

3. Г. А. Салтанов. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск: Высшая школа, 1972.
4. В. П. Лопарев. Изв. АН СССР. МЖГ, 3, 1975.
5. Н. Н. Баутин, Е. А. Леонтович. Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости. М.: Наука, 1976.
6. С. Д. Гришин, А. П. Тишин, Р. И. Хайрутдинов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, 2.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В РЕЗОНАТОРЕ НЕПРЕРЫВНОГО ХИМИЧЕСКОГО HF-ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ — СТОКСА

Ю. В. Лапин, М. Х. Стрелец, М. Л. Шур

(Ленинград)

В работе [1] предложен эффективный конечно-разностный метод численного интегрирования полной системы уравнений Навье — Стокса для многокомпонентных химически реагирующих газовых смесей при наличии релаксационных процессов и когерентного излучения, открывающий благодаря своей экономичности широкие возможности для моделирования различных неравновесных течений со сложной газодинамической структурой. В данной работе этот метод используется для исследования процессов, протекающих в резонаторе непрерывного сверхзвукового химического лазера на молекуле HF. При этом особое внимание уделяется вопросам, которые не могут быть проанализированы в рамках широко распространенных в настоящее время приближенных моделей течения в резонаторе [2—5].

Постановка задачи

При описании течения в резонаторе непрерывно действующего химического HF-лазера с плоской или цилиндрической геометрией соплового блока (см., например, [6]) используются следующие основные допущения: 1) течение можно считать двумерным (плоским или осесимметричным); 2) смешение сверхзвуковых струй горючего (H_2) и окислителя (F , F_2 , He) в полости резонатора имеет ламинарный характер; 3) эффектами термодиффузии и бародиффузии можно пренебречь, а диффузионный поток массы k -го компонента в многокомпонентной газовой смеси может быть выражен в форме обобщенного закона Фика $\vec{j}_k = -\rho D_k \text{grad } c_k$, где ρ — плотность смеси; c_k — относительная массовая концентрация k -го компонента; D_k — эффективный коэффициент диффузии [7]; 4) на каждом колебательном уровне v молекул фтористого водорода $HF(v)$, образующихся в потоке в результате реакций накачки $F + H_2 \rightleftharpoons HF(v) + H$, $H + F_2 \rightleftharpoons HF(v) + F$, имеет место вращательное равновесие при локальной термодинамической температуре смеси; в этом случае молекулы $HF(v)$, $v = 0, 1, \dots, N_v$ формально можно рассматривать как отдельные химические компоненты (им присвоены номера $k = 1, 2, \dots, N_v + 1$ соответственно), а элементарные процессы, протекающие с их участием, — как отдельные химические реакции [8]; 5) генерация для каждой колебательной полосы $v + 1 \rightarrow v$ может иметь место лишь в P -ветви колебательно-вращательных переходов $(v + 1, j_v - 1) \rightarrow (v, j_v)$, где j_v — значение вращательного квантового числа, при котором интегральный оптический коэффициент усиления для данной колебательной полосы принимает максимальное значение [2, 8].

В рамках сформулированных допущений система уравнений Навье — Стокса, описывающая течение в лазерном резонаторе [6, 9, 10], может быть записана в следующей форме:

$$\frac{\partial \vec{F}}{\partial t} + \vec{W} + \vec{Q}_c + \vec{Q}_R = 0, \quad (1)$$

где

$$\vec{W} = \frac{1}{x^v} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^v \left(u \vec{F} + q_1 \frac{\partial \vec{f}}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \vec{F} + q_2 \frac{\partial \vec{f}}{\partial y} \right) + \vec{G},$$

$$\vec{F} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho \varepsilon \\ \rho c_k \end{pmatrix}, \quad \vec{f} = \begin{pmatrix} \rho \\ u \\ v \\ \varepsilon \\ c_k \end{pmatrix}, \quad \vec{G} = \begin{pmatrix} 0 \\ G_u \\ G_v \\ G_\varepsilon \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{Q}_c = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{w}_k \end{pmatrix},$$

$$q_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{4}{3} \mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \rho D_k \end{pmatrix}, \quad q_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{4}{3} \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \rho D_k \end{pmatrix},$$

$$G_u = \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{2}{3} \frac{1}{x^v} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^v \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{2}{3} \frac{v}{x} \frac{\partial \mu u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{v \mu}{x} \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x} - 2 \frac{u}{x} \right),$$

$$G_v = \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{1}{x^v} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^v \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{2}{3} \frac{1}{x^v} \frac{\partial}{\partial y} \left(x^v \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right),$$

$$G_\varepsilon = \bar{p} \left(\frac{1}{x^v} \frac{\partial x^v u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - 2\mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + v \left(\frac{u}{x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{3} \left(\frac{1}{x^v} \frac{\partial x^v u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] - \sum_{k=1}^{N_k} \left[\frac{1}{x^v} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^v \rho D_k h_k \frac{\partial c_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_k h_k \frac{\partial c_k}{\partial y} \right) \right],$$

$$\vec{Q}_R = \parallel 0, 0, 0, R_\varepsilon, R_{c_1}, R_{c_2}, \dots, R_{c_{N_v+1}}, 0, \dots, 0 \parallel^T,$$

$$R_{c_k} = \frac{m_{\text{HF}}}{h N_A} (\alpha_{k-1} I_{k-1} \nu_{k-1}^{-1} - \alpha_k I_k \nu_k^{-1}),$$

$$R_\varepsilon = \sum_{k=1}^{N_v} \alpha_k I_k, \quad \alpha_0 = \alpha_{N_v+1} \equiv 0.$$

Здесь t — время; x, y — декартовы ($v=0$) или цилиндрические ($v=1$) координаты, причем в последнем случае ось x совпадает с радиальным направлением; u, v — проекции вектора скорости на оси x и y ; p — давление; T — температура; ε — удельная внутренняя энергия смеси; μ, λ — коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности смеси; N_k — общее число химических компонентов; \dot{w}_k — массовая скорость образования k -го компонента в результате химических реакций; h_k — удельная энтальпия k -го компонента; N_A — число Авогадро; h — постоянная Планка; m_{HF} — молекулярная масса молекул HF; α_k, I_k, ν_k — соответственно оптический коэффициент усиления, интенсивность и частота излучения в колебательной полосе $v+1 \rightarrow v$ молекул HF(v) ($v=k-1$).

Для замыкания системы уравнений (1) задаются зависимости коэффициентов переноса, теплофизических свойств и оптических коэффициентов усиления от температуры, давления и состава смеси [8, 11], уравнение состояния для смеси совершенных газов, а также связь между температурой и внутренней энергией.

Учитывая периодическую структуру течения в резонаторе [6, 8], в качестве граничных условий на осях соседних струй реагентов (при $y=0$ и $y=L$) ставятся условия симметрии; на входе в расчетную об-

ласть задаются профили искоемых величин, а в конце расчетной области используются «мягкие» граничные условия [12] $\partial^2\varphi/\partial x^2 = 0$, где φ — любая из искоемых функций. В момент времени $t = 0$ задаются пространственные распределения $\varphi(0, x, y)$, используемые в качестве начального приближения при отыскании стационарного решения системы уравнений (1) методом установления.

Кроме того, для определения интенсивностей излучения отдельных колебательных полос $I_k = I_k(t, x)$, $k = 1, 2, \dots, N_v$ используются условия квазистационарной генерации [2, 8]

$$\frac{1}{L} \int_0^L \alpha_k dy = - \ln(r_1 r_2) / (2L_{\text{opt}}), \quad (2)$$

где r_1 и r_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора; L_{opt} — длина оптического пути.

Если для рассматриваемой колебательной полосы условие (2) не выполняется ни при каком значении вращательного квантового числа, то это означает, что генерация в данной полосе отстывает и соответствующая интенсивность излучения равна нулю.

Метод решения и описание расчетов

Для численного решения сформулированной задачи в настоящей работе использовалась неявная многошаговая конечно-разностная схема расщепления по пространственным направлениям и физическим процессам, предложенная в [1]. Благодаря неявной аппроксимации химических (\vec{Q}_c) и радиационных (\vec{Q}_R) источников членов в исходной системе уравнений, а также неявному, согласованному с разностной схемой алгоритму определения интенсивностей излучения отдельных колебательных полос, используемый метод сохраняет высокую устойчивость и экономичность, присущую аналогичным методам расчета течений однородного вязкого газа [13, 14]. Это обстоятельство позволило впервые на основе полной системы уравнений Навье — Стокса провести достаточно широкое численное исследование процессов, протекающих в резонаторе химического HF-лазера.

Как уже отмечалось во введении, основное внимание при проведении расчетов уделялось вопросам, не поддающимся анализу в рамках обычно используемых приближенных моделей течения в лазерном резонаторе. В частности, исследован механизм и степень влияния на локальные параметры потока и выходные энергетические характеристики лазера эффектов, связанных с нерасчетностью режима истечения сверхзвуковых струй реагентов и с возникновением в потоке поперечных градиентов давления, обусловленных тепловыделением в процессе экзотермических химических реакций. Для этого проведена серия расчетов, в которой варьировались величина давления на срезе водородного сопла p_H (тем самым изменялся параметр нерасчетности струй реагентов $N = p_H/p_F$, p_F — давление на срезе сопла окислителя) и степень разбавления фтора гелием $\beta_{He} = \dot{n}_{He} / \left(\frac{1}{2} \dot{n}_F + \dot{n}_{F_2} \right)$ (\dot{n} — мольный расход). При исследовании течения в резонаторе лазера с цилиндрическим сопловым блоком варьировался также его радиус r_0 . Кроме того, исследовано влияние на энергетические характеристики лазера неоднородности параметров потока на входе в резонатор.

Большинство расчетов проводилось для лазера со следующими типичными значениями определяющих параметров [3]: длина оптического пути $L_{\text{opt}} = 0,175$ м, коэффициенты поглощения зеркал резонатора $a_1 = -a_2 = 0,02$, коэффициент пропускания полупрозрачного зеркала $t_2 = 0,13$, расстояние между осями соседних струй реагентов $L = 2,5 \times 10^{-3}$ м, полувысота струи горючего $L_H = 5 \cdot 10^{-4}$ м. При определении

параметров потока на входе в резонатор полагалось, что химически равновесная смесь F—F₂—He, имеющая температуру и давление торможения 2000 К и $2 \cdot 10^5$ Па соответственно, поступает в резонатор через систему сверхзвуковых сопел со степенью расширения 10, а водород, имеющий температуру торможения 300 К,— через систему сопел со степенью расширения 5. При этом в основной серии расчетов течение окислителя и горючего в сопловом блоке считалось невязким и химически замороженным.

Все расчеты течения в резонаторе выполнены на разностной сетке, содержащей 21×21 узлов. Длина одного расчетного участка в зависимости от режима течения полагалась равной $(2-4)L$. В случае, если длина зоны генерации превышала указанное расстояние, расчетная область разбивалась на ряд перекрывающихся участков. При этом в качестве граничных условий в начале каждого последующего участка использовались профили параметров в соответствующем сечении, определенные при расчете предыдущего участка.

Для описания физико-химических процессов, протекающих в смеси водорода и фтора, при проведении расчетов использовалась кинетическая модель [8], включающая 77 элементарных реакций между двенадцатью компонентами смеси (H, H₂, F, F₂, He, HF(ν), $\nu = 0, 1, \dots, 6$).

Результаты расчетов

Основные результаты исследования влияния степени нерасчетности струй реагентов N на параметры потока в резонаторе и выходные характеристики лазера представлены на рис. 1, 2. Как видно из рис. 1, *a*, нерасчетное истечение сверхзвуковых струй сопровождается образованием в зоне смещения сложной ромбовидной системы косых скачков уплотнения, волн сжатия и разрежения, взаимодействующих друг с другом и «отражающихся» от осей симметрии струй. Из-за интенсивных поперечных токов, возникающих при этом на начальном участке течения, наблюдается резкое ускорение смещения реагентов (рис. 1, *б*). В результате при нерасчетном режиме истечения горение фторо-водородной смеси в резонаторе уже не является диффузионным, как это имеет место в случае совпадения давлений на срезах сопел реагентов [15], а протекает в весьма широкой области (см. рис. 1, *б*), причем зона горения на начальном участке смещается в сторону оси перерасширенной струи (см. рис. 1, *б*, *в*). Таким образом, скорость протекания физико-химических процессов в полости резонатора при нерасчетных режимах истечения не лимитируется скоростью диффузии компонентов, как при диффузионном горении, а определяется составом, давлением и температурой смеси в зоне реакции.

При повышении давления на срезе водородного сопла по сравнению со случаем расчетного режима истечения ($N > 1$), когда зона реакции смещается в сторону оси струи окислителя, имеющего более высокую начальную температуру, совокупность ряда факторов (быстрое смещение реагентов на начальном участке, увеличение констант скоростей химических реакций из-за более высокой температуры смеси, повышение среднего уровня давления смеси, рост температуры и давления в зоне реакции при прохождении газа через скачок уплотнения) приводит к резкому увеличению скорости протекания реакций накачки, что сопровождается ростом интенсивности генерируемого излучения (рис. 2, *a*). При этом, однако, из-за быстрого возрастания температуры смеси (см. рис. 1, *в*) сокращается длина зоны генерации $\Delta x_{\text{г}}$, зависимость которой от N приведена на рис. 2, *б*. Следует отметить, что увеличение скорости химических реакций в потоке при повышении N настолько значительно, что, несмотря на сокращение зоны генерации, степень выгорания окислителя к концу зоны $\sigma = 1 - \bar{c}_{\text{F}_\text{к}}/\bar{c}_{\text{F}_0}$ и химический КПД лазера η при этом увеличиваются (рис. 2, *б*; $\bar{c}_{\text{F}_\text{к}}$, \bar{c}_{F_0} —средние концентрации фтора в

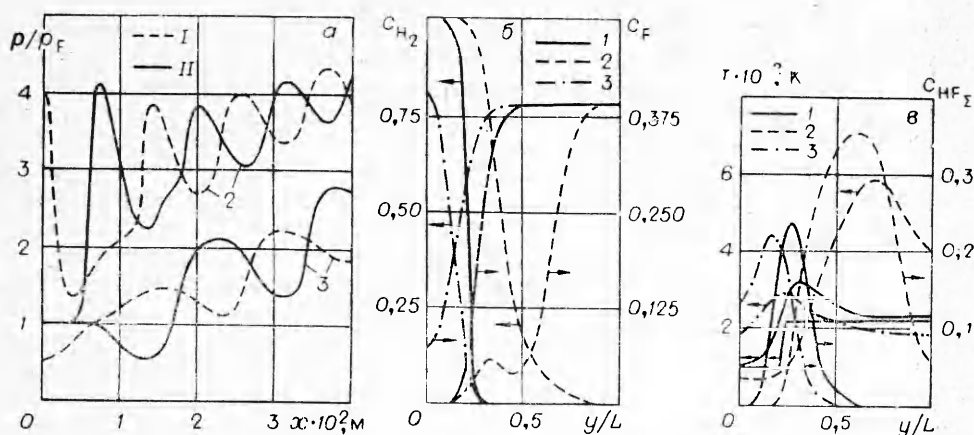


Рис. 1. Распределение давления вдоль осей симметрии струй реагентов (а), профили концентраций H_2 и F в сечении $x = 5 \cdot 10^{-3}$ м (б) и профили температуры и суммарной концентрации молекул HF $c_{HF\Sigma} = \sum_{\nu} c_{HF(\nu)}$ в сечении $x = 10^{-2}$ м (в)

при $\beta_{He} = 15$.

I — ось струи горючего; II — ось струи окислителя. 1 — $N=1$, 2 — $N=4$, 3 — $N=0,5$.

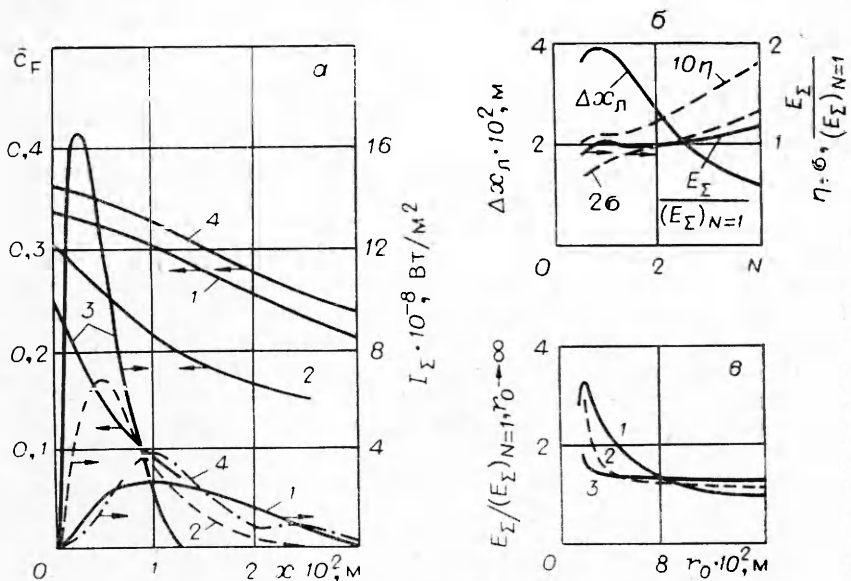


Рис. 2. Распределение среднеинтегральной концентрации атомарного фтора и суммарной интенсивности излучения $I_{\Sigma} = \sum_{k=1}^{N_p} I_k$ вдоль зоны генерации (а), зависимость выходных характеристик лазера от параметра нерасчетности (б) и от радиуса цилиндрического соплового блока (в).

а, б) $\beta_{He} = 15$; в) $\beta_{He} = 10$. 1 — $N=1$, 2 — $N=2$, 3 — $N=4$, 4 — $N=0,5$.

конце зоны генерации и на входе в резонатор). Однако из-за увеличения суммарного расхода топлива с ростом давления на срезе водородного сопла изменение удельного лазерного энергосъема E_{Σ} при изменении параметра нерасчетности в рассмотренном диапазоне $1 \leq N \leq 4$ оказывается незначительным (не превышает 20%).

При понижении давления на срезе водородного сопла по сравнению с расчетным значением ($N < 1$) наряду с ускорением смешения реагентов (см. рис. 1, б), способствующим увеличению скорости протекания химических реакций, действует совокупность факторов, способствующих уменьшению последней. Так, зона реакции в этом случае смещается в

сторону оси струи горючего, имеющего низкую начальную температуру (см. рис. 1, *в*), что приводит к уменьшению констант скоростей химических реакций. Кроме того, горение при этом протекает в основном в «атмосфере» молекулярного водорода, обладающего большей теплоемкостью, чем смесь фтора с гелием, и поэтому в потоке наблюдается не столь быстрый рост температуры, как в случае $N \geq 1$. Наконец, понижение давления на срезе водородного сопла приводит к снижению среднего уровня давления смеси. В результате действия всех перечисленных факторов интегральная скорость протекания химических реакций, а следовательно, и другие интегральные параметры течения при уменьшении давления в водородной струе ($0,5 \leq N \leq 1$) меняются незначительно (см. рис. 2, *а*, *б*).

Гораздо более существенным оказывается влияние N на выходные характеристики химического HF-лазера с цилиндрическим сопловым блоком, работа которого в случае расчетного режима истечения реагентов в полость резонатора проанализирована в [16] на основе приближения пограничного слоя. Как видно из рис. 2, *в*, область значений радиуса соплового блока, при которых проявляются преимущества цилиндрической модели лазера, отмеченные в [16], в случае нерасчетных режимов истечения струй реагентов значительно сужается, а при больших значениях параметра нерасчетности ($N \geq 4$) эта область практически вырождается. Это связано с уже отмечавшимся сокращением длины зоны генерации при увеличении N и с тем обстоятельством, что существенное повышение удельных энергетических характеристик цилиндрической модели лазера по сравнению с плоской может иметь место лишь в том случае, когда длина зоны генерации ненамного меньше, чем радиус соплового блока.

Важное методическое значение при постановке и проведении широких численных параметрических исследований процессов в резонаторах непрерывных химических лазеров имеет вопрос о возможности использования для этой цели приближения пограничного слоя [4—5, 16—17]. Очевидно, что допущение об отсутствии в потоке поперечных градиентов давления, лежащее в основе этого приближения, вообще говоря, не выполняется даже в случае расчетного режима истечения струй реагентов, так как при этом могут возникать значительные поперечные градиенты давления, обусловленные интенсивным тепловыделением в зоне смешения в результате экзотермических реакций накачки. Однако количественная оценка погрешности в определении выходных характеристик лазера, возникающая при использовании приближения пограничного слоя, может быть получена лишь на основе непосредственного сравнения результатов расчетов течения в резонаторе, выполненных в рамках этого приближения и в рамках полной системы уравнений Навье — Стокса. В данной работе такое сравнение проведено как для лазера с плоской, так и с цилиндрической геометрией соплового блока в широком диапазоне изменения степени разбавления фтора гелием, так как именно этот параметр определяет интенсивность тепловыделения в потоке, а следовательно, и величину поперечных градиентов давления.

Расчеты течения в резонаторе на основе приближения пограничного слоя проведены с использованием методики, описанной в [18]. Результаты сравнения представлены на рис. 3, 4, из которых видно, что при малых степенях разбавления ($\beta_{\text{He}} = 5$) использование приближения пограничного слоя приводит к значительному искажению локальных параметров потока в резонаторе (см. рис. 3), а также характеристик генерируемого излучения (рис. 4, *а*). В то же время характер этих искажений таков, что интегральные энергетические параметры лазера, рассчитанные в рамках приближения пограничного слоя, незначительно отличаются от «точных» значений этих параметров, полученных в результате решения полной системы уравнений Навье — Стокса (рис. 4, *б*).

Таким образом, в случае расчетного режима истечения струй реагентов использование приближения пограничного слоя для определения

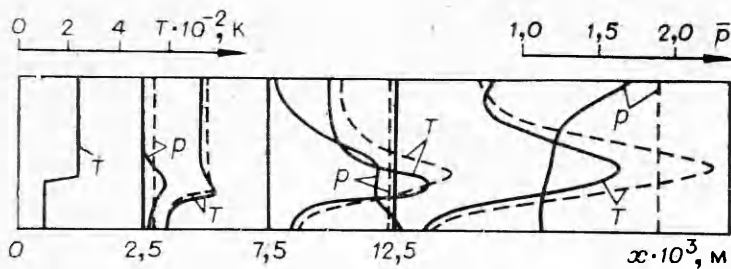


Рис. 3. Развитие профилей безразмерного давления $\bar{p} = p/p_N$ и температуры при $N = 1$, $\beta_{He} = 5$.
 — расчет на основе уравнений Навье — Стокса; - - - - в приближении пограничного слоя.

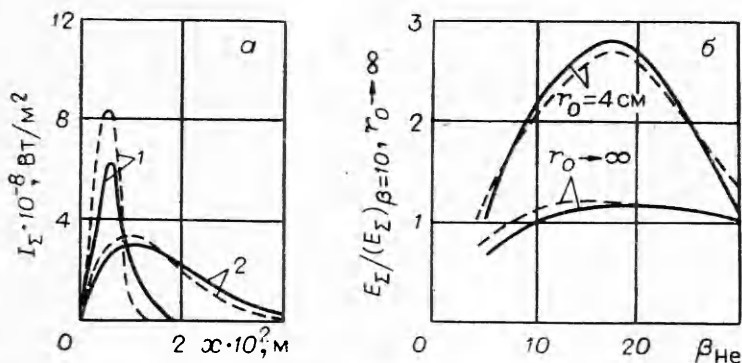


Рис. 4. Продольное распределение суммарной интенсивности излучения (а) и зависимости удельного энергосъема лазера от β_{He} (б).
 — расчет на основе уравнений Навье — Стокса; - - - - в приближении пограничного слоя. 1 — $\beta_{He} = 5$; 2 — $\beta_{He} = 15$.

энергетических характеристик лазера является вполне оправданным даже при малых степенях разбавления струи окислителя инертным газом. В случае же больших степеней разбавления ($\beta_{He} \geq 15$) использование этого приближения позволяет с достаточной точностью определить и локальные характеристики потока в резонаторе.

В заключение остановимся на вопросе о влиянии на выходные характеристики лазера неоднородности параметров потока на входе в резонатор (на выходе из соплового блока). Достаточно корректный анализ этого эффекта возможен лишь на основе уравнений Навье — Стокса, поскольку учет наличия пограничных слоев на стенках сверхзвуковых сопел неизбежно приводит к изменению соотношения давлений в струях горючего и окислителя на входе в резонатор. Кроме того, расчету течения в резонаторе в этом случае должен предшествовать расчет параметров потока в сопловом блоке лазера. В данной работе этот расчет проводился по методике [19], позволяющей учесть вязкие эффекты и теплообмен на стенках сопел, гомогенную (в газовой фазе) и гетерогенную (на стенках) рекомбинацию атомов фтора в окислительных соплах, а также обратное влияние пограничного слоя на течение в вязком ядре потока в сопле. Рассчитанные по этой методике профили скорости, температуры, концентраций атомарного и молекулярного фтора и значения давлений на срезах сопел использовались далее в качестве граничных условий при расчете течения в резонаторе.

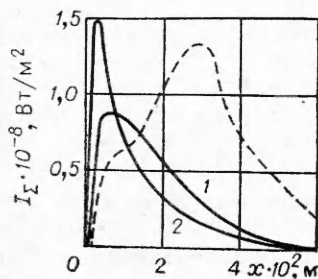


Рис. 5. Продольное распределение суммарной интенсивности излучения.

Способ задания параметров потока на входе в резонатор	E_{Σ}^* кДж/кг	P_H , Па	P_F , Па
Из расчета вязкого течения в сопле с абсолютно каталитической стенкой	96	875	624
То же для сопла с некаталитической стенкой	98	875	624
Из расчета невязкого замороженного течения в соплах	202	539	294

Типичные результаты расчетов, полученные таким образом для случаев, когда стенка сопла является абсолютно каталитической (кривая 1) и абсолютно некаталитической (кривая 2) по отношению к реакции рекомбинации атомарного фтора, представлены на рис. 5. Там же штриховой линией приведены результаты расчетов, полученные в предположении о невязком характере течения в соплах. Соответствующие значения давлений на срезах сопел и удельных энергосъемов лазера представлены в таблице. Из приведенных результатов видно, что при расчете течения в резонаторе учет предыстории потока (вязких эффектов в сверхзвуковых соплах) совершенно необходим для получения реалистичных оценок выходных энергетических характеристик лазера.

Поступила в редакцию 2/XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Лапин, М. Х. Стрелец, М. Л. Шур.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 13. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1982.
2. G. Emanuel. JQSRT, 1971, 11, 11.
3. В. Г. Крутова, А. Н. Ораевский и др. Квантовая электроника, 1976, 3, 9.
4. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. Квантовая электроника, 1979, 6, 4.
5. А. В. Лавров, В. А. Поспелов и др. ФГВ, 1979, 15, 1.
6. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. Препринт ФИАН, № 182, 1976.
7. И. П. Гинзбург. Трение и теплопередача при движении смеси газов. Л.: ЛГУ, 1975.
8. Химические лазеры/Под ред. Р. Гросса и Дж. Ботта. М.: Мир, 1980.
9. Ю. В. Лапин. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1970.
10. J. D. Ramshaw, R. C. Mjolsness, O. A. Farmer. JQSRT, 1977, 17, 2.
11. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961.
12. П. Роуч. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
13. Ю. А. Березин, В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 3, № 4. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1972.
14. Н. Н. Яненко, В. М. Ковеня. Докл. АН СССР, 1977, 232, 6.
15. R. Hoffland, H. Mirels. AIAA J., 1972, 10, 4.
16. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. ЖТФ, 1980, 50, 3.
17. В. К. Баев, В. И. Головичев, В. А. Ясаков. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов. Новосибирск: Наука, 1976.
18. В. А. Поспелов.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 13. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1982.
19. И. А. Басина, В. Л. Дорот, М. Х. Стрелец. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, 3.

ЗАЖИГАНИЕ ТИТАНА ИЗЛУЧЕНИЕМ CO₂-ЛАЗЕРА

Л. Г. Страковский

(Москва)

Лазерный нагрев и зажигание металлов имеют ряд особенностей, основная из которых связана с изменением мощности излучения, поглощаемой образцом в процессе нагрева [1, 2]. Характерно, что для разных металлов указанная особенность проявляется по-разному.

В [3—5] исследовалась кинетика окисления титана при нагреве CO₂-лазером. Тонкие пластинки массой $\leq 0,05$ г нагревались в атмосферном воздухе лазером мощностью до 30 Вт. При временах нагрева 20—