг от друга. Это свидетельствует о том, что основной вклад в мощность в резонаторах с небольшим коэффициентом увеличения дает генераторная часть и, следовательно, потери энергии за счет столкновительной релаксации незначительны. По мере возрастания  $M$  эффективность падает тем быстрее, чем больше плотность потока газа. В то время как эффективность резонатора всегда падает с увеличением давления в рассматриваемом диапазоне изменения параметров, мощность имеет оптимальную величину по давлению, изменяющуюся в зависимости от  $M$ . При значительных увеличениях наиболее выгодны (с точки зрения получения мощности) смеси небольшой плотности, с уменьшением  $M$  оптимальные значения  $p_0$  увеличиваются.

Резонаторы с небольшими значениями  $M$  не представляют особого интереса, так как распределение поля в них зависит от неоднородностей среды почти так же сильно, как и при плоских зеркалах. С точки зрения получения излучения высокой направленности представляют интерес резонаторы с большими  $M$ . Однако увеличение не может выбираться произвольно большим, поскольку энергетические характеристики лазера зависят от потерь на излучение. Увеличение расстояния между зеркалами, т. е. увеличение объема активной зоны, заметно поднимает величины  $M$ , которые можно использовать. На рис. 5 приведены распределения эф-

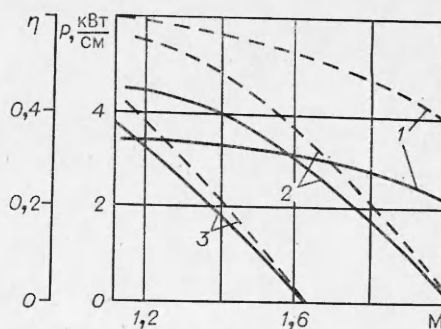


Рис. 4.

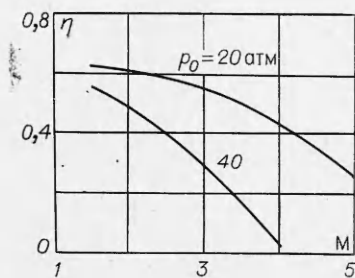


Рис. 5.

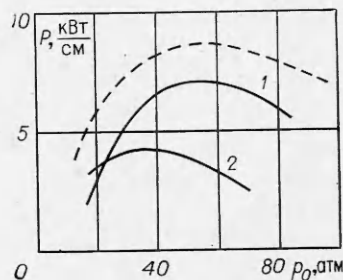


Рис. 6.

эффективности в зависимости от  $M$  для смесей с различным начальным давлением. Параметры телескопического резонатора:  $l = 100$  см,  $l_1 = 5$  см,  $l_2 = 15$  см. Увеличение  $l$  дает возможность значительно повысить  $M$ , не слишком проигрывая в эффективности. Следует отметить, что использование резонаторов с большими значениями  $M$  возможно в смесях с невысокими давлениями, в которых удастся достигнуть больших значений показателя усиления на входе в резонатор.

На рис. 6 представлены зависимости мощности плоского (кривая 1) и телескопического (кривая 2) резонаторов от давления торможения исходной смеси для  $l = 50$  см. Увеличение телескопического резонатора  $M = 1,2$ . Штриховой линией изображена максимально возможная мощность. Сравнение показывает, что обычный телескопический резонатор в некоторых случаях дает мощность, не слишком уступающую плоскому. Различия в мощности возрастают с увеличением плотности потока газа.

Приведенные расчеты показывают, что оптимальные параметры неустойчивого телескопического резонатора для эффективности, мощности, направленности излучения не совпадают. Для получения наибольшей эффективности и мощности следует использовать резонаторы с небольшими коэффициентами увеличения, а для получения излучения высокой направленности необходимы наибольшие  $M$ . Подбор условий работы лазера зависит от конкретных требований, которым должно удовлетворять лазерное излучение.

*Поступила в редакцию  
12/III 1979*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Ананьев. Квантовая электроника, 1971, 6.
2. Ю. А. Ананьев, Л. В. Ковальчук и др. Квантовая электроника, 1974, 1, 5.
3. Ю. А. Ананьев, В. П. Трусов, В. Е. Шерстобитов. Квантовая электроника, 1976, 3, 8.
4. Г. В. Гембаржевский. Уч. зап. ЦАГИ, 1977, VIII, 5.
5. Г. В. Гембаржевский. Уч. зап. ЦАГИ, 1977, VIII, 6.
6. Г. И. Козлов, В. Н. Иванов, И. К. Селезнева. Препринт ИПМ АН СССР, № 99, М., 1977.
7. J. Jnope, S. Tsuchiya. J. Phys. Soc. of Japan, 1975, 39, 476.
8. А. С. Бирюков, Ю. А. Кулагин, Л. А. Шелепин. Препринт ФИАИ СССР, № 105, М., 1975.
9. А. Н. Варгин, В. В. Гогохия и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 6.
10. А. С. Дьяков, А. К. Пискунов, Е. М. Черкасов. Квантовая электроника, 1975, 2, 7.

#### ДЕТОНАЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ ДИСПЕРСНОГО МАГНИЯ

*А. Б. Рыжик, В. С. Махин, В. Н. Китица  
(Ленинград)*

Первые исследования детонации в системе газообразный окислитель — распыленное твердое горючее проведены с кислородными взвешями алюминиевого порошка [1] и угольной пыли [2]. Вопрос о возможности возбуждения детонационных режимов в аэровзвешах дисперсных металлов до настоящего времени остается дискуссионным в связи с наблюдаемыми фактами отсутствия гетерогенной детонации в воздушно-капельных системах малолетучей жидкости [3, 4]. Вместе с тем имеются указания на возникновение детонационного горения порошков алюминий-магниевого