

К ТЕОРИИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА
НА БИНАРНОЙ СМЕСИ

Н. Я. Василек, А. Д. Марголин, В. М. Маргулис

(Москва)

В данной работе проведен численный расчет колебательной релаксации бинарной смеси молекулярного азота и углекислого газа во всем интервале изменения концентраций и в широком диапазоне изменения давления, температуры смеси, а также геометрии сверхзвуковой части сопла (размер критического сечения, степень расширения). Показано, что в определенном диапазоне изменения параметров смеси и сопла существует инверсная населенность молекул. Вычислено изменение инверсной населенности колебательных уровней и коэффициент усиления газовой смеси в функции от указанных параметров и расстояния от критического сечения сопла. Проведена оптимизация энергетических характеристик газодинамического лазера на бинарной смеси.

Газодинамический CO_2 -лазер был предложен в [1].

Расчет инверсной населенности молекул в сверхзвуковом потоке бинарной смеси газа в сопле Лавала был проведен в [2]. Было показано, что при определенных условиях в такой системе можно получить инверсную населенность молекул. В [2] были использованы значения релаксационных констант, существенно отличные (на один-два порядка) от тех, которые приводятся в литературе в настоящее время. При решении системы уравнений с использованием уточненных значений констант скоростей релаксации в [3-8] показано, что в условиях, рассмотренных в [2], инверсная населенность в бинарной смеси азота и углекислого газа не возникает.

Опыты, проведенные в [3, 5], также показали, что в условиях, использованных в этих работах, коэффициент усиления бинарной смеси азота и углекислого газа отрицательный.

Экспериментально инверсная населенность среды (положительный коэффициент усиления) в газодинамическом лазере была получена на тройных смесях [3-7, 9-12], причем экспериментальные результаты работ [6, 11, 12] удовлетворительно согласуются с расчетными данными.

Возможность образования инверсной населенности в бинарных смесях изучалась экспериментально и теоретически в узком диапазоне изменения концентраций смеси и других параметров газодинамического лазера (давление, размер критической части сопла, степень расширения).

Для образования инверсной населенности в расширяющемся сверхзвуковом потоке необходимо, чтобы характерное время расширения потока τ_0 было меньше времени релаксации верхнего лазерного уровня τ_3 (или одного порядка с ним), а τ_3 значительно превышало время релаксации нижнего лазерного уровня τ_2 т. е.

$$(1) \quad \tau_3 / \tau_0 \geq 1, \quad \tau_3 / \tau_2 \gg 1$$

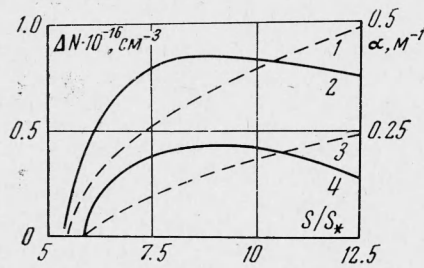
Имея в виду выражения характерных времен $\tau_2 = [k_2 p]^{-1}$, $\tau_3 = [\psi_0 k_3 p]^{-1}$ (эта формула применима при $\psi_0 > 10^{-3}$), $\tau_0 = h_* / u_* \operatorname{tg} \varphi$, получим необходимые условия создания инверсной населенности молекул углекислого газа в расширяющейся бинарной смеси

$$(2) \quad \omega^{-1} = u_* \operatorname{tg} \varphi / \psi_0 k_3 p_* h_* \geq 1$$

$$(3) \quad k_2 / k_3 \psi_0 \gg 1$$

Здесь k_2, k_3 — константы скоростей релаксации соответственно нижнего и верхнего лазерного уровней, ψ_0 — молярная концентрация углекислого газа, φ — полуугол расширяющейся части сопла вблизи критического сечения, h_* — ширина критического сечения сопла, u_* и p_* — скорость звука и давление в критической части сопла.

При выполнении неравенства (2) верхний лазерный уровень двухкомпонентной смеси замораживается [7], а неравенство (3) означает, что нижний лазерный уровень релаксирует быстрее верхнего. Оба условия получения инверсной населенности (2) и (3) выполняются при достаточно малой концентрации углекислого газа, т. е. существует область параметров, в которой имеется инверсная населенность молекул. Согласно (2) концентрация углекислого газа должна быть уменьшена при увеличении давления и размера критического сечения сопла.



Фиг. 1

Для количественного описания процесса расширения и колебательной релаксации бинарной смеси молекул азота и углекислого газа решалась система дифференциальных уравнений. Вероятности релаксационных процессов взяты из [13-20]. Система уравнений и ее подробное написание приведены в [17, 18].

Расчет проводился для плоского клиновидного сопла с полууголом раскрытия 15° . Расширяющаяся часть сопла состыковывалась с каналом постоянного сечения, степень расширения сопла S/S_* менялась в широких пределах. Из решения определялись распределение вдоль потока поступательной температуры, плотности и давления газа, а также распределение колебательных температур молекул азота и углекислого газа в деформационной, симметричной и антисимметричной модах.

Населенности лазерных уровней N_{001}, N_{100} молекулы углекислого газа определялись из предположения о больцмановском распределении молекул по энергиям внутри каждого вида колебаний.

Коэффициент усиления α среды для P -ветви ($J=20$) столкновительно уширенной спектральной линии и населенности колебательных уровней молекул CO_2 рассчитывались при различных значениях температуры T_* и давления p_* в критическом сечении сопла, высоты горловины сопла h_* и концентрации молекул углекислого газа в смеси ψ_0 ; x — расстояние от критического сечения сопла вдоль потока. Результаты расчета приведены в табл. 1. Расчеты показывают, что при малых значениях p_*h_* ($p_*h_* < 5 \text{ атм}\cdot\text{см}$ для $T_* = 1000^\circ \text{K}$) максимальная инверсная населенность

Таблица 1

Номера вариантов	$T_*, \text{ }^\circ\text{K}$	$p_*, \text{ атм}$	ψ_0	$h_*, \text{ см}$	$p_*h_*, \text{ атм}\cdot\text{см}$	$z, \text{ атм}\cdot\text{см}$	S/S_*	$\Delta N_m \times 10^{-16} \text{ см}^{-3}$	$\alpha, \text{ м}^{-1}$	$x, \text{ см}$
1	1000	10	0.1	0.1	1	0.37	9	0.4	0.4	—
2	1000	20	0.1	0.05	1	0.37	9	0.9	0.5	8.6
3	1000	100	0.1	0.01	1	0.37	9	4	0.6	5.6
4	1000	40	0.025	0.1	4	0.37	7	0.6	0.15	6
5	1000	200	0.005	0.1	20	0.37	6.5	0.7	0.03	—
6	1000	40	0.05	0.1	4	0.74	8.5	0.6	0.19	—
7	1000	40	0.1	0.1	4	1.5	12.9	0.4	0.1	—
8	2000	40	0.025	0.1	4	0.37	11.75	0.4	—	—
9	2000	40	0.1	0.1	4	1.5	50	0.1	0.3	—

ΔN_m и максимальный коэффициент усиления достигаются на плоском участке сопла (см. фиг. 1). Это объясняется тем, что в расширяющейся части сопла нижний уровень остается частично замороженным, и в канале постоянного сечения при постоянной плотности газа происходит более быстрое (по сравнению с верхним уровнем) его опустошение. Увеличение инверсной населенности в канале постоянного сечения тем больше, чем меньше величина $p_* h_*$.

На фиг. 1 приведен результат расчета максимальных значений инверсной населенности (кривые 2, 4) и коэффициента усиления (кривые 1, 3) в расширяющейся (кривые 3, 4) и плоской (кривые 1, 2) частях сопла как функции S/S_* (вариант 2 в табл. 1). Максимумы инверсной населенности в расширяющейся части и в плоском участке сопла достигаются при различающихся значениях S/S_* . Это означает, что для получения максимальной величины инверсной населенности на плоском участке стыковку этого участка с расширяющейся частью сопла следует производить при $(S/S_*)_1$, не совпадающей со значением $(S/S_*)_2$, при которой достигается максимум инверсной населенности в сопле. Максимумы коэффициента усиления в расширяющейся части сопла и плоском участке также достигаются при различающихся между собой значениях S/S_* . Максимумы инверсной населенности и коэффициента усиления в функции S/S_* также не совпадают. Отметим, что инверсная населенность и положительный коэффициент усиления могут быть достигнуты при малых степенях расширения ($S/S_* \approx 5$), давление в области резонатора при этом может превышать атмосферное.

Для расчета энергетических характеристик газодинамического CO_2 -лазера в общем случае необходимо решить сложную систему уравнений с большим числом параметров, поэтому оптимизация параметров системы является сложной задачей.

С целью уменьшения числа параметров путем выявления основных и отбрасывания второстепенных в данной работе предлагается приближенная модель релаксационных процессов в расширяющемся сверхзвуковом потоке. В предлагаемой модели считается, что температура верхнего лазерного уровня T_3 равна поступательной T вплоть до некоторого сечения сопла S' , где происходит ее «замораживание», а температура нижнего лазерного уровня везде равна поступательной

$$(4) \quad T_3 = T \quad \text{при } S_* \leq S \leq S'$$

$$(5) \quad T_3 = T_3' \quad \text{при } S \geq S'$$

$$(6) \quad T_2 = T$$

Модель «максимального усиления» [11, 19] является частным случаем рассматриваемой модели ($S' = S_*$). Покажем, что в рамках данной модели относительная замороженная температура верхнего лазерного уровня T_3'/T_* приближенно выражается как функция одного параметра ω .

Замораживание колебательной температуры T_3' происходит в сечении S' , в котором время релаксации τ_3 становится сравнимым со временем расширения, т. е.

$$(7) \quad \tau_0/\tau_3 = \text{const} \sim 1$$

Соотношение τ_0/τ_3 является функцией следующих безразмерных величин,

$$(8) \quad \tau_0/\tau_3 = \omega f(\xi, \gamma, A_i^3/T_*)$$

где $\gamma = C_p/C_v$ — показатель адиабаты (в данном приближении считаем $\gamma = \text{const}$): $\xi = x/h_* \tan \varphi$ — безразмерная координата, направленная

вдоль потока, A_i — множители в показателе экспоненты выражения Ландау — Теллера для констант скоростей релаксаций.

Расчет показывает, что при расширении газа в сопле Лавала уменьшение τ_0/τ_3 происходит в основном из-за понижения давления, а не температуры, т. е.

$$(9) \quad \left| \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\tau_0}{\tau_3} \right) \frac{dp}{dx} \right| > \left| \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\tau_0}{\tau_3} \right) \frac{dT}{dx} \right|$$

Если учитывать изменение τ_0/τ_3 только вследствие падения давления, то

$$(10) \quad \tau_0/\tau_3 = \omega f(\xi, \gamma)$$

Подставляя (10) в условие замораживания (7) и учитывая, что T_3/T_* в рамках данной модели — однозначная функция ξ при данном значении γ , видим, что относительная температура замораживания T_3'/T_* является функцией двух безразмерных параметров ($T_3'/T_* = F(\omega, \gamma)$).

Для смеси, состоящей в основном из азота, ($\psi_0 \ll 1$) γ слабо зависит от состава смеси и ее температуры, поэтому можно в первом приближении считать, что T_3'/T_* зависит только от одного параметра ω

$$(11) \quad T_3'/T_* = F(\omega)$$

В данной работе проводится анализ газодинамического лазера на бинарной смеси $N_2 + CO_2$. Численный расчет задачи на основе полной системы газокинетических уравнений (табл. 2, варианты 1—8), а также приближенный расчет (табл. 2, варианты 9—29) показали, что в широком диапазоне изменения параметров ($P_* = 10-250$ атм, $T_* = 1000-2500^\circ$ К,

Таблица 2

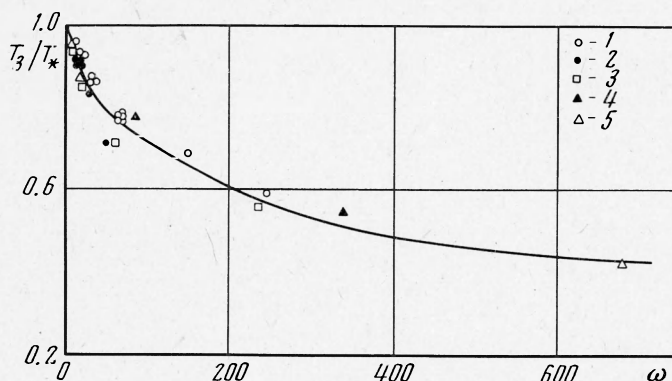
Номера вариантов	$T_*, ^\circ\text{К}$	$P_*, \text{атм}$	$h_*, \text{см}$	ψ_0	S/S_*	φ°	$z, \text{атм}\cdot\text{см}$	E_3/E_*
1	1000	10	0.1	0.1	11.5	15	0.37	0.72
2	1000	20	0.05	0.1	11.8	15	0.37	0.72
3	1000	40	0.1	0.025	11.4	15	0.37	0.72
4	1000	40	0.1	0.1	11.5	15	1.5	0.28
5	1000	100	0.01	0.1	11.7	15	0.37	0.72
6	2000	40	0.1	0.1	11.4	15	1.5	0.16
7	2000	40	0.1	0.025	35.4	15	0.37	0.69
8	1000	40	0.1	0.05	10	35	0.74	0.74
9	1000	40	0.1	0.05	11.7	15	0.74	0.53
10	1000	10	0.1	0.05	9.6	15	0.185	0.85
11	1000	40	0.1	0.05	9.6	15	0.74	0.56
12	1000	100	0.1	0.05	9.6	15	1.85	0.31
13	1000	200	0.1	0.05	9.6	15	0.37	0.69
14	1000	200	0.1	0.01	9.6	15	0.74	0.59
15	1000	500	0.1	0.01	9.6	15	1.85	0.34
16	1000	2000	0.1	0.01	9.6	15	7.4	0.078
17	1000	500	0.1	0.02	9.6	15	0.37	0.76
18	1000	1000	0.1	0.02	9.6	15	0.74	0.59
19	1000	2500	0.1	0.02	9.6	15	1.85	0.32
20	1000	100	0.1	0.05	4.9	15	1.85	0.34
21	1000	100	0.1	0.05	14.8	15	1.85	0.32
22	1000	100	0.1	0.05	29.2	15	1.85	0.32
23	1800	18	0.1	0.05	38.8	15	0.34	0.4
24	1800	72	0.1	0.05	38.8	15	1.34	0.19
25	2500	100	0.1	0.05	86.3	15	1.85	0.125
26	1800	7.2	0.1	0.05	39	15	0.134	0.618
27	1800	18	0.1	0.01	39	15	0.067	0.77
28	2500	2.5	0.1	0.05	86.2	15	0.047	0.60
29	2500	0.62	0.1	0.05	86.2	15	0.011	0.844

$\psi_0 = 0.002-0.1$, $h_* = 0.1-0.01$ см) степень замораживания температуры T_3'/T_* может быть приближенно представлена как функция одного параметра ω (фиг. 2). Эту функцию можно аппроксимировать следующей формулой:

$$(12) \quad T_3'/T_* = (0.027\omega^{0.6} + 1)^{-1}$$

На фиг. 2 точки 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют $T_* = 1000, 1000, 1800, 2000, 2500^\circ \text{K}$; точки 2, 4 получены из решения полной системы уравнений.

Для приближенного расчета температуры замораживания верхнего лазерного уровня (табл. 2, варианты 9-29) использовалось предположение о равновесии между уровнями $v = 1$ молекулы азота и 00^01 молекулы углекислого газа. Решались релаксационные уравнения для энергии в линеаризованной форме Ландау — Теллера [8,10].



Фиг. 2

Расчет показал, что для значений произведений $p_* h_* \geq 10$ атм·см для бинарной смеси при $\psi_0 \ll 1$ в интервале температур $T_* = 600-2600^\circ \text{K}$ при использованных степенях расширения предположения о равенстве температуры нижнего лазерного уровня и поступательной температуры газа на выходе из сопла Лавала T_1 выполняется достаточно точно.

Удельная энергия индуцированного излучения с единицы массы смеси (в предположении, что преобразование колебательной энергии, запасенной на верхнем лазерном уровне, в энергию индуцированного излучения происходит в идеальном резонаторе без потерь на релаксацию до тех пор, пока коэффициент усиления среды α не упадет до нуля) рассчитывалась по формуле

$$(13) \quad E = \eta_0 [E_3 + E_3(\alpha = 0)] N / \mu$$

где $E_3 N / \mu$ — удельная энергия колебательной моды верхнего лазерного уровня, замороженная в сопле Лавала, $E_3(\alpha = 0)$ — остаточная энергия верхнего лазерного уровня при $\alpha = 0$, что соответствует условию $T_3 = 1.78 T_1$, $\eta_0 = 0.41$ — квантовый к.п.д. лазера, N — число Авогадро, μ — молекулярный вес смеси. Энергия E_3 вычислялась по формуле

$$(14) \quad E_3 = h\nu [\exp(\theta_3 / T_3') - 1]^{-1}$$

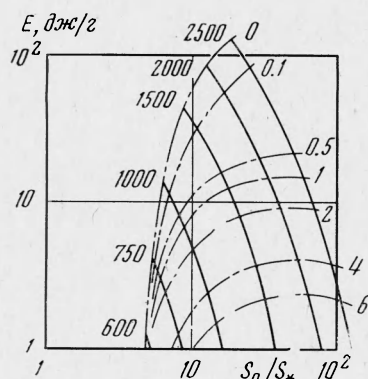
где ν и θ_3 — частота и характеристическая температура верхнего лазерного уровня, величина T_3' определялась из (12).

Энергия излучения с единицы объема среды, находящейся в области резонатора, $W = E\rho$, где ρ — плотность газа. К. п. д. лазера η определялся по формуле

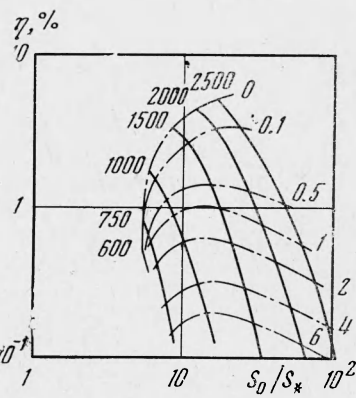
$$\eta = E [\varepsilon(T_0) - \varepsilon(T_g)]^{-1}$$

где ε — свободная энергия, T_0 — температура в камере сгорания, T_g — начальная температура, в расчетах равная 300°K .

При расчете этих энергетических характеристик газодинамического лазера будем пользоваться следующими исходными параметрами: T_* , p_* , параметром $z = p_* h_* \psi_0 / \text{tg } \varphi$, пропорциональным при данной температуре ω , и степенью расширения сопла S/S_* , равной отношению площади выходного сечения сопла, переходящего в плоскопараллельный участок, к площади критического сечения.



Фиг. 3



Фиг. 4

Для бинарной смеси в случае $\psi_0 \ll 1$ и $\gamma = \text{const}$ удельную энергию когерентного излучения с единицы массы E (см. (13)) и к. п. д. газодинамического лазера η можно выразить через исходные параметры

$$(15) \quad E = E(T_*, z, S/S_*), \quad \eta = \eta(T_*, z, S/S_*)$$

Энергия излучения с единицы объема среды выражается формулой

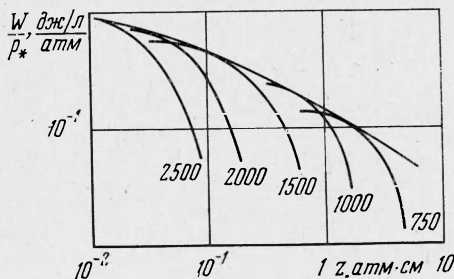
$$(16) \quad W = P_* \Phi(T_*, z, S/S_*)$$

Анализ (15) показывает, что с увеличением S/S_* и уменьшением z величины E , η растут, причем стремятся к максимальным значениям при $z \rightarrow 0$ и $S/S_* \rightarrow \infty$. Поскольку при увеличении S/S_* функции E и η быстро выходят на участок насыщения, то ограничим S/S_* значениями, при которых $E(T_*, z, S/S_*) = 0.9 E(T_*, z, \infty)$. Это значение S/S_* ($0.9 E$) обозначим S_0/S_* . Так как $S_0/S_* = S_0/S_*(T_*, z)$, то E может быть представлена как функция любых двух переменных из S_0/S_* , T_* , z . Результаты расчета $E(S_0/S_*, z, T_*)$ приведены на фиг. 3.

На этой фигуре нанесены два семейства пересекающихся кривых, $E = E(S_0/S_*)$ при $T_* = \text{const}$ (сплошные линии) и $z = \text{const}$ (штрихпунктир). Цифры у линий — значения T_* °K и z атм·см соответственно. С помощью этих графиков при заданных значениях T_* и z можно найти оптимальную величину степени расширения S_0/S_* и соответствующее значение энергии. На фиг. 4 аналогично приведена зависимость $\eta(S_0/S_*, T_*, z)$. Если при данных T_* и z выбрать $S/S_* < S_0/S_*$, то величина энергии (к.п.д.) уменьшится, а при увеличении степени расширения, что обычно нежелательно, можно увеличить энергию (к.п.д.) не более чем на $1/9$ величины в точке S_0/S_* . Если задаться одной величиной ($T_* = \text{const}$ или $z = \text{const}$), то точка, координаты которой определяют оптимальные значения двух других параметров, лежит или на границе изучаемой области изменения параметров (например, при $T_* = \text{const}$ получается $z = 0$), или внутри этой области. Например, при $z = \text{const}$ (при $z \geq 0.1$)

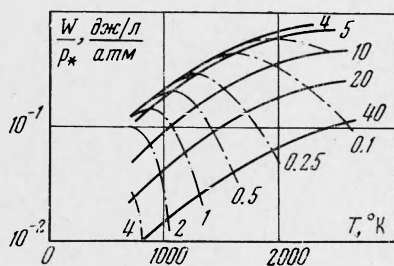
максимальное значение к. п. д. (см. фиг. 4) достигается внутри области расчета при промежуточных значениях S_0/S_* и T_* .

Удельная энергия излучения с единицы объема среды W , находящейся в резонаторе, прямо пропорциональна давлению в критическом сечении сопла (16). При этом все четыре параметра в (16) считаются независимыми. Рассмотрение функции W/P_* (удельной энергии с единицы объема при давлении в критическом сечении сопла 1 атм) позволяет уменьшить число независимых параметров до трех. Для каждого z существуют оптимальные значения параметров T_* и S/S_* , при которых величина W/P_* максимальна (фиг. 5). На фиг. 5 приведена зависимость W/P_* от z для разных T_* (цифры у линий — значения T_* °К) при $S/S_* = 5$. Это семейство кривых имеет огибающую, на которой достигается для каждого значения z и $S/S_* = 5$ максимальное значение W/P_* и оптимальное значение T_* . Аналогичные огибающие построены для других значений S/S_* . Таким образом, оптимальное значение T_* является функцией z и S/S_* .

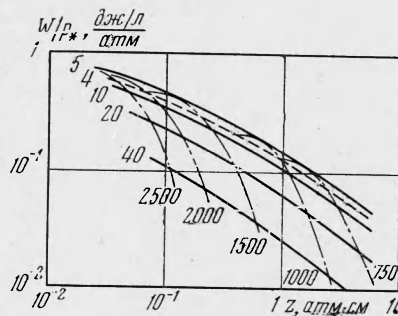


Фиг. 5

На фиг. 6 нанесена параметрическая сетка z (штрихпунктир), S/S_* (сплошные линии). Точка на графике, соответствующая паре значений z и S/S_* , определяет, оптимальное значение T_* и соответствующее этой



Фиг. 6



Фиг. 7

температуре максимальное (для данных z и S/S_*) значение W/P_* . Если выбрать температуру T_* , отличающуюся от оптимальной, то величина W/P_* будет меньше.

Фиг. 7 представляет собой построенную в других координатах фиг. 6. С помощью параметрической сетки S/S_* (пунктирная и сплошные линии), T_* (штрихпунктир) можно найти при данных параметрах S/S_* и z оптимальную температуру T_* и соответствующее ей значение W/P_* .

Из фиг. 7 следует, что увеличение энергии излучения с единицы объема W возможно за счет увеличения температуры смеси в камере газодинамического лазера, причем параметр z следует устремить к нулю, а степень расширения S/S_* приближенно должна равняться пяти. Это значение S/S_* можно считать оптимальным для всех T_* и z , т. е. при $S/S_* \approx 5$ величина W/P_* достигает максимума.

Предложенный упрощенный метод позволяет найти приближенные оптимальные значения параметров газодинамического лазера на бинар-

ной смеси с идеальным резонатором. При необходимости положение оптимума может быть уточнено более точным счетом в узких пределах изменения параметров в окрестности найденного в первом приближении оптимума.

Предложенный в данной работе прием (представление относительной температуры замораживания T_3'/T_* функцией одного параметра ω) может упростить оптимизацию газодинамического лазера и на трехкомпонентной смеси.

После отправления данной статьи в печать появилась работа [21], в которой получено усиление на бинарной смеси 10% CO₂ + 90% N₂, что подтверждает выводы данной работы.

Поступила 27 XI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Конохов В. К., Прохоров А. М. Инверсная населенность при адиабатическом расширении газовой смеси. Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 3, вып. 11, стр. 436.
2. Басов Н. Г., Михайлов В. Г., Ораевский А. Н., Щеглов В. А. Получение инверсной населенности молекул в сверхзвуковом потоке бинарного газа в сопле Лавала. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 12, стр. 2031.
3. Kuehn D. M., Monson D. I. Experiments with a CO₂ gas-dynamic laser. Appl. Phys. Letters, 1970, vol. 16, N 1, p. 49.
4. Дронов А. П., Дьяков А. С., Кудрявцев Е. М., Соболев Н. П. Газодинамический CO₂-лазер с истечением нагретой в ударной трубе рабочей смеси через щель. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, вып. 11, стр. 516.
5. Конохов В. К., Матросов И. В., Прохоров А. М., Шалунов Д. Т., Широков Н. П. Газодинамический квантовый генератор непрерывного действия на смеси углекислого газа, азота и воды. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, вып. 10, стр. 461.
6. Lee G., Gowen F. Gain of CO₂ gasdynamic lasers. Appl. Phys. letters, 1971, p. 237.
7. Christiansen W. H., Tsongas G. A. Gain kinetics of CO₂ gasdynamic laser mixtures at high pressure. Phys. Fluids, 1971, vol. 14, No. 12, p. 2611.
8. Anderson I. D., Humphrey, R. L., Vamos I. S., Plummer M. I., Jensen R. E. Population inversions in an expanding gas. Theory and experiment. Phys. Fluids, 1971, vol. 14, No 12, p. 2620.
9. Tulip I., Seguin H. Explosion-pumped gas-dynamic CO₂ laser. Appl. Phys. Letters, 1971, vol. 19, N 8, p. 263.
10. Tulip I., Seguin H. Gas-dynamic CO₂ laser pumped by combustion of hydrocarbons. I. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 9, p. 3393.
11. Lee G., Gowen F. E., Hagen I. R. Gain and power of CO₂ Gasdynamic lasers. AIAA Journal, 1972, vol. 10, No 1, p. 65.
12. Meinzer R. A. Experimental gas dynamic laser studies. AIAA Journal, 1972, vol. 10, No. 4, p. 388.
13. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the CO₂-N₂ laser system Rev. Mod. Phys., 1964, vol. 41, No. 1, pp. 26—47.
14. Rosser W. A., Wood A. D., Gerry E. F. Deactivation of vibrationally excited carbon dioxide (v₃) by collisions with carbon dioxide or with nitrogen. J. Chem. Phys., 1969, vol. 50, No. 11, 4996.
15. Rosser W. A., Gerry E. F. De-excitation of vibrationally excited CO₂ (001) by collisions with CO₂, H₂, NO and Cl₂. J. Chem. Phys., 1971, vol., 54, No. 9, p. 4131.
16. Sato Yu., Tsuchiya S., Kuratani K. Shock-wave study of vibrational energy exchange between diatomic molecules. J. Chem. Phys., 1969, vol. 50, No. 5, p. 1911.
17. Юценкова Н. И., Каленов Ю. А. Химическая и колебательная релаксация в сверхзвуковых потоках двуокиси углерода. Ж. прикл. спектроскопии, 1969, т. 11, вып. 3, стр. 417—424.
18. Юценкова Н. И., Каленов Ю. А. Химическая и колебательная релаксация в сверхзвуковых потоках двуокиси углерода с примесью азота. Ж. прикл. спектроскопии, 1972, т. 16, вып. 1, стр. 39—44.
19. Cason C., Horton T. E. On estimating output power from gasdynamic lasers. Phys. Letters, 1971, vol. 36 A, No. 4, p. 303.
20. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Селезнева И. К. Об инверсной заселенности молекул CO₂ в расширяющихся потоках газа. Препринт Ин-та проблем механ. АН СССР, 1971, № 2.
21. Гембаржевский Г. В., Генералов Н. А., Козлов Г. И. Экспериментальные исследования коэффициента усиления света в смесях CO₂ + N₂ + He (H₂O) при расширении в сверхзвуковом сопле. ПМТФ, 1973, № 4.