

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА НА ОКИСИ УГЛЕРОДА

*Н. Я. Василик, В. А. Вахненко, А. Д. Марголин,
В. М. Шмелев*

(Москва)

В работах [1—8] проведено исследование характеристик газодинамического лазера на смесях окиси углерода с азотом и инертными газами, определены заселенности колебательных уровней молекул CO, коэффициент усиления смеси, мощность генерации. Однако параметры газодинамического лазера (ГДЛ) в оптимальном режиме излучения до сих пор не определены. Трудности вычисления оптимальных энергетических характеристик связаны со сложностью расчетной модели и большим количеством параметров системы.

В данной работе на основе простой модели проведен расчет и оптимизация энергетических характеристик газодинамического CO-лазера.

1. Модель расчета. Рассмотрим истечение бинарной газовой смеси $\psi_{\text{C}}\text{CO} + \psi_{\text{N}}\text{N}_2$ (ψ_{C} , ψ_{N} — молярные доли CO и N₂ соответственно) из плоского сверхзвукового сопла газодинамического лазера, имеющего высоту критического сечения h_* , начальный полуугол раскрытия φ . При степени расширения S_0/S_* расширяющаяся часть сопла переходит в плоскопараллельный участок, где установлен оптический резонатор.

Примем следующие допущения, позволяющие упрощенным способом рассчитать энергетические характеристики газодинамического CO-лазера:

1. Потери колебательной энергии в результате $V - T$ -процессов происходят в основном на начальном участке сверхзвукового истечения вблизи критического сечения сопла.

2. Время пребывания газа в резонаторе превышает характерное время установления квазистационарного распределения молекул по колебательным уровням энергии.

3. Рассматривается плоскопараллельный резонатор Фабри — Перро, формирующий в геометрическом рассмотрении нерасходящийся световой поток.

Обоснованность допущений 1 и 2 вытекает из следующей модели физических процессов, происходящих в CO-ГДЛ.

При течении газа в сопле Лавалья в некотором заранее неизвестном сечении S_1 расширяющегося участка сопла происходит замораживание колебательной энергии газа. Выше сечения замораживания газ находится в состоянии, близком к термодинамическому равновесию, ниже сечения S_1 колебательные температуры молекул азота и окиси углерода превышают поступательную температуру газа. При движении газа в расширяющемся участке сопла вниз от сечения S_1 в условиях колебательной неравновесности ангармоничных молекул в газе формируется квазистационарное (соответствующее замороженной энергии E_3 и поступательной температуре газа T в данном сечении сопла) распределение молекул по колебательным уровням, в общем случае отличное от распределения Больцмана. С уменьшением давления и поступательной температуры газа скорость колебательно-колебательного обмена резко падает, и в некотором сечении $S_2 > S_1$ характерное время расширения газового потока τ_0 становится сравнимым с характерным временем установления квазистационарного распре-

деления молекул по колебательным уровням τ_V [9, 10]:

$$\frac{\tau_0}{\tau_V} \Big|_{S=S_2} = \text{const} \sim 1.$$

В этом сечении происходит замораживание распределения молекул по колебательным уровням, т. е. при $S > S_2$ функция распределения молекул по колебательным уровням F определяется запасом колебательной энергии газа E_3 и поступательной температурой $T(S_2)$ в сечении S_2

$$F = F[E_3(S_2), T(S_2)] \equiv F[T_{1N}(S_2), T_{1C}(S_2), T(S_2)],$$

где T_{1N} , T_{1C} — колебательные температуры первых уровней молекул азота и окиси углерода, в общем случае не равные между собой.

В процессе расширения поступательная температура газа падает, а отношение колебательной температуры молекул к поступательной увеличивается. Потери колебательной энергии при этом, вообще говоря, могут возрасти из-за быстрой дезактивации молекул на высоких колебательных уровнях.

Проведенные оценочные расчеты показали, что при использовании коротких сопел ($\varphi \sim 30^\circ$, $h_* \sim 1$ мм) для давления $p_* < 1000$ атм и температуры $T_* < 2000$ К в области $S_1 < S$ рабочий газ обладает слабой неравновесностью ($T_{1N}/T \leq 6$, $T_{1C}/T \leq 6$). В этом случае потери колебательной энергии в результате $V-T$ - и $V-V$ -процессов, обусловленные эффектами ангармонизма молекул, не превышают 10%.

Для того чтобы потери колебательной энергии на плоскопараллельном участке сопла в области резонатора были также малы по сравнению с потерями энергии выше сечения S_1 , необходимо, чтобы в этой области выполнялось условие слабой неравновесности. Это условие обеспечивается эффективным оптическим резонатором, ограничивающим высокую заселенность верхних колебательных уровней молекул.

Величина выводимой из резонатора энергии индуцированного излучения единицы массы газа E равна

$$(1.1) \quad E = \eta(E_3 - E_0),$$

где E_3 — замороженная колебательная энергия на входе в резонатор; E_0 — остаточная колебательная энергия молекул на выходе из резонатора; $\eta \approx t/(2a + t)$ — коэффициент связи, определяющий соотношение между выводимой энергией и энергией, поглощаемой зеркалами в резонаторе; a , t — коэффициенты поглощения и пропускания зеркал резонатора соответственно (a , $t \ll 1$).

Расчет замороженной колебательной энергии проводился путем численного интегрирования системы дифференциальных уравнений колебательной кинетики [11], при этом использовались экспериментальные значения констант скорости релаксации колебательной энергии молекул CO и N₂ [2, 12—14].

Из анализа релаксационных уравнений следует, что для газовой смеси заданного состава, имеющей в критическом сечении сопла температуру T_* при давлении p_* , замороженная колебательная энергия единицы массы газа является функцией двух параметров T_* и $z = p_* h_* / \text{tg} \varphi$.

Остаточная энергия E_0 смеси данного состава $\psi_C \text{CO} + \psi_N \text{N}_2$ является функцией колебательных температур T_{1C} , T_{1N} и поступательной температуры на выходе из резонатора $E_0 = E_0(T_{1C}, T_{1N}, T)$. Значения T_{1C} и T_{1N} находятся из условия, что преобразование колебательной энергии молекул CO в энергию индуцированного излучения в рассматриваемом резонаторе происходит до тех пор, пока максимальный коэффициент усиления среды

на колебательно-вращательных переходах на выходе из резонатора в условиях слабой интенсивности светового поля не упадет до некоторой предельной величины α_0 , определяемой параметрами резонатора. На выходе из резонатора можно записать

$$(1.2) \quad \alpha(T_{1C}, T, p_1) = \alpha_0 = (\bar{a} + \bar{t})/2, \\ \Theta_N/T_{1N} - \Theta_C/T_{1C} = (\Theta_N - \Theta_C)/T,$$

где Θ_N, Θ_C — характеристические температуры молекул N_2 и CO ; p_1 — давление газа в области резонатора; $\bar{a} = a/L$; $\bar{t} = t/L$; L — длина активной зоны резонатора поперек потока.

Определяя T_{1C} и T_{1N} из (1.2), можно получить выражение остаточной колебательной энергии газа в виде функции четырех параметров

$$(1.3) \quad E_0 = E_0(T, \bar{t}, \bar{a}, p_1).$$

Коэффициент усиления P -ветви колебательно-вращательного перехода $n \rightarrow n-1, J-1 \rightarrow J$ равен

$$\alpha = AvRG \left(\frac{y_{n,J-1}}{2J-1} - \frac{y_{n-1,J}}{2J+1} \right),$$

где $A = \text{const}$; ν — частота перехода; $y_{n,J-1}, y_{n-1,J}$ — плотности населенности верхнего и нижнего уровней перехода; R — матричный элемент перехода; G — формфактор; n, J — колебательное и вращательное квантовые числа, соответствующие переходу, на котором коэффициент усиления среды максимален.

Населенности колебательных уровней молекул окиси углерода и азота вычисляли из решения системы кинетических уравнений [2, 3, 15, 16] для шестидесяти колебательных уровней молекул CO и N_2 , исходя из предположения о существовании квазистационарного распределения молекул на выходе из резонатора.

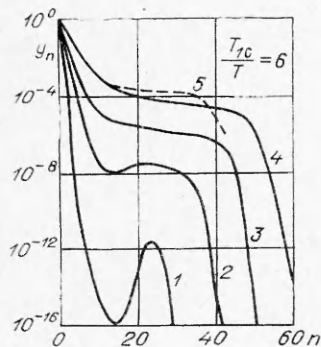
Рассматривались смеси $CO + N_2$ при $\psi_C = 1; 0,5; 0,1$ в интервале изменения поступательной температуры от 100 до 500 К.

Значения вероятностей $V-V$ - и $V-T$ -процессов, использованных в расчетах, взяты из [2, 12—14].

Результаты расчетов населенностей колебательных уровней y_n молекул CO ($\psi_C = 1$) при $T_{1C}/T = 6$ представлены на фиг. 1. Кривые 1—4 соответствуют поступательной температуре газа $T = 100; 200; 300; 450$ К соответственно. Для сравнения приведен расчет (кривая 5), выполненный в [16] для температуры 450 К.

Используя выражение остаточной колебательной энергии в форме (1.3) и представляя поступательную температуру и давление газа в виде $T = T_* f_1(S_0/S_*)$, $p_1 = p_* f_2(S_0/S_*)$ в предположении постоянного показателя адиабаты $\gamma = 1,4$ для замороженного потока, получим, что для смеси данного состава энергия индуцированного излучения, выводимая из резонатора (1.1), определяется значением шести параметров:

$$(1.4) \quad E(T_*, z, S_0/S_*, p_1, \bar{t}, \bar{a}) = \eta(\bar{t}, \bar{a}) \times$$



Фиг. 1

$$\times [E_3(T_*, z) - E_0(T_*, S_0/S_*, p_1 \bar{t}, \bar{a})].$$

При расчете E кинетика процессов $V - V$ и $V - T$ релаксации, взаимодействие молекул с электромагнитным полем излучения не учитываются, и поэтому длина резонатора вдоль потока в качестве параметра задачи в (1.4) не входит.

При расчете энергии излучения ГДЛ рассмотрим два варианта:

1. Длина резонатора ГДЛ условиями задачи не ограничена, давление в области резонатора больше 40 мм рт. ст. Определяющее длину резонатора характерное расстояние l , на котором формируется квазистационарное распределение молекул по колебательным уровням, будет равно в чистой окиси углерода 30 см при $p_1 = 100$ мм рт. ст., $T = 300$ К и 300 см при $p_1 = 100$ мм рт. ст., $T = 160$ К. При $p_1 = 200$ мм рт. ст. величина l равна соответственно 1—1,5 м.

2. Длина резонатора ограничена. Условия на давление в резонаторе не накладываются.

2. ГДЛ с высоким давлением газа в области резонатора. При $p_1 > 40$ мм рт. ст. число оптимизируемых параметров можно уменьшить на единицу, так как коэффициент усиления среды при этих давлениях определяется главным образом столкновительным механизмом уширения спектральных линий и, следовательно, не зависит от p_1 , и поэтому p_1 не является независимым параметром.

В качестве свободных параметров выберем T_* и z . Параметр $\bar{a} = a/L$ положим равным 10^{-4} 1/см, что, например, соответствует резонатору с зеркалами, имеющими коэффициент поглощения 1%, и размером активной зоны поперек потока 1 м.

Будем искать максимум функции $E(T_*, z, S_0/S_*, p_1, \bar{t}, \bar{a})$ по параметрам \bar{t} и S_0/S_* .

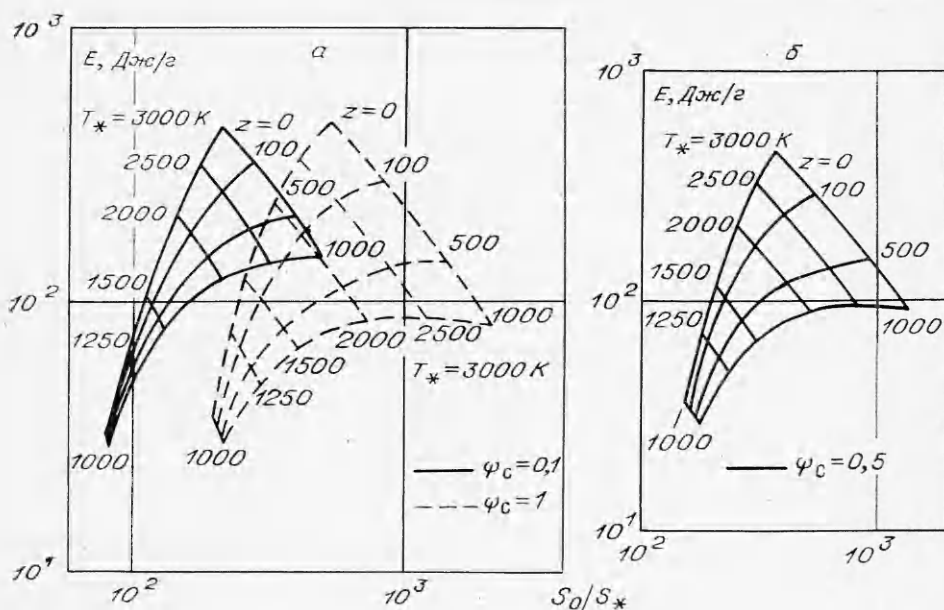
Расчеты показывают, что в рамках рассматриваемой модели при учете только столкновительного механизма уширения спектральных линий удельная энергия индуцированного излучения единицы массы газа при фиксированных z и T_* с увеличением S_0/S_* выходит на участок насыщения, достигая максимума E_{**} при $S_0/S_* \rightarrow \infty$.

Ограничим S_0/S_* значениями, при которых $E(z, T_*, \bar{a}, S_0/S_*) = 0,9 E_{**}$. Это значение S_0/S_* обозначим $(S_0/S_*)_0$ и назовем оптимальным. В случае $S_0/S_* < (S_0/S_*)_0$ и $p_1 > 40$ мм рт. ст. величина энергии будет резко падать, при $S_0/S_* > (S_0/S_*)_0$ изменение E , найденное с учетом как столкновительного, так и доплеровского механизма уширения линий, не превысит 10%.

Результаты расчета удельной энергии E , оптимизированной по параметрам \bar{t} , S_0/S_* , представлены на фиг. 2, а, б в виде семейства пересекающихся кривых $E = f[(S_0/S_*)_0]$ при $T_* = \text{const}$, $z = \text{const}$ для бинарной смеси CO + N₂ с $\psi_C = 0,1; 0,5; 1$. Цифры у линий — значения T_* и z , атм·см. Каждой величине E соответствует оптимальное значение \bar{t} , лежащее в интервале $10^{-3} \text{ см}^{-1} < \bar{t} < 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, причем в этом интервале \bar{t} энергия имеет слабовыраженный максимум (в пределах 10% изменения E).

Пользуясь графиками фиг. 2, для любого набора параметров T_* , z находим оптимальную степень расширения $(S_0/S_*)_0$ и соответствующее значение энергии излучения.

Сравнивая результаты расчета для различных величин концентрации CO, можно видеть, что с уменьшением ψ_C область одинаковых значений энергий сдвигается в сторону меньших $(S_0/S_*)_0$, причем оказывается возможным осуществление газодинамического CO-лазера при не слишком



Фиг. 2

высоких степенях расширения (~ 100) и без добавки инертных газов, повышающих γ смеси.

В области $0,1 \leq \psi_c \leq 1$ при $T_* = \text{const}$, $z = \text{const}$ ($z \neq 0$) величина удельной энергии E растет с уменьшением ψ_c . Это объясняется тем, что при разбавлении смеси азотом уменьшаются потери колебательной энергии вблизи критического сечения сопла и E_3 увеличивается, а значение остаточной энергии уменьшается. При дальнейшем уменьшении ψ_c ($\psi_c < 0,1$) функция E_0 начинает расти, так как уменьшается величина α , и энергия E будет падать.

Максимальная величина удельной энергии излучения единицы массы газа достигается при $\psi_c \approx 0,05 - 0,1$.

При расчете оптимальных параметров СО-ГДЛ, требуемых для достижения максимальных значений энергии излучения единицы объема среды в резонаторе W , воспользуемся следующим обстоятельством. Величина W пропорциональна давлению p_* :

$$(2.1) \quad W = \rho_1 E = p_* \Phi(z, T_*, \bar{t}, S_0/S_*),$$

где ρ_1 — плотность газа в резонаторе.

Рассмотрение функции $\Phi(z, T_*, S_0/S_*, \bar{t}) = W/p_*$ (удельной энергии с единицы объема при $p_* = 1$ атм) в отличие от функции W позволяет не увеличивать число независимых параметров задачи. Переход от Φ к оптимальным значениям можно осуществить для конкретных вариантов расчета.

Анализ (2.1) показывает, что для каждого набора значений свободных параметров z, T_* существует степень расширения потока S_0/S_* , при которой функция Φ максимальна, т. е.

$$(2.2) \quad \partial \Phi(z, T_*, \bar{t}, S_0/S_*) / \partial (S_0/S_*) = 0.$$

Из условия (2.2) можно найти оптимальные значения S_0/S_* как в функции параметров z, T_* .

Оптимизированная по параметру S_0/S_* функция $\Phi(z, T_*)$ при $\psi_c = 0,1$, $\bar{t} = 2 \cdot 10^{-3}$ изображена на фиг. 3 в виде пересекающихся кривых $S_0/S_* = \text{const}$ и $z = \text{const}$. Цифры у линий соответствуют значениям S_0/S_* и z , атм·см.

Следует отметить, что уменьшение концентрации окиси углерода в диапазоне $0,1 \leq \psi_c \leq 1$ приводит к возрастанию удельной энергии Φ , а соответствующее оптимальное значение степени расширения уменьшается.

При варьировании параметра T_* для $z = \text{const}$ существует значение температуры, при котором энергия Φ максимальна, причем Φ_{max} тем больше, чем выше \bar{T}_* и меньше z .

3. ГДЛ с резонатором ограниченной длины l_0 . Сравнивая характерное время перераспределения молекул по колебательным уровням с временем прохождения потоком газа резонатора длиной l_0 , найдем соотношение, ограничивающее область давлений и температур газа внутри резонатора:

$$(3.1) \quad \mathcal{U}(p_1, T) \equiv \mathcal{U}(T_*, p_*, S_0/S_*) \leq l_0.$$

Будем искать максимум функции E по трем параметрам \bar{t} , p_* , S_0/S_* . Параметры задачи \bar{T}_* и $\delta = h_*/tg \varphi$ оставим свободными. В этом случае выражение (1.1) будет выглядеть следующим образом:

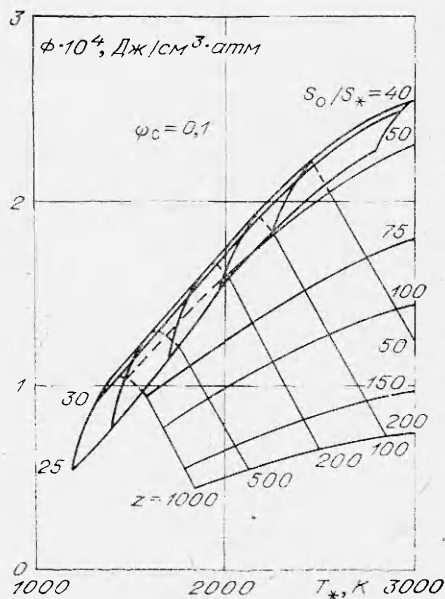
$$E(\bar{t}, \bar{a}, \delta, T_*, p_*, S_0/S_*) = \\ = \eta(\bar{t}, \bar{a}) [E_3(\delta, T_*, p_*) - E_c(T_*, S_0/S_*, p_*, \bar{t}, \bar{a})].$$

Анализ показывает, что максимум функции E достигается как внутри области $p_* - S_0/S_*$, так и на границе (3.1). В том случае, когда максимум E достигается на границе области $p_* - S_0/S_*$, оказывается, что для рассматриваемых значений свободных параметров задачи вычисленное значение функции E с использованием соотношений (1.2), (3.1) превосходит максимальное значение энергии, найденное без использования (1.2), (3.1). Этот результат получен из рассмотрения упрощенной кинетики процессов в области резонатора и нуждается в более строгом обосновании.

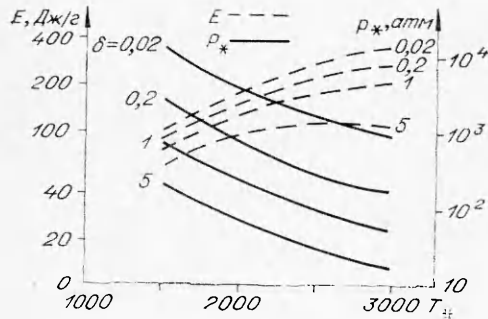
Результаты расчета удельной энергии излучения СО-ГДЛ и оптимального давления p_* в функции двух свободных параметров \bar{T}_* , δ представлены на фиг. 4. Цифры у линий — значения δ , см.

Энергия излучения падает с уменьшением температуры T_* и с увеличением δ , а оптимальное давление растет с уменьшением температуры.

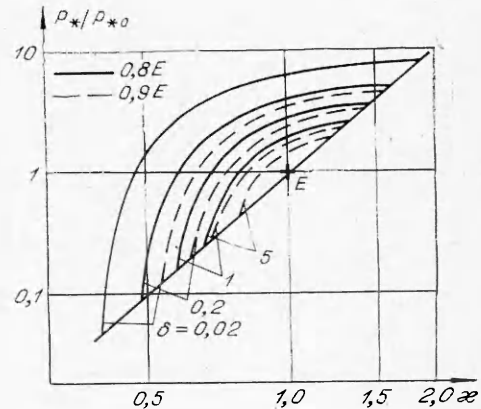
Соответствующие значения оптимальной степени расширения сопла практически не зависят от \bar{T}_* и для $\delta = 0,02; 0,2; 1; 5$ равны соответственно $S_0/S_* \approx 200; 120; 90; 65$.



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Степень чувствительности величины E к отклонению параметров p_* , S_0/S_* от оптимальных $p_{*оп}$ и $(S_0/S_*)_{оп}$ для $T_* = 2000$ К и различных δ иллюстрирует фиг. 5, где цифры у линий — относительное уменьшение E , а $\kappa = S_0/S_*/(S_0/S_*)_{оп}$; максимумы E по давлению и степени расширения сопла плавные. При выборе p_* и S_0/S_* , соответственно в 5—10 раз и в 1,5—2 раза отличающихся от оптимальных значений, энергия излучения уменьшается на 20%.

В области высоких температур и давлений ($T_* > 2500$ К, $p_* > 500$ атм) вычисленные энергетические характеристики СО-ГДЛ могут оказаться завышенными, поскольку в данной модели не учитывается возможный дополнительный канал дезактивации колебательной энергии, связанный с $V-T$ -релаксацией на продуктах диссоциации исходных молекул и при тройных столкновениях.

Поступила 19 VIII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. McKenzie R. L. Laser power at 5 μ from the supersonic expansion of carbon monoxide.— „Appl. Phys. Letters“, 1970, vol. 17, N 10, p. 462.
2. Center R. E., Caledonia G. E. Anharmonic effects in the vibrational relaxation of diatomic molecules in expanding flows.— «Appl. Optics», 1971, vol. 10, N 8.
3. McKenzie R. L. Diatomic gasdynamic lasers.— «Phys. Fluids», 1972, vol. 15, N 12.
4. Watt W. S. Carbon monoxide gas dynamic laser.— «Appl. Phys. Letters», 1971, vol. 18, N 11.
5. Гавриков В. Ф., Дронов А. П., Орлов В. К., Пискунов А. К. Газодинамический лазер на окиси углерода.— «Квант. электроника», 1974, т. 1, № 1.
6. Гавриков В. Ф., Дронов А. П., Орлов В. К., Пискунов А. К. Экспериментальное исследование ГДЛ на смесях СО с инертными газами.— «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 1.
7. Гавриков В. Ф., Дронов А. П., Орлов В. К., Пискунов А. К., Шиканов В. Л. Колебательная релаксация окиси углерода в сверхзвуковых потоках.— «Квант. электроника», 1976, т. 3, № 7.
8. Кухто А. П. Исследование характеристик газодинамического СО-лазера.— ТВТ, 1976, т. 14, № 6.
9. Ораевский А. Н., Пименов В. П., Родионов П. В., Щеглов В. А. Тепловые газодинамические лазеры на частичной инверсии. Препринт ФИАН № 185, 1976.
10. Nanbu K. Vibrational relaxation of anharmonic oscillation in expansion nozzles.— «J. Phys. Soc. Jap.», 1976, vol. 40, N 5.

11. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1966.
12. Jeffers W. Q., J. D. Kelly. Calculations of $V - V$ transfer probabilities in CO — CO collisions.— «J. Appl. Phys.», 1971, vol. 55, N 9.
13. Green W. N., Hancock J. K. Laser-excited vibrational energy transfer studies of HF, CO and NO.— «IEEE J. of Quantum Electronics», 1973, vol. 9, N 1.
14. Liu G. S., Mefarlane R. A., Wolga G. J. Measurement of vibrational-vibrational energy transfer probabilities in CO—CO collisions by a fast flow approximation.— «J. Chem. Phys.», 1975, vol. 63, N 1.
15. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шелепин Л. А. Колебательная релаксация в газах.— «Труды Ин-та механики МГУ», 1973, № 21.
16. Galedonia G. E., Center R. E. Vibrational distribution functions in anharmonic oscillators.— «J. Chem. Phys.», 1971, vol. 55, N 2.

УДК 621.375.826

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ СОПЛА В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ЛАЗЕРЕ

В. Н. Макаров, Ю. В. Туник

(Москва)

В связи с применением сверхзвуковых сопел для создания ОКГ встает вопрос об оптимальных параметрах сопла и газовой смеси с точки зрения получения наибольшей инверсии населенности энергетических уровней внутренних степеней свободы молекул рабочего газа, выходной мощности генераторов.

В настоящее время на основе расчетных и экспериментальных данных выработано достаточно полное представление о кинетических процессах, происходящих при истечении релаксирующей смеси газов, содержащих углекислый газ, через сверхзвуковое сопло. В [1—4] ставились и решались задачи оптимизации параметров смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—H}_2\text{O—He}$ и формы сопла в одномерной стационарной постановке.

В данной работе изучается влияние двумерности потока в оптимальных соплах на характеристики лазера. Для расчета двумерного течения релаксирующего газа используется метод сквозного счета, предложенный в работе [5].

Рассматривается движение газовой смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$ с учетом кинетических процессов, описываемых тремя неравновесными температурами (см. [1, 3, 6]). Анализ размерности параметров задачи показывает (см. [5]), что течение определяется следующими параметрами:

$$T_0, p_0 L_0, \beta_j, x_j/L, h_0/L_0, L/L_0, \xi_1, \xi_2,$$

где T_0, p_0 — температура и давление торможения газа; ξ_1, ξ_2 — молярное содержание углекислого газа и азота ($\xi_3 = 1 - \xi_1 - \xi_2$ — содержание гелия); L_0 — характерная длина; h_0 — полувысота критического сечения; L — длина сопла; β_j — параметры типа углов, заданные в точках x_j/L и определяющие форму сопла. В [2, 3] проводилась оптимизация для случая, когда контур сопла задавался по формуле $y_s = h_0(1 + \omega(x'))$, где x' — расстояние по оси x , отнесенное к длине сопла L , т. е. $x' = x/L$; $\omega(x')$ — безразмерная функция, которая определяется значениями своих производных по x' — $\beta_0, \beta_1, \beta_2$ в точках $x'_j = x_j/L$, равных соответственно 0; 1/9; 4/9, и условиями $\omega(0) = 0$ и $d\omega/dx'|_{x'=1} = 0$. Между точками x'_j функция интерполировалась параболой. Решение одномерной задачи не зависит от $\delta = h_0/L_0$, поэтому, если в качестве L_0