

Рис. 5. Сравнение экспериментальной и расчетной зависимости коэффициентов усиления от температуры (1-4 — расчет, 5-8 — эксперимент).

1, 5 —  $x=37$  мм,  $y=0$ ; 2, 6 —  $x=56$  мм,  $y=4$  мм; 3, 7 —  $x=56$  мм,  $y=7$  мм; 4, 8 —  $x=104$  мм,  $y=0$ .

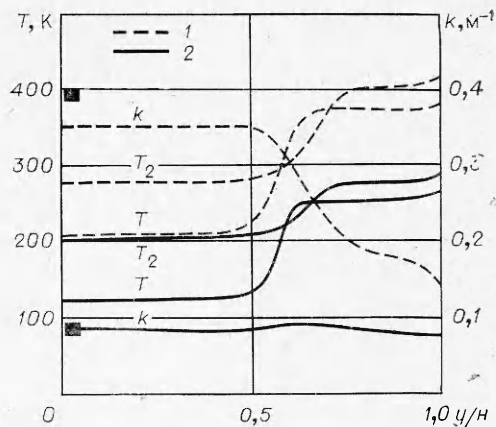


Рис. 6. Профили температур и коэффициенты усиления в сечении  $x=37$  мм.

1 —  $T_0=1400$  К; 2 —  $T_0=1000$  К.

ком мала и изменение коэффициента усиления незначительно. Для сопел с большим отношением  $(H/h^*)$  значение  $T_0$ , до которого скачки уплотнения слабо влияют на величину  $k$ , по-видимому, будет увеличиваться (при близких давлениях в резонаторе).

В заключение авторы благодарят Н. А. Рубана и Я. И. Харитонову за помощь в проведении экспериментов и обработке результатов.

Поступила в редакцию  
28/III 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М., «Наука», 1977.
2. Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин. Докл. АН СССР, 1976, 228, 3, 596.
3. В. А. Левин, Ю. В. Туник. Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, 1, 118.
4. J. D. Anderson. AIAA Paper, № 74-176.
5. J. D. Anderson. Acta Astronautica, 1975, 2, 911.
6. М. Г. Кталхерман, В. М. Мальков и др. Квантовая электроника. 1977, 4, 173.
7. М. Г. Кталхерман, В. М. Мальков и др. ФГВ, 1977, 13, 6, 939.
8. В. А. Левин, Ю. В. Туник. Отчет Института механики МГУ, № 1928, 1977.
9. С. А. Лосев. ФГВ, 1976, 12, 3.
10. А. С. Бирюков, Б. Ф. Гордиец, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 1967, 53, 1822.

### ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ HF-ХИМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

А. В. Лавров, В. А. Поспелов, А. В. Федотов,  
М. Л. Шур

(Ленинград)

Развитие идеи Полани [1] о создании инверсной среды в процессе экзотермических химических реакций привело к созданию сверхзвуковых химических лазеров диффузионного типа [2, 3]. В настоящее время можно считать установленным, что одной из наиболее перспективных систем этого типа является лазер на молекуле фтористого водорода

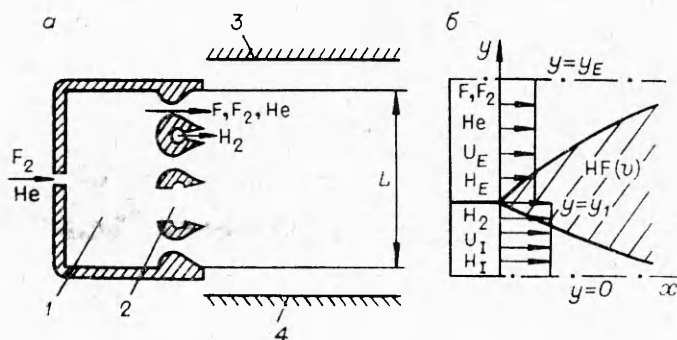


Рис. 1. Принципиальная схема сверхзвукового HF-химического лазера непрерывного действия.  
1 — форкамера; 2 — сопловой блок; 3, 4 — зеркала с коэффициентами отражения  $r_1, r_0$ .

да HF. В данной работе рассматривается лазер на HF, в котором для создания среды с инверсной населенностью используется раздельная подача горючего (молекулярного водорода) и окислителя с разбавителем (частично или полностью диссоциированного фтора и гелия) в системе плоских параллельных струй (рис. 1). Колебательно-возбужденные молекулы фтористого водорода образуются в резонаторе при смешении струй горючего и окислителя в результате накачки



Здесь  $v$  — номер колебательного уровня возбужденной молекулы;  $Q_1$  и  $Q_2$  — тепловые эффекты реакций.

Характерная особенность течения в резонаторе химического лазера состоит во взаимном влиянии газодинамических процессов, быстропротекающих химических реакций и поля когерентного излучения. Вследствие этого достаточно полное представление о работе лазера может быть получено лишь при численном решении газодинамических уравнений, описывающих течение в резонаторе.

В настоящее время в литературе имеются примеры расчетов непрерывных химических лазеров на основе уравнений пограничного слоя [4—6], однако подробное параметрическое исследование работы лазера в режиме генерации проведено лишь в рамках одномерной модели мгновенного смешения [7] и квазиодномерной модели фронта пламени [8]. В настоящей работе параметрический анализ режима генерации проведен на основе уравнений пограничного слоя; результаты сравниваются с данными работы [8].

#### КИНЕТИЧЕСКАЯ СХЕМА И РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ СЛАБОГО СИГНАЛА

Общее число химических реакций для рассматриваемой смеси весьма велико. В работе учитывались реакции накачки (1), (2), реакции  $V-V$ -обмена между молекулами  $HF(v)$ , реакции  $V-T$ -деактивации молекул  $HF(v)$  на различных компонентах смеси, а также реакции диссоциации (рекомбинации). Полная совокупность учитываемых процессов и соответствующие константы скоростей приведены в [8].

При расчете коэффициента усиления слабого сигнала предполагалось, что контур линии определяется доплеровским уширением. Пред-

полагалось также, что на каждом колебательном уровне имеет место равновесное распределение молекул HF по вращательным подуровням. При этом генерация осуществляется в  $P$ -ветви колебательно-вращательных переходов  $(v+1, J-1) \rightarrow (v, J)$  при значении вращательного квантового числа  $J$ , соответствующего максимальному коэффициенту усиления. Выражение для коэффициента усиления  $\alpha_{v, J}$  имеет вид

$$\alpha_{v, J} = \rho [F_{2, v, J}(T) c_{v+1} - F_{1, v, J}(T) c_v]. \quad (3)$$

Здесь  $\rho$  — плотность;  $c_v$  — относительная массовая концентрация HF ( $v$ );  $T$  — температура; выражения для  $F_{2, v, J}$  и  $F_{1, v, J}$  приведены в [8].

Отметим, что в дальнейшем используется упрощенная система индексации параметров переходов  $(v+1, J-1) \rightarrow (v, J)$ . Так, например, для коэффициента усиления  $\alpha_{v, J}$ , частоты излучения  $\nu_{v, J}$  и интенсивности излучения  $I_{v, J}$  приняты обозначения  $\alpha_i, \nu_i, I_i$  соответственно, где  $i = v+1$ .

**Постановка задачи.** Экспериментальные исследования [9] показали, что при реализации расчетного режима истечения горючего и окислителя из сопел и при достаточно низком давлении в резонаторе скачки уплотнения отсутствуют, и в пределах зоны генерации имеет место ламинарный режим смещения. Поэтому в данной работе для описания течения в области резонатора, ограниченной осями симметрии двух соседних струй, использованы следующие уравнения ламинарного пограничного слоя с включением членов, учитывающих перенос энергии и взаимное превращение колебательно-возбужденных молекул HF ( $v$ ) под действием излучения [4]:

уравнение неразрывности

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad (4)$$

уравнение движения в проекции на ось  $x$

$$\rho u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} = -dp/\partial x + \partial/\partial y (\mu \cdot \frac{\partial u}{\partial y}); \quad (5)$$

уравнение энергии

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\mu}{Pr} \left[ \frac{\partial H}{\partial y} + (Pr - 1) u \frac{\partial u}{\partial y} \right] \right\} - \sum_{i=1}^{N_i-1} \alpha_i I_i; \quad (6)$$

уравнения диффузии колебательно-возбужденных молекул HF

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + \dot{w}_i + \frac{M_{HF}}{h N_A} \left( \frac{\alpha_i I_i}{\nu_i} - \frac{\alpha_{i-1} I_{i-1}}{\nu_{i-1}} \right), \quad (7)$$

$$i = 1, \dots, N_i;$$

уравнения диффузии остальных компонентов (H, H<sub>2</sub>, F, F<sub>2</sub>, He)

$$\rho u \cdot \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \cdot \frac{\partial c_i}{\partial y} = \partial/\partial y \cdot (\mu/Pr \cdot \frac{\partial c_i}{\partial y}) + \dot{w}_i, \quad N_i < i \leq N. \quad (8)$$

К этим уравнениям необходимо добавить уравнение состояния

$$p/\rho = RT/M. \quad (9)$$

Здесь  $x$  и  $y$  — декартовы координаты (см. рис. 1, б);  $u, v$  — продольные и поперечные составляющие скорости;  $\mu$  — коэффициент вязкости;  $c_i$  — относительная массовая концентрация  $i$ -го компонента;  $\dot{w}_i$  — массовая скорость образования  $i$ -го компонента в результате химических реакций;  $H$  — полная энтальпия смеси  $\left( H = \sum_{i=1}^N c_i h_i + u^2/2, h_i = \right.$

$$= \int_0^T c_{pi} dT + h_i^0,$$
 где  $h_i^0$  — энтальпия образования, а  $c_{pi}$  — удельная теплоемкость  $i$ -го компонента при постоянном давлении);  $Pr$  — число Прандтля;  $N_A$  — число Авогадро;  $h$  — постоянная Планка;  $M_{HF}$  — молекулярный вес молекул HF;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $M$  — молекулярный вес смеси. Система (4)–(9) записана с учетом предположения: числа Льюиса  $Le_i = 1$ , число Прандтля  $Pr = \text{const}$  (при численных расчетах использовалось значение  $Pr = 0,72$ ).

Граничные условия для приведенной системы уравнений имеют вид

$$\begin{aligned}
 x=0, \quad 0 \leq y \leq y_I, \quad f=f_I; \\
 x=0, \quad y_I < y \leq y_E, \quad f=f_E; \\
 x>0, \quad y=0, \quad \partial f / \partial y = 0, \quad v=0; \\
 x>0, \quad y=y_E, \quad \partial f / \partial y = 0.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Здесь  $f$  — любая из функций  $u, H, c_i$ . Индексы  $I$  и  $E$  соответствуют начальным значениям параметров в струях горючего и окислителя.

Легко видеть, что система (4)–(9) незамкнута, так как в нее входят неизвестные градиенты давления и интенсивности излучения ( $dp/dx$  и  $I_i$  — функции только  $x$ ). Для замыкания системы использовалось условие сохранения расхода между осями симметрии двух соседних струй

$$\int_0^{y_E} \rho u dy = \text{const} \tag{11}$$

и условие квазистационарной генерации (т. е. условие равенства на протяжении зоны генерации интегральных коэффициентов усиления излучающих переходов пороговому значению, которое определяется коэффициентами отражения зеркал резонатора  $r_0$  и  $r_L$  и длиной оптического пути)

$$\int_0^{y_E} \alpha_i dy = -\frac{1}{2} \frac{\ln(r_0 r_L)}{2y_E N_{\text{ст}}}. \tag{12}$$

Здесь  $N_{\text{ст}}$  — общее число слоев смешения.

**Метод решения.** Задача решалась в переменных Мизеса  $x, \psi$  [10], где  $\psi$  — функция тока, определяемая обычным образом. Система уравнений (4)–(8), граничные условия (10) и интегральные условия (11), (12) при переходе к переменным Мизеса принимают вид

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_0 - \frac{1}{\rho u} \frac{\partial p}{\partial x}; \tag{13}$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = \left( \frac{\partial H}{\partial x} \right)_0 - \frac{1}{\rho u} \sum_{i=1}^{N_1-1} \alpha_i I_i; \tag{14}$$

$$\frac{\partial c_i}{\partial x} = \left( \frac{\partial c_i}{\partial x} \right)_0 + \frac{M_{HF}}{h N_A} \frac{1}{\rho u} \left( \frac{\alpha_i I_i}{v_i} - \frac{\alpha_{i-1} I_{i-1}}{v_{i-1}} \right), \quad i = 1, \dots, N_1; \tag{15}$$

$$\frac{\partial c_i}{\partial x} = \left( \frac{\partial c_i}{\partial x} \right)_0, \quad N_1 < i \leq N; \tag{16}$$

$$\begin{aligned}
 x=0, \quad 0 \leq \psi \leq \psi_I, \quad f=f_I; \\
 x=0, \quad \psi_I < \psi \leq \psi_E, \quad f=f_E;
 \end{aligned} \tag{17}$$

$$x > 0, \psi = 0, \partial f / \partial \psi = 0;$$

$$x > 0, \psi = \psi_E, \partial f / \partial \psi = 0;$$

$$\int_0^{\psi_E} \frac{d\psi}{\rho u} = \text{const} = y_E; \quad (18)$$

$$\int_0^{\psi_E} \frac{\alpha_i}{\rho u} d\psi = G_0. \quad (19)$$

В (13)—(16) введены обозначения:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 = \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \mu \rho u \frac{\partial u}{\partial \psi} \right),$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_0 = \frac{\partial}{\partial \psi} \left\{ \frac{\mu \rho u}{\text{Pr}} \frac{\partial H}{\partial \psi} + (\text{Pr} - 1) u \frac{\partial u}{\partial \psi} \right\},$$

$$\left(\frac{\partial c_i}{\partial x}\right)_0 = \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \frac{\mu \rho u}{\text{Pr}} \frac{\partial c_i}{\partial \psi} \right) + \frac{\dot{w}_i}{\rho u}.$$

Для определения градиента давления и интенсивностей излучения использован следующий метод. Продифференцируем по  $x$  условие сохранения расхода (18). Меняя порядок дифференцирования по  $x$  и интегрирования по  $\psi$  и подставляя значения производных из (13)—(16), с учетом (9) получим

$$A \frac{dp}{dx} + \sum_{i=1}^{N_i-1} B_i I_i + D = 0, \quad (20)$$

где

$$A = \int_0^{\psi_E} \frac{1}{\rho u} \left( \frac{1}{p} - \frac{1}{\rho u^2} - \frac{1}{\rho c_p T} \right) d\psi;$$

$$B_i = \int_0^{\psi_E} \frac{\alpha_i}{c_p T} \frac{1}{\rho^2 u^2} \left[ 1 + \frac{M_{\text{HF}}}{h N_A \nu_i} (h_i^0 - h_{i+1}^0) \right] d\psi;$$

$$D = \int_0^{\psi_E} \frac{1}{\rho u} \left\{ \frac{1}{u} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 - \bar{M} \sum_{(i)} \frac{1}{M_i} \left(\frac{\partial c_i}{\partial x}\right)_0 - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{c_p T} \left[ \left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_0 - \sum_{(i)} h_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial x}\right)_0 - u \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 - \sum_{(i)} \left(\frac{\partial c_i}{\partial x}\right)_0 \int_0^T c_{pi} dT \right] \right\} d\psi.$$

Аналогичным образом с учетом (3) из (19) можно получить

$$E_i \frac{dp}{dx} + \sum_{i=1}^{N_i-1} R_{ij} I_j + Q_i = 0. \quad (21)$$

Здесь

$$E_i = \int_0^{\psi_E} \frac{1}{\rho u} \left[ \frac{\lambda_i}{c_p} - \frac{\alpha_i}{\rho u^2} \right] d\psi;$$

$$\begin{aligned}
Q_i = & \int_0^{\Psi_E} \frac{1}{u} \left\{ \left[ F_{2,i} \left( \frac{\partial c_{i+1}}{\partial x} \right)_0 - F_{1,i} \left( \frac{\partial c_i}{\partial x} \right)_0 \right] + \frac{\lambda_i}{c_p} \left[ \left( \frac{\partial H}{\partial x} \right)_0 - \sum_{j=1}^N h_j^0 \left( \frac{\partial c_j}{\partial x} \right)_0 - \right. \right. \\
& \left. \left. - \sum_{j=1}^N \left( \frac{\partial c_j}{\partial x} \right)_0 \int_0^T c_{pj} dT \right] - \frac{\alpha_i}{\rho u} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_0 \right\} d\Psi; \\
R_{ij} = & - \int_0^{\Psi_E} \frac{\lambda_i \alpha_i}{c_p \rho u^2} \left[ 1 + \frac{M_{HF}}{h N_A v_j} (h_j^0 - h_{j+1}^0) \right] d\Psi + \\
& + \frac{M_{HF}}{h N_A} \times \begin{cases} - \int_0^{\Psi_E} \frac{\alpha_j}{\rho u^2 v_j} (F_{2,j} + F_{1,j}) d\Psi, & j \simeq i, \\ \int_0^{\Psi_E} \frac{\alpha_j}{\rho u^2 v_j} F_{2,j} d\Psi, & j = i + 1, \\ \int_0^{\Psi_E} \frac{\alpha_j}{\rho u^2 v_j} F_{1,j} d\Psi, & j = i - 1; \end{cases} \\
\lambda_i = & c_{i+1} \frac{dF_{2,i}}{dT} - c_i \frac{dF_{1,i}}{dT}.
\end{aligned}$$

Таким образом, задача определения градиента давления и интенсивностей излучения сведена к решению системы линейных алгебраических уравнений (20), (21), причем число уравнений зависит от количества излучающих переходов. Для численного интегрирования системы (13)—(16) использовалась явная четырехточечная конечно-разностная схема с переменным шагом по  $\psi$  с итерациями.

**Основные результаты.** С использованием изложенной методики проведены серийные расчеты химического лазера непрерывного действия, характеризовавшегося следующими параметрами (см. [8]): длина оптического пути  $L=175$  мм, коэффициенты отражения зеркал  $r_0=0,98$ ,  $r_L=0,85$ , коэффициенты поглощения зеркал  $a_0=a_L=0,02$ , полувысота выходного сечения «фторного» сопла 2 мм, степень расширения «фторного» сопла 10, полувысота выходного сечения «водородного» сопла 0,5 мм.

Предполагалось, что в форкамере при заданных температуре  $T_k$ , давлении  $p_k$  и степени разбавления инертным газом  $\beta = y_{He}/y_{F_2}$  ( $y_{He}$ ,  $y_{F_2}$  — мольные концентрации He и  $F_2$ ) имеет место равновесная диссоциация фтора. Далее смесь молекулярного и атомарного фтора и гелия расширяется в системе сверхзвуковых сопел, течение в которых предполагалось одномерным, невязким, адиабатическим, химические реакции считались замороженными. Зависимость степени диссоциации фтора  $\alpha_f = c_F/(c_F + c_{F_2})$  и параметров потока на срезе «фторного» сопла от температуры в камере показана на рис. 2. Скорость на выходе «водородного» сопла полагалась равной 2500 м/с, температура — 100 К, давление считалось равным давлению на выходе «фторного» сопла.

В результате проведенных расчетов получены зависимости основных характеристик лазера (мощности генерации  $P$ , энергосъема на единицу массы окислителя  $E$ , химического коэффициента полезного действия  $\eta$ ) от параметров в форкамере. Зависимости  $P$ ,  $E$ ,  $\eta$  от  $T_k$  приведены на рис. 3 ( $P$  и  $E$  отнесены к значениям при  $T_k=2000$  К). Легко видеть, что, хотя максимальный КПД соответствует режиму работы с полной диссоциацией фтора ( $T_k=2000$  К), удельный энерго-

съем достигает наибольшей величины при  $T_k \approx 1100$  К. Генерируемая при этом мощность в 1,5 раза превышает мощность излучения при  $T_k = 2000$  К, что связано также с увеличением расхода компонентов. Таким образом, при заданной геометрии соплового блока можно надеяться на увеличение мощности излучения при переходе к малым степеням диссоциации фтора.

Из рис. 3, а видно, что зависимость  $\eta(T_k)$  качественно совпадает с результатами [8]. Вместе с тем имеются довольно значительные количественные отличия. Так, при температуре в форкамере 2000 К КПД отличаются в 1,5 раза; при малых степенях диссоциации модель «фронта пламени» предсказывает значение КПД приблизительно такое же, как и при степени диссоциации  $\alpha_g = 1$ , в то время как в настоящей работе КПД при  $T_k = 1100$  К падает по сравнению с  $T_k = 2000$  К в 1,7 раза. По-видимому, количественное отличие результатов связано прежде всего с наличием значительной неоднородности профилей газодинамических параметров (см., например, рис. 4), неучитываемой в квазиодномерной модели [8]. Вследствие сильной нелинейности уравнений это не может не привести к заметной разнице результатов.

При высоких температурах в форкамере ( $\alpha_g \approx 1$ ) накачка определяется лишь первым звеном (1), имеющим высокую скорость. Вследствие этого реакция протекает в узкой зоне и приближение фронта пламени выполняется достаточно хорошо (рис. 4, б). При низких температурах в потоке присутствует значительное количество молекулярного фтора. Константа скорости второго звена значительно меньше, чем первого, поэтому интенсивное развитие цепного механизма начинается лишь в конце реакционной зоны после достаточного прогрева смеси. К этому моменту молекулярный фтор уже достаточно хорошо перемешан с водородом и реакция протекает в широкой области (рис. 4, в), поэтому применение модели фронта пламени при этих температурах значительно менее точно.

На рис. 5 представлены зависимости параметров лазера от коэффициента отражения полупрозрачного зеркала и степени разбавления инертным газом  $\beta$ . Если КПД монотонно возрастает при увеличении

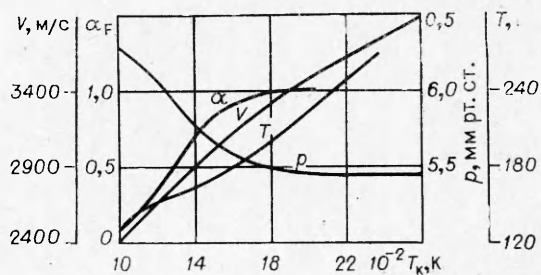


Рис. 2. Параметры потока на срезе «фторного» сопла.

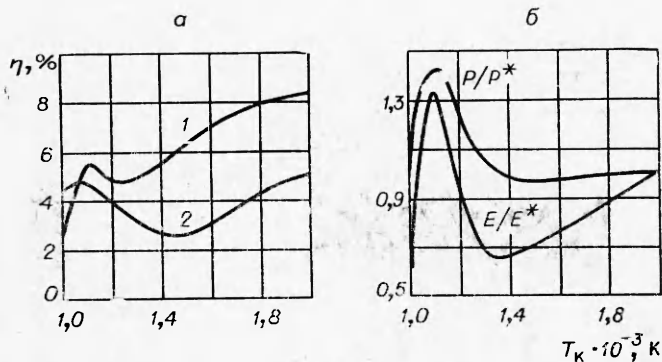


Рис. 3. Зависимость КПД (а), мощности и энергосъема (б) от температуры в форкамере.

1 — настоящая работа; 2 — работа [8].

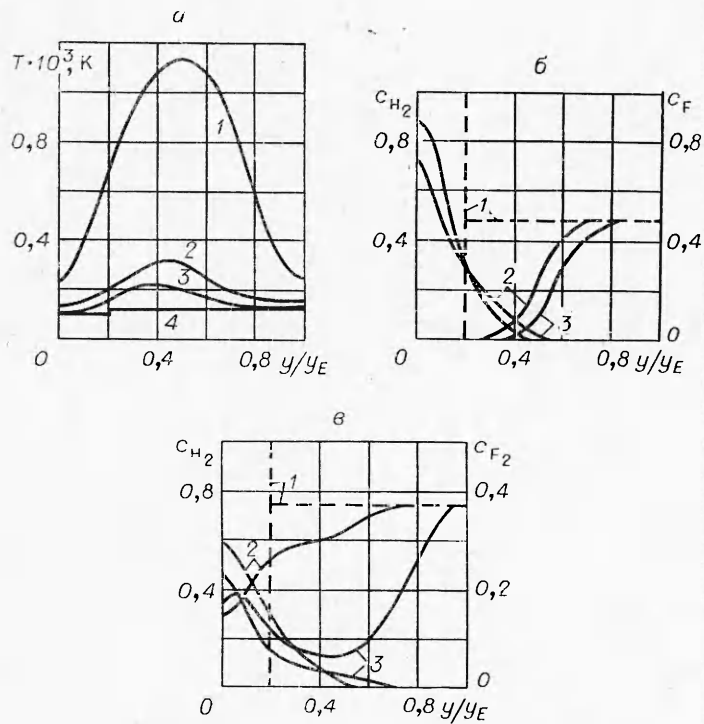


Рис. 4. Профили газодинамических величин при различных значениях продольной координаты;  $T_{\text{н}} = 1100 \text{ К}$ .  
 а)  $x$  равен 7,8 (1), 6 (2), 4 см (3) и 0 (4); б, в)  $x$  равен 0 (1), 6 (2) и 7,8 см (3).

$\beta$ , что связано с уменьшением роли колебательной дезактивации, то мощность излучения имеет максимум при  $\beta \approx 15$ . При  $\beta > 15$   $P$  падает, так как увеличение КПД не может компенсировать уменьшение расхода фтора; при  $\beta \rightarrow 0$  происходит резкое падение удельных характеристик, связанное со значительным ростом температуры в области реакции.

В рамках рассмотренной модели проведено также сравнение с результатами работы [11], в которой исследуется режим усиления слабого сигнала на основе полных уравнений Навье—Стокса. В случае, когда в потоке присутствует малое количество разбавителя, расхождение по всем параметрам не превышало 50%, при большом количестве разбавителя расхождение было меньше (до 20%). Учитывая, что в [11] не приведены использованные значения констант скоростей реак-

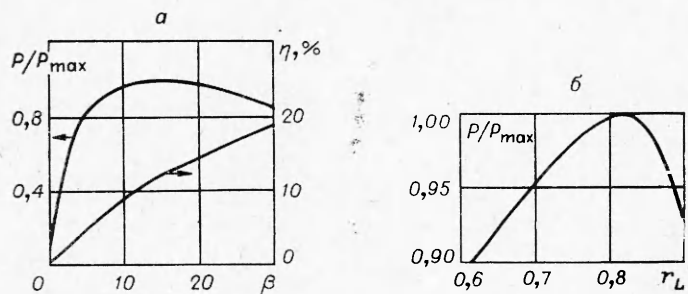


Рис. 5. Зависимость параметров лазера от степени разбавления (а) и коэффициента отражения полупрозрачного зеркала (б).



ций и матричные элементы дипольного момента, такое расхождение следует признать удовлетворительным. Отметим, что основная причина различия результатов состоит, по-видимому, в наличии поперечного градиента давления, который связан со значительным тепловыделением в области протекания экзотермических реакций (он не учитывается в настоящей работе). В связи с этим можно ожидать, что в режиме генерации, когда часть энергии отводится в виде излучения, расхождение с точным решением уменьшится.

В заключение сформулируем основные результаты настоящей работы.

1. Получены зависимости интегральных характеристик HF-химического лазера непрерывного действия от определяющих параметров. Эти результаты позволяют дать рекомендации по оптимизации режимов работы лазера.

2. Проведено сравнение зависимости КПД от температуры в форкамере с данными, полученными на основе квазиодномерной модели [8]. Несмотря на качественное совпадение характера этих зависимостей, двумерная модель предсказывает меньший относительный выигрыш при переходе к малым начальным степеням диссоциации фтора.

3. Сравнение с точными решениями полной системы уравнений Навье—Стокса [11] показало, что по крайней мере при больших степенях разбавления использованная модель дает достаточно хорошие результаты.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору Ю. В. Лапину и М. Х. Стрельцу за многочисленные полезные обсуждения результатов работы.

*Поступила в редакцию  
23/1 1978*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Polanyi. J. Chem. Phys., 1961, 4, 1, 347.
2. T. A. Cool, R. R. Stephens, T. J. Falk. Int. J. Chem. Kinetics, 1969, 1, 9, 495.
3. Н. Г. Басов, В. В. Громов и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 9, 496.
4. W. S. King, H. Mirels. AIAA J., 1972, 10, 12, 1647.
5. R. Tripodi, I. J. Coulter a. o. AIAA J., 1975, 13, 6, 776.
6. В. И. Головичев, Н. Г. Преображенский. ФГВ, 1977, 13, 3, 366.
7. G. Emanuel. J. QSRT, 1973, 13, 12, 1365.
8. В. Г. Крутова, А. Н. Ораевский и др. Квантовая электроника, 1976, 3, 9, 1919.
9. W. L. Shackelford, A. B. Witte, J. E. Broadwell. AIAA J., 1974, 12, 8, 1009.
10. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1973.
11. A. P. Kothari, J. D. Anderson, E. Jones. AIAA J., 1977, 15, 1, 92.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ СМЕШЕНИЯ В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ НА КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

*Б. Г. Ефимов, Л. А. Заклязьминский*

*(Москва)*

В последнее время выполнено большое количество экспериментальных исследований по изучению влияния газодинамических условий смешения потоков рабочего и вспомогательного газов на инверсную населенность молекул рабочего газа. Эти исследования подтвердили тео-