

33. G. Heskestad. J. Appl. Mech., 1965, 39, 4.
 34. S. Rajagopalan, R. A. Antonia. AIAA J., 1980, 18, 9.
 35. М. А. Мешков, Ю. А. Щербина.— В кн.: Аннотации докладов пятого Всесоюзного съезда по теоретической и прикладной механике. Алма-Ата: Наука, 1981.
 36. J. F. Keffer, G. J. Olsen, J. G. Kawalt. J. Fluid Mech., 1977, 79, 3.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ СВЕРХЗВУКОВОГО РЕАГИРУЮЩЕГО ТЕЧЕНИЯ В БЛИЖНЕМ СЛЕДЕ ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

Н. Н. Яненко, В. И. Головичев
 (Новосибирск)

Для достижения высокой полноты сгорания в камере со сверхзвуковым движением рабочего вещества необходимо обеспечить большую глубину проникновения газообразного топлива в поток окислителя. Естественно, что радиальный подвод топлива более предпочтителен по сравнению с осевым. Вдуваемый газ проникает в поток окислителя, перемешиваясь и реагируя с ним при дальнейшем течении. Однако следует учитывать, что сжатие основного потока вследствие уменьшения проходного сечения камеры, вызываемого вдувом струи топлива, должно быть достаточно умеренным, чтобы не вызывать перехода сверхзвукового режима течения в дозвуковой. В этом отношении представляет интерес анализ эффективности радиального вдува топлива в камеру в условиях, когда струя, подаваемая параллельно оси (или плоскости) симметрии потока, является недорасширенной. Реалистичная картина такого течения может быть рассчитана лишь на основе совместного решения полных нестационарных уравнений динамики вязкого газа (уравнений Навье — Стокса) и уравнений переноса массы отдельных компонентов смеси, источники члены в которых описывают совокупность протекающих в потоке неравновесных физико-химических процессов.

Основные законы сохранения массы, количества движения и энергии, лежащие в основе газодинамической модели многокомпонентной сплошной среды, хорошо известны [1] и приведены ниже без вывода и с минимальными пояснениями

$$\begin{aligned}
 \partial \rho / \partial t &= -\partial(\rho u_j) / \partial x_j, \\
 \partial(\rho u_i) / \partial t &= -\partial(\rho u_i u_j) / \partial x_j - \partial p / \partial x_i + \partial \pi_{ij} / \partial x_j, \\
 \partial(\rho I) / \partial t &= -\partial(\rho I u_j) / \partial x_j - p \partial u_j / \partial x_j + \pi_{ij} e_{ij} + \\
 &+ \partial(H_j + \kappa \partial T / \partial x_j) / \partial x_j + \dot{q}_c, \\
 \partial(\rho \alpha_l) / \partial t &= -\partial(\rho \alpha_l u_j) / \partial x_j - \partial J_{lj} / \partial x_j + (\rho_l)_c, \\
 l &= 1, \dots, N.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь t — время; x_j — пространственная переменная; ρ — плотность; u_j — скорость; I — удельная внутренняя энергия; $p = (\gamma - 1)\rho I$ — давление, определяемое из уравнения состояния для N -компонентной смеси калорически совершенных газов; l — индекс компонента смеси; $\alpha_l = \rho_l / \rho$ — безразмерная массовая концентрация; π_{ij} , e_{ij} — тензоры вязких напряжений и скоростей деформации для ньютоновской жидкости; T — статическая температура.

Эффекты молекулярной диффузии моделируются обобщенным законом Фика

$$\vec{J}_l = -(\rho/M) \left[D_l \nabla(\alpha_l M) - \alpha_l \sum_{k=1}^N D_k \nabla(\alpha_k M) \right], \tag{2}$$

в котором D_l означает эффективный коэффициент бинарной диффузии, а M — молекулярную массу смеси. Поток H_j , входящий в уравнение энер-

гии, определяется как $H_r = - \sum_{l=1}^N h_l(T) J_{lj}$, где $h_l = h_l(T)$ — удельная энтальпия l -го компонента смеси. Подобная формулировка диффузионного переноса массы так же, как и более строгая постановка задачи, использующая соотношения Стефана — Максвелла, позволяет избежать затруднений [2], связанных с корректным описанием диффузионных потоков при сильно отличающихся коэффициентах диффузии D_l .

Анализировалась модельная пятикомпонентная смесь газов, в которой имели место две химические реакции, энергетика и кинетические параметры которых приближенно описывают механизм горения водорода в воздухе.

Конечно-разностные аналоги основных законов сохранения (1), как и ранее в [3], решены с помощью модификации полунявного метода ICE [2] с использованием принципа расщепления по физическим процессам [4]. На первом этапе вычислений «явно» рассчитывались значения плотности и компонент импульса ρ и ρu_j через значения конвективных потоков массы и градиента давления, взятых с предыдущего временного слоя. Плотности компонентов смеси ρ_j вычислялись в три этапа, на каждом из которых последовательно учитывался вклад физических процессов конвекции, диффузии и химических реакций. Система уравнений химической кинетики определяет источниковый член в уравнениях баланса массы компонентов смеси

$$(\dot{\rho}_l)_c = M_l \sum_{j=1}^{N_r} (v_{lj}'' - v_{lj}') \omega_j, \quad (3)$$

в котором M_l — молекулярная масса l -го компонента смеси; N_r — число химических реакций; v_{lj}' , v_{lj}'' — стехиометрические коэффициенты j -й реакции $\sum_{l=1}^N v_{lj}' A_l \rightleftharpoons \sum_{l=1}^N v_{lj}'' A_l$ (A_l — химический символ реагента). Величина ω_j вычисляется из закона действующих масс

$$\dot{\omega}_j = \Omega_j^f + \Omega_j^b = k_f^j \prod_{l=1}^N (\rho_l/M_l)^{v_{lj}'} - k_b^j \prod_{l=1}^N (\rho_l/M_l)^{v_{lj}''}, \quad (4)$$

где k_f^j , k_b^j — коэффициенты скорости прямой и обратной стадий j -реакции.

Уравнение (3) интегрировалось по неявной схеме Эйлера [2, 5] для плотности r -го компонента смеси с минимальным значением величины $\text{abs}[\rho_r/M_r (v_{rj}'' - v_{rj}')]]$ таким образом, что вклад j -й реакции, рассчитанный с использованием соотношения

$$\dot{\omega}_j \Delta t = \rho_r / [M_r (v_{rj}'' - v_{rj}')] (Q_j/Q_b - 1), \quad (5)$$

где Δt — шаг интегрирования по времени, а

$$Q_j = \rho_r + \Delta t M_r (v_{rj}'' \Omega_j^f + v_{rj}' \Omega_j^b),$$

$$Q_b = \rho_r + \Delta t M_r (v_{rj}' \Omega_j^f + v_{rj}'' \Omega_j^b),$$

естественно учитывался в изменении концентраций всех компонентов, принимавших участие в j -й реакции путем замены ω_j в выражении (3) на величину $\dot{\rho}_r / [M_r (v_{rj}'' - v_{rj}')]]$. Описанный подход обеспечивает точный баланс полной массы на каждой итерации в отличие от других реализаций, удовлетворяющих этому условию лишь после сходимости итерационного процесса.

Далее интегрировалось уравнение для удельной внутренней энергии с учетом эффектов диффузии и химических реакций. Окончательное решение определялось с помощью процедуры итерационного уточнения поля давления таким образом, чтобы плотность и компоненты импульса

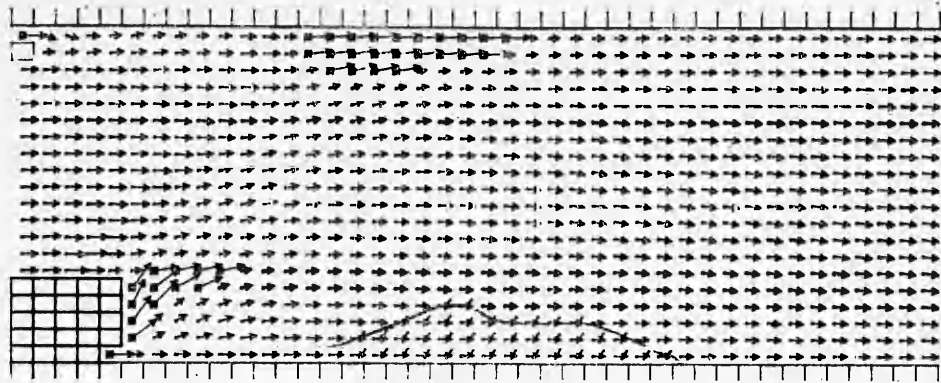


Рис. 1. Схема анализируемого течения. Точка течения, принадлежащая дозвуковой области, отмечена квадратиком для плоского течения и сплошной линией — для осесимметричного; $t = 0,5$ — безразмерное время.

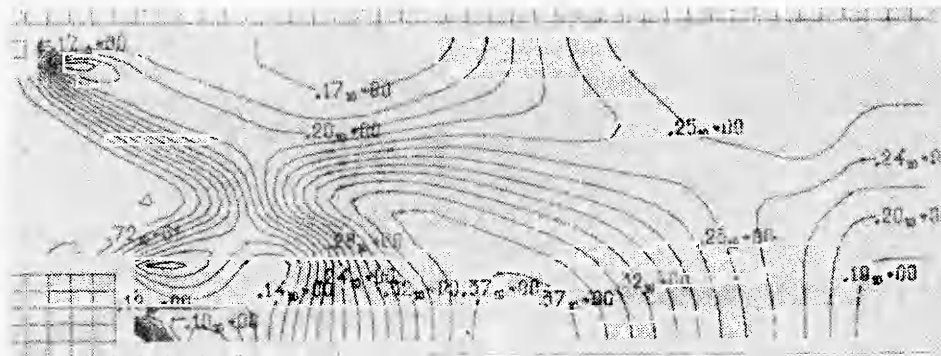


Рис. 2. Изолинии статического давления стационарного осесимметричного течения (в безразмерных единицах); $t = 0,5$.

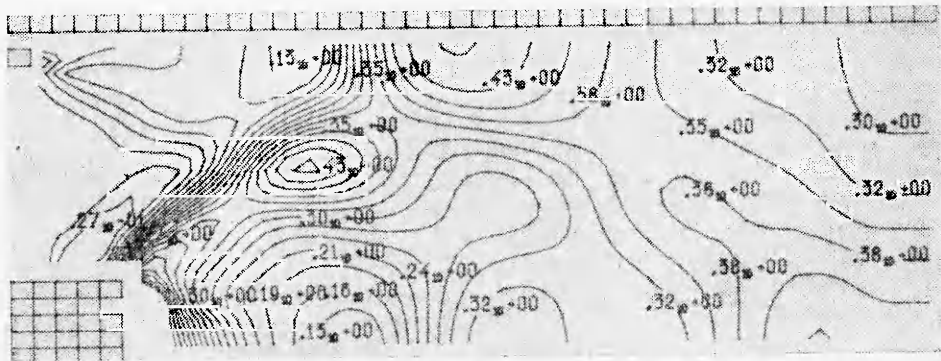


Рис. 3. Изолинии статического давления стационарного осесимметричного течения при вдуве топлива с периферии инжектора.

с заданной точностью удовлетворяли уравнению неразрывности во всех расчетных ячейках.

При решении полных нестационарных уравнений Навье — Стокса по параметру расчетной области задавались простейшие граничные условия «скольжения», «отражения», а также «мягкие» граничные условия на выходе потока из канала.

В работе [3] численно анализировалось плоское ограниченное течение в донной области одиночного инжектора. Для реализации эффектив-

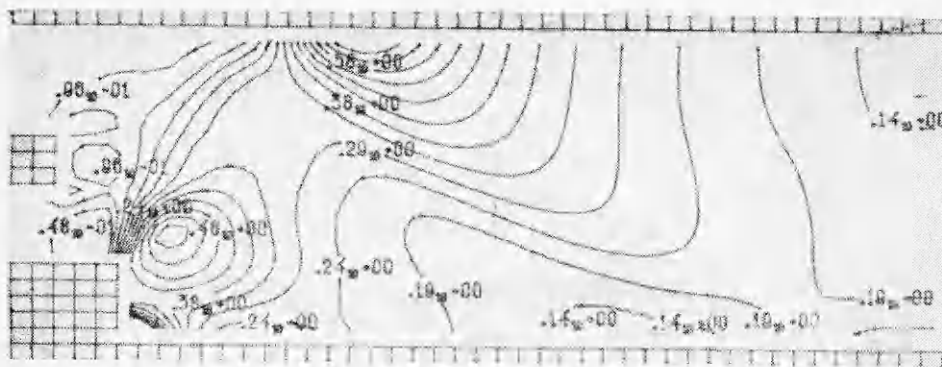


Рис. 4. Изолинии статического давления стационарного плоского течения при наличии пары инжекторов; $t = 0,5$.

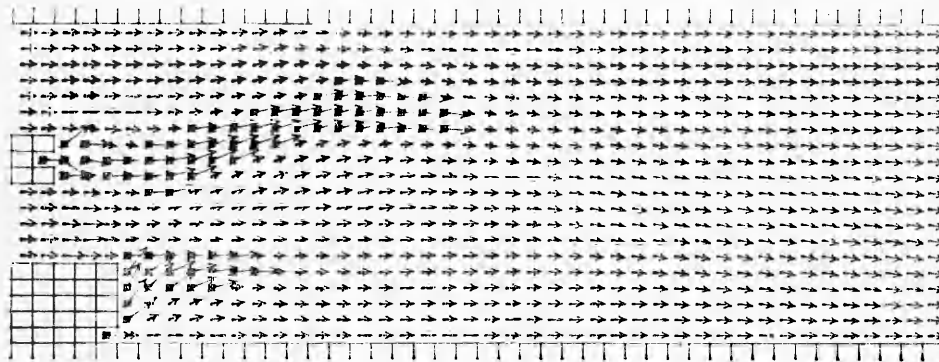


Рис. 5. Векторное поле плоского стационарного течения при наличии пары инжекторов.

ного термического сжатия потока использовался дополнительный вдув пристенной звуковой ($T_{0j} = 300$ К) струи водорода со степенью перасчетности, равной 5. Схема течения при числе $Re = 3000$, определенном по условиям потока вблизи плоскости и размеру уступа, приведена на рис. 1, на котором приведено стационарное векторное поле скорости. В настоящей работе, как и ранее, параметры потоков на входе в канал соответствуют случаю «сильного» вдува звуковой струи водорода ($p_{0j} = 0,5$ атм, $T_{0j} = 300$ К) вдоль плоскости симметрии ближнего следа, образуемого сверхзвуковым потоком воздуха ($M_e = 4,2$, $p_{0e} = 0,0123$ атм, $T_{0e} = 650$ К). Струя топлива в этом канале расширяется подобно сверхзвуковому потоку, проходящему через веер волн разрежения. Торможение сверхзвукового потока горением сопровождается заметным повышением давления в области течения вблизи верхней стенки канала, где имеют место формирование прямого скачка уплотнения и переход сверхзвукового режима течения в дозвуковой. Вектора скорости в этих зонах помечены квадратами.

В осесимметричном случае, который не анализировался в работе [3], картина течения в ближнем следе заметно меняется и напоминает структуру недорасширенной сверхзвуковой струи с прямым скачком уплотнения на оси следа (рис. 2). Положение дозвуковой зоны в этом случае также отмечено на рис. 1 сплошной линией. Использование кольцевого вдува по периферии цилиндрического тела приводит к реализации более сложной структуры течения, характеризующейся наличием пары прямых скачков уплотнения, расположенных вблизи верхней стенки канала и оси следа (рис. 3). Однако следует отметить, что дальнейшая эволюция течения при таком способе подачи топлива приводит к режиму «теплого заширания» потока, так как интенсивное тепловыделение имеет ме-

сто и в потоке окислителя, куда проталкивается из донной области зона рециркуляции. На рис. 4, 5 приведены численные результаты анализа плоского течения при подаче дополнительного топлива посредством вдува звуковой струи водорода через дополнительный инжектор, располагавшийся по центру канала. В этом случае имеет место регулярное отражение «сорванного» скачка уплотнения от верхней стенки канала, а наличие развитой дозвуковой области течения (см. рис. 5) не приводит к тепловой блокаде всего течения. При этом достигается и самая высокая степень завершения процесса горения.

Поступила в редакцию 29/VII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Компанец, А. А. Овсянников, Л. С. Полак. Химические реакции в турбулентных потоках газа и плазмы. М.: Наука, 1979.
2. У. Ривард, Т. Батлер, О. Фармер. Численное решение задачи гидродинамики. М.: Мир, 1977.
3. В. И. Головичев. ФГВ, 1983, 19, 1.
4. В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
5. V. K. Baev, V. I. Golovichev a. o. Numerical Modelling of a Chemically Driven $H_2 - HCl$ Transfer Laser. Paper presented at the VIII-th ICOGER. Heat and Mass Transfer Institute, Minsk, USSR, 24—28 August 1981.

О ТЕПЛОМ РЕЖИМЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

А. И. Розловский
(Москва)

В [1] описан эффект интенсивного воздействия излучения пламени смесей $CH_4 + Cl_2$ по механизму хемилюминесценции на тугоплавкую пористую кварцевую матрицу, стабилизирующую горение; при этом матрица легко оплавляется. Имеющиеся сведения об интенсивности такого излучения [2] позволяют сделать некоторые количественные, хотя и приближенные, оценки теплового режима твердого тела в поле излучения пламени. На их основе возможны определенные выводы об использовании различного оборудования в среде, реакция в которой сопровождается интенсивной радиацией.

Рассмотрим тепловой режим процесса для следующей упрощенной модели. У бесконечной плоской массивной стенки, нагреваемой излучением, зафиксировано стационарное пламя. Пренебрежем существованием каналов и зерен у пористой матрицы, а также кондуктивным и конвективным теплообменом с газовым потоком. При этом тепловой баланс определяется влиянием трех факторов: потока излучения хемилюминесценцией от плоского пламени к нагреваемой им стенке, потока вторичного теплового излучения от поверхности матрицы в окружающее пространство и кондуктивной теплопередачей в массивной стенке.

Опишем сначала режим, при котором действуют только два первых фактора, не учитывая распространение зоны нагревания в стенке. При этом тепловые потоки излучения (в единицу времени) от пламени q_b и от стенки q_s уравниваются после достижения поверхностью матрицы стационарной температуры T_s . Очевидно, что $q_b = Q_r u_i p / 2RT_0$, где Q_r — тепловой эффект излучения путем хемилюминесценции при сгорании одного моля горючей смеси, известный из независимых измерений; u_i — линейная скорость потока горючей смеси в исходном состоянии (p, T_0), т. е. объемная скорость потока, отнесенная к единице поверхности матрицы, множитель 2 в знаменателе обусловлен тем, что на матрицу попадает половина излучения плоского пламени. Радиационный поток от единицы