

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихомиров В. Г. Экспериментальное исследование горения распыленного жидкого топлива в турбулентном потоке // Тр. ин-та им. П. И. Баранова.— 1956.— № 283.
2. Mizutani Y., Nishimoto J. Turbulent flame velocities in premixed sprays // Combust. Sci. Technol.— 1972.— 6.— P. 1—10.
3. Mizutani Y., Nakajima A. Combustion of fuel vapor-drop-air systems // Combust. Flame.— 1973.— 21.— P. 343—350.
4. Polymeropoulos C. S., Das S. The effect of droplet size on the burning velocity of kerosene — air sprays // Ibid.— 1975.— 25.— P. 247—258.
5. Myers G. D., Lefebvre A. H. Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel drops and air // Ibid.— 1986.— 66.— P. 193—210.
6. Кузнецов В. Р. Влияние турбулентности на горение распыленного жидкого топлива // ФГВ.— 1988.— 24, № 6.— С. 51—56.
7. Латолина А. П., Федосеев В. Ф., Полищук Д. И. Экспериментальное исследование горения капель некоторых топлив в потоке горячего воздуха // Тр. ОГУ им. И. И. Мечникова. Сер. физ. наук.— 1960.— 150, вып. 7.— С. 85—96.
8. Клячко Л. А., Кудрявцев А. В. Горение капель топлива в потоке нагретого воздуха // ПМТФ.— 1963.— № 6.— С. 80—86.
9. Агафонова Ф. А., Гуревич М. А., Тарасова Е. Ф. Условия устойчивости горения единичных капель жидкого топлива // Третье Всесоюз. совещание по теории горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.— Т. 2.— С. 29—39.
10. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Лабрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
11. Vanquickenborne L., Van Tiggelen A. The stabilization mechanism of lifted diffusion flames // Combust. Flame.— 1966.— 10.— P. 59—69.
12. Kalghatgi G. J. Blow-out-stability of gaseous jet diffusion flames // Combust. Sci Technol.— 1981.— 26.— P. 233—239.
13. Основы горения углеводородных топлив.— М.: ИЛ, 1960.
14. Кабанов В. В., Клубничкин В. С. Экспериментальное определение сопротивления сферической частицы в потоке аргонной плазмы // ИФЖ.— 1985.— XLVIII, вып. 3.— С. 391—402.

г. Москва

Поступила в редакцию 25/IX 1990

УДК 536.532.517.4

С. И. Барановский, А. С. Надворский, А. И. Турищев

ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Проведено экспериментальное исследование и математическое моделирование процессов горения распыленного жидкого углеводородного топлива в высокотемпературном сверхзвуковом потоке.

Сравнение результатов расчета с экспериментом показало, что предложенная модель течения может быть использована для определения характеристик горения распыленного керосина в сверхзвуковых камерах сгорания.

В камерах сгорания с малым временем пребывания рабочего тела, таких как сверхзвуковые камеры сгорания ГПВРД, характерные времена протекания химических реакций становятся соизмеримыми с временами диффузии [1, 2], и для адекватного описания рабочего процесса необходимо построение детальной модели химической кинетики. В отмеченных работах такие модели построены для горения газообразного водорода.

При использовании в качестве топлива жидких углеводородов задача усложняется необходимостью учета процессов испарения жидкой фазы и ее влияния на турбулентные характеристики течения. При этом существенное значение имеет эффективность численного метода решения уравнений сохранения, поскольку интегрирование уравнений химической кинетики, так же как и уравнений межфазного взаимодействия, требует значительного машинного времени. По этой же причине при построении математической модели необходим оптимальный выбор принятых допущений, позволяющих из всего спектра сложных физико-химических процессов выделить основные, оказывающие определяющее влияние на эффективность рабочего процесса.

В данной работе разработана двумерная численная модель осесимметричной камеры сгорания ГПВРД на жидком углеводородном топливе с учетом межфазного тепло- и массообмена, влияния жидкой фазы на турбулентные характеристики течения и конечности скоростей химических реакций.

Система уравнений записана в приближении пограничного слоя, при этом дисперсная фаза считается непрерывной, коагуляция и дробление капель не учитываются, скольжение частиц учитывается только в продольном направлении, динамическое взаимодействие фаз определяется силой аэродинамического сопротивления, капли считаются сферическими, монодисперсными, с размером, равным среднему объемно-поверхностному диаметру.

Система осредненных уравнений сохранения для газовой фазы включает проекцию уравнения импульсов на ось x , уравнения неразрывности, сохраняя концентрации химических компонентов, энергии и состояния для газа:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y}(y \rho v) = J, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \mu_{ef} \frac{\partial u}{\partial y} \right) - F_x - J(u - u_p) - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial m_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial m_i}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu_{ef}}{Sc_{ef}} \frac{\partial m_i}{\partial y} \right) - J m_i + \dot{\omega}_i, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu_{ef}}{Pr_{ef}} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu_{ef} \left[\left(1 - \frac{1}{Pr_t} \right) u \frac{\partial u}{\partial y} + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{1}{\sigma_h} - \frac{1}{Pr_t} \right) \frac{\partial K}{\partial y} \right] \right\} + F_x(u - u_p) + \frac{J}{2}(u - u_p)^2 - J[h_v(T) - h_v(T_p)] - Q, \end{aligned} \quad (4)$$

$$p = \rho RT. \quad (5)$$

Здесь ρ — плотность; u, v — продольная и поперечная составляющие скорости; m_i — массовая концентрация химических компонентов; J — массовая скорость испарения капель, определяемая с учетом конвективного массообмена; p — давление; T — температура; R — газовая постоянная; h — статическая энтальпия; K — кинетическая энергия турбулентности; F_x — сила аэродинамического сопротивления частиц; $\dot{\omega}_i$ — скорость изменения концентрации компонентов в результате химических реакций; Q — количество тепла, отбираемого от газа к частицам топлива, вычисляемое с учетом конвективного теплообмена при отсутствии радиационного теплопереноса; индексы p и v указывают на соответствующие параметры жидкой фазы и пара.

Уравнение (4) записано для полной энтальпии, определяемой как

$$H = \sum_j h_j(T) m_j + (u^2 + v^2)/2 + K.$$

Для паров топлива в (3) появляется дополнительный источниковый член $+J$ за счет испарения жидкой фазы.

Система уравнений замыкается двухпараметрической моделью турбулентности Лаундера — Джонса

$$\rho u \frac{\partial K}{\partial x} + \rho v \frac{\partial K}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu_{ef}}{Pr_{ef}} \frac{\partial K}{\partial y} \right) + \dot{\omega}_i \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \rho(\varepsilon + \varepsilon_p), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu_{ef}}{Pr_{ef}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_{\varepsilon 1} \left(\frac{\varepsilon}{K} \right) \dot{\omega}_i \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \\ - C_{\varepsilon 2} \left(\frac{\varepsilon}{K} \right) \rho \varepsilon - \rho \Phi_p, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\mu_{ef} = \rho C_\mu K^2 / \varepsilon. \quad (8)$$

Дополнительные члены ϵ_p и Φ_p учитывают влияние жидкой фазы на турбулентные характеристики течения и вычисляются в соответствии с [3]. Поправка на сверхзвуковую сжимаемость учитывается в виде зависимости коэффициента C_m от числа Маха M .

Система осредненных уравнений для дисперсной фазы включает в себя проекцию уравнения импульсов на ось x , уравнения сохранения концентрации жидкой фазы, энергии и для массы одиночной капли, значение которой необходимо для вычисления параметров, связанных с межфазным взаимодействием:

$$\rho_p u_p \frac{\partial \kappa}{\partial x} + \rho_p v^* \frac{\partial \kappa}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y D_p \rho_p \frac{\partial \kappa}{\partial y} \right) - \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y D_p \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} [\rho (u_p - u)] + (1 + \kappa) J, \quad (9)$$

$$\rho_p u_p \frac{\partial u_p}{\partial x} + \rho_p v^* \frac{\partial u_p}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(-y \rho_p \overline{u_p' v_p'} \right) + F_x, \quad (10)$$

$$\rho_p u_p \frac{\partial T_p}{\partial x} + \rho_p v^* \frac{\partial T_p}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(-y \rho_p \overline{T_p' v_p'} \right) + \frac{Q_p}{c_F}, \quad (11)$$

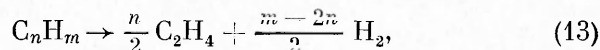
$$\rho_p u_p \frac{\partial \bar{m}}{\partial x} + \rho_p v^* \frac{\partial \bar{m}}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y D_p \rho_p \frac{\partial \bar{m}}{\partial y} \right) + \bar{m} J, \quad (12)$$

где $\kappa = \rho/\rho_p$ — величина, обратная концентрации жидкости; ρ_p — распределенная плотность жидкой фазы; $\bar{m} = M_0/M_p$, M_0 и M_p — начальное и текущее значения массы капель; $Q_p = Q - JL$ — доля тепла, идущего на прогрев капель; L — теплота парообразования; $v^* = v + \overline{\rho_p v_p'}/\rho_p$.

Выражение (9) получено из уравнений неразрывности для несущей и дисперсной фазы с использованием градиентного представления для корреляции $\overline{\rho' v'}$ и условия равенства поперечных скоростей газа и капель. Уравнение для массы одиночной капли (12) получено из уравнений сохранения численной концентрации частиц и неразрывности жидкой фазы.

Коэффициент диффузии капель D_p определяется с учетом продольного скольжения фаз как функция кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации [3]. Корреляция $\overline{u_p' v_p'}$ пропорциональна соответствующей корреляции для газа, коэффициент пропорциональности является функцией времени аэродинамической релаксации и числа Рейнольдса в относительном движении [3]. Корреляцией $\overline{T_p' v_p'}$ пренебрегаем из физических соображений, поскольку с ростом температуры газа температура капель асимптотически стремится к температуре кипения и ее пульсации малы.

Для моделирования неравновесной химической кинетики использован четырехстадийный обобщенный механизм окисления углеводородов Хатмана [4], включающий реакции



где $C_2 H_4$ представляет класс промежуточных олефинов, преимущественно этилен и пропилен. Скорости реакций определяются по эмпирическим формулам, полученным обобщением большого числа экспериментальных данных.

Для решения жестких уравнений (3) использован метод расщепления по физическим процессам [1]. При этом скорость образования i -го компонента оказывается в правой части обыкновенного дифференциально-

го уравнения, решаемого экономичным методом Розенброка — Ваннера. При расчете течений в каналах продольный градиент давления определялся итеративно по геометрии канала.

Для решения системы (1) — (12) использован экономичный метод Патанкара — Сполдинга [5], хорошо зарекомендовавший себя в работах [1, 2] и впервые обобщенный для случая двухфазных течений с тепло- и массообменом между фазами. Решение уравнений непрерывной и дисперсной фаз ведется на отдельных конечно-разностных сетках в координатах (x, ω) и (x, ω_p) , где x — продольная координата, ω, ω_p — безразмерные функции тока несущей и дисперсной фаз. Значения обменных членов на каждом шаге интегрирования определяются взаимной интерполяцией.

В новых координатах уравнения сохранения для каждой фазы приводятся к обобщенному виду

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} + (a + b\omega) \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(c \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right) + d. \quad (17)$$

Коэффициенты a и b модифицированы с учетом межфазного массообмена

$$a = \frac{1}{\Psi_E - \Psi_I} \left[(\rho vr)_I + \int_{r_I}^r yJ dy \right], \quad (18)$$

$$b = \frac{1}{\Psi_E - \Psi_I} \left[(\rho vr)_E - (\rho vr)_I - \int_{r_I}^{r_E} yJ dy \right], \quad (19)$$

где Ψ — функция тока; r — радиус; индексы E и I относятся к внешней и внутренней границам расчетной области. Для дисперсной фазы знаки перед интегралами меняются на противоположные. Остальные коэффициенты уравнения (17), решаемого методом второго порядка точности на шаблоне Кранка — Николса, вычисляются в соответствии с [5].

Результаты расчетов по предложенной модели сравнивались с экспериментальными данными, полученными на установке, подробно описанной в [1]. Она состоит из кольцевой камеры сгорания, подогревателя воздуха, кольцевого сверхзвукового сопла и центрального тела для осесимметричной подачи топливоздушной смеси в высокотемпературный сверхзвуковой поток окислителя. Концевой конус центрального тела заканчивается коническим сверхзвуковым соплом на $M = 1,5$ с диаметром выходного сечения 11,6 мм. К выходному фланцу сверхзвукового сопла подогревателя ($M = 2,5$) пристыкована исследуемая цилиндрическая охлаждаемая камера сгорания длиной 960 и диаметром 70 мм. Статическое давление на входе в камеру сгорания близко к атмосферному, химический состав — продукты сгорания бензина Б-70 в воздухе, концентрация кислорода восстанавливалась до 23 %. Эксперименты по сверхзвуковому горению керосина ТС-1 в цилиндрической камере сгорания проводились в широком диапазоне температур потока и коэффициентов избытка воздуха.

Результаты численного моделирования процесса в камере сгорания при температуре потока окислителя 1960 К и сравнение с экспериментальными данными показаны на рис. 1, где кривые 1—3 соответствуют коэффициенту избытка воздуха $\alpha = 4,9; 5,3; 5,4$. Для режимов с плавным нарастанием давления (2 и 3) наблюдается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных. При увеличении расхода керосина (линия 1) экспериментальный профиль в отличие от расчетного характеризуется резким повышением давления в зоне $\bar{x} = 40$ с постепенным снижением к концу камеры, где давление равно расчетному. При этом на всех режимах течение на выходе из камеры остается сверхзвуковым, что следует из рис. 2. Наблюдаемый в эксперименте скачок давления не может быть объяснен интенсификацией тепловыделения, так как расчетное значение полноты сгорания на этом режиме (рис. 3) приближается

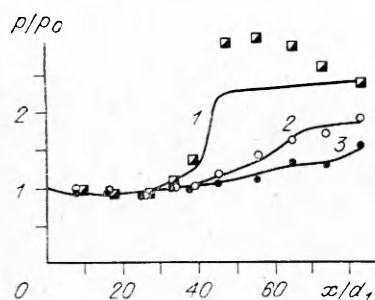


Рис. 1.

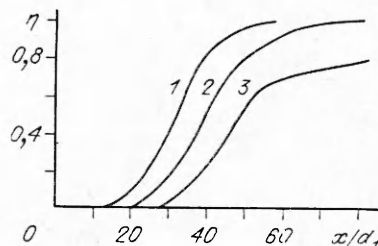


Рис. 3.

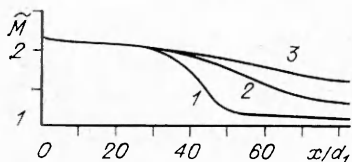


Рис. 2.

к единице уже при $\bar{x} = 50$. Вероятно, это связано с отрывом пограничного слоя, возникающим, когда продольный градиент давления превышает критическое значение. При увеличении расхода топлива градиент давления возрастает и зона отрыва смещается вверх по потоку, чем объясняется наблюдаемый в эксперименте характер изменения профилей давления.

Таким образом, предложенная математическая модель позволяет получить достаточно точное описание рабочего процесса в модельной камере сгорания на диффузионных режимах горения. Однако для успешного моделирования всех возможных режимов течения в таких камерах, включая режимы с отрывом пограничного слоя и возникновением зон обратных токов, необходимо создание математической модели на основе полных уравнений Навье — Стокса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baranovsky S. I., Levin V. M., Nadvorsky A. S. et al. Heat transfer in supersonic coaxial reacting jets // *Int. J. Heat and Mass Transfer.*—1990.— 33, N 4.— P. 641—649.
2. Баев В. К. и др. Горение в сверхзвуковом потоке.— Новосибирск: Наука, 1984.— 304 с.
3. Шрайбер А. А. и др. Турбулентные течения газозвеси — Киев: Наук. думка, 1987.— 240 с.
4. Hautman D. J. et al. A Multiple-step overall kinetic mechanism for the oxidation of hydrocarbons // *Combust. Sci. Technol.*— 1981.— 25.— P. 219—235.
5. Патанкар С., Сполдинг Д. Тепло- и массообмен в пограничных слоях.— М.: Энергия, 1971.

г. Москва

Поступила в редакцию 29/VII 1991

УДК 536.46.662.612

В. Р. Кузнецов

ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ И ОБРАЗОВАНИЕ ТОКСИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ

Рассмотрено турбулентное горение однородной смеси и образование токсичных веществ. Построена модель, исходящая из представления о том, что основной процесс окисления происходит в узких зонах, а полное догорание топлива и образование окислов азота — во всем объеме слабонеравновесных продуктов сгорания. Первая стадия описана с помощью уравнения для плотности вероятностей температуры. Проанализированы его решения и показано, что скорость распространения в среднем плоского пламени целиком определяется условиями на его передней (примыкающей к свежей смеси) границе. Вторая стадия процесса описана с помощью уравнения для средних концентраций. Средние значения скоростей реакций вычислены по результатам исследования плотности вероятностей температуры.