

$Y_\infty(\vec{r})$  и средние значения характеристик газа по соотношению (13), решить уравнения (2), (12) и, наконец, решив уравнения (4) и (14), найти  $\bar{h}$  и  $h_\infty$ . Затем повторить описанную процедуру несколько раз, пока не будет удовлетворен выбранный критерий сходимости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Брей К. Н.— В кн.: Турбулентные течения реагирующих газов/Под ред. П. Либби, Ф. Вильямса.— М.: Мир, 1983.
2. Spalding D. V. Chem. Eng. Sci., 1971, 26, 1, 96.

Поступила в редакцию 18/VII 1986

### ДИФФУЗИОННЫЙ ФАКЕЛ РАСПЫЛЕННОГО КЕРОСИНА В СПУТНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

С. И. Барановский, М. Н. Михайлов

(Москва)

Применение пневматического распыления топлива в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей позволяет существенно увеличить полноту сгорания, уменьшить сажеобразование и выброс токсичных веществ. Для проектирования камер сгорания и других горелочных устройств необходима математическая модель факела распыленного пневматической форсункой жидкого топлива, отсутствующая сегодня. Это связано в первую очередь с проблемой математического описания турбулентной двухфазной реагирующей струи, развивающейся в сложном поле течения, где роль «двухфазных эффектов», по-видимому, наиболее важна.

Немногочисленные экспериментальные исследования затопленного факела горения жидкого топлива, полученного с помощью пневматических форсунок, обнаружили ряд особенностей, позволяющих существенно облегчить математическое описание процесса. Так, в работах [1, 2] показано, что факел хорошо распыленного керосина развивается по законам диффузионного горения, весьма близким к таковым для газообразного топлива, и что при скоростях распыленного газа, превышающих  $150 \div 200$  м/с, размер капель мал, поэтому определяющим фактором становится массовая концентрация топлива в форсунке. Такой режим течения определен в [3] как «квазиравновесная среднedisперсная двухфазная струя».

В настоящей работе предлагается дальнейшее развитие этой модели для описания процесса горения такой струи в спутном сверхзвуковом потоке, т. е. модель диффузионного факела распыленного азотом керосина в высокотемпературном воздушном потоке. При разработке модели сделаны общепринятые допущения: течение считается установившимся; используется приближение пограничного слоя в квазиламинарной постановке (отсутствие пульсаций концентраций). Используются исходные допущения работы [3], относящиеся к описанию эффектов двухфазности: осредненное движение фаз равновесно; в пульсационном движении справедлива гипотеза Г. Н. Абрамовича; фазовые переходы, коагуляция и дробление отсутствуют; капли сферические и монодисперсные; объемная концентрация жидкой фазы ничтожно мала.

Система уравнений сохранения, использованная в [3], дополнена уравнением энергии и источниковым членом в уравнении диффузии

$$\frac{\partial \rho u y^j}{\partial x} + \frac{\partial \rho v y^j}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{y^j} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_{эфф} y^j \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_{\text{эфф}}}{Pr_T} y^j \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_{\text{эфф}} - \frac{\mu_{\text{эфф}}}{Pr_T} \right) \frac{\partial u^2}{\partial y}, \quad (3)$$

$$\rho u \frac{\partial m_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial m_i}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_{\text{эфф}}}{Sc_T} y^j \frac{\partial m_i}{\partial y} \right) + R_i, \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad (5)$$

Здесь  $j$  — индекс типа течения ( $j=1$  — осесимметричное,  $j=0$  — плоское);  $\mu_{\text{эфф}}$  — эффективный коэффициент турбулентной вязкости;  $m_i$  — массовая концентрация  $i$ -го компонента;  $Pr_T$  — турбулентное число Прандтля;  $Sc_T$  — турбулентное число Шмидта;  $R_i$  — скорость образования  $i$ -го компонента. Для замыкания системы (1)–(5) использовалась модель турбулентности Прандтля:

$$\mu_{\text{эфф}} = \mu_L + \mu_T, \quad \mu_T = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|,$$

где  $l_m = \lambda \delta$  — путь перемешивания;  $\delta = y_2 - y_1$  — ширина слоя смешения между точками, где значения осредненной скорости равны 0,1 и 0,9 нормализованной скорости в точках  $y_1$  и  $y_2$ :

$$[(u - u_2)/(u_1 - u_2)]_{y=y_1} = 0,1,$$

$$[(u - u_2)/(u_1 - u_2)]_{y=y_2} = 0,9.$$

В рамках модели двухфазной квазиравновесной струи константа  $\lambda$  есть функция начальной концентрации  $\kappa_0$  [5]:

$$\lambda = 0,11(1 + \kappa_0)^n.$$

Как показано в [5], значение  $n = -1$ , соответствующее модели Абрамовича [6], вполне удовлетворительно описывает эффект подавления турбулентности каплями. Для вычисления источников члена  $R_i$  в (4) используется модель Сполдинга [7], основанная на одностадийной брутто-реакции.

В рамках данной модели скорость потребления топлива в результате химических реакций определяется только турбулентным обменом между вихрями топлива и окислителя:

$$R_T = -C_\phi \frac{[(m_T)_u - m_T] (m_T - m_{T1B})}{(m_T)_u - (m_T)_{T1B}} \rho \frac{\partial u}{\partial y},$$

где  $m_T = m_{\text{ок}} - m_T S$  — концентрация топлива в несгоревшей смеси ( $S$  — количество окислителя на 1 кг топлива);  $(m_T)_u$  — концентрация топлива в несгоревшей смеси на предыдущем шаге;

$$m_{T1B} = \begin{cases} 0, & \text{если } m_{\text{ок}} - m_{\text{топ}} S > 0, \\ m_T - \frac{m_{\text{ок}}}{S}, & \text{если } m_{\text{ок}} - m_{\text{топ}} S \leq 0; \end{cases}$$

$C_\phi$  — константа, коэффициент несмешанности (чем лучше перемешана смесь к моменту горения, тем интенсивнее процесс [7]). Таким образом, получаем замкнутую систему параболических уравнений, которая решается методом Патанкара — Сполдинга [8]. Основное достоинство предлагаемой модели заключается в том, что для ее реализации не требуется коренной модернизации отлаженной и проверенной на многих классах турбулентных газовых струйных течений базовой программы PARABOL, разработанной в [4, 8, 9].

Отсутствие экспериментов с диффузионным факелом керосина в спутном потоке привело к тому, что первое сравнение результатов расчета по предложенной программе проведено с экспериментальными данными по затопленному керосино-воздушному факелу [2] (рис. 1). Зна-

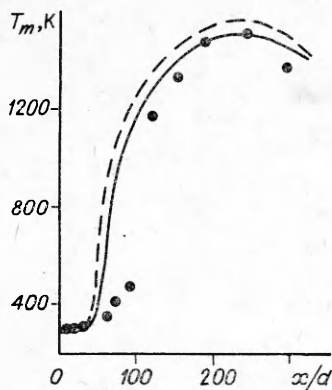


Рис. 1. Изменение температуры по оси затопленного керосино-воздушного факела. Точки — эксперимент [2]; линии — расчет при  $C_\phi = 0,3$  (сплошная) и  $0,4$  (штриховая).

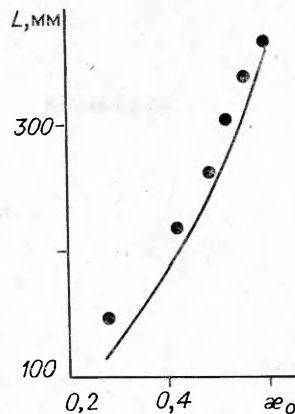


Рис. 2. Влияние начальной концентрации на длину затопленного диффузионного факела.

чение  $C_\phi = 0,4$  рекомендовано в [7] для газового факела, но, как следует из рис. 1, при  $C_\phi = 0,3$  наблюдается лучшее соответствие эксперименту, что можно объяснить влиянием капель керосина на процесс смешения. В дальнейшем использовалось  $C_\phi = 0,3$ . На рис. 2 представлено сравнение расчета с экспериментом [2] для длины факела  $L$ , определяемой как расстояние по оси факела до сечения, в котором концентрация керосина достигает значения  $0,01$ . Качественное и в известной степени количественное соответствие расчетных и экспериментальных данных по затопленному факелу дает возможность применения представленного метода и к диффузионному факелу в спутном потоке.

При расчетах факела в спутном потоке приняты следующие условия: из сверхзвукового сопла диаметром  $d_1 = 7$  мм на режиме полного расширения истекает двухфазная газок капельная струя со скоростью  $u_1 = 350 \div 900$  м/с,  $T_1 = 300$  К; несущий газ струи — азот, в котором равномерно распределены капли керосина. Размер последних зависит от скорости азота на срезе сопла, но не превышает  $20$  мкм для минимального значения  $u_1 = 350$  м/с. Для внешнего сверхзвукового потока подогретого воздуха  $M_2 = 2,5$  и  $T_2 = 2000$  К, что соответствует  $u_2 = 350$  м/с и  $T_2 = 900$  К. Давления в струе и в потоке одинаковы и равны атмосферному.

На рис. 3 приведены зависимости безразмерной скорости на оси струи  $\bar{u}_m = u_m/u_{m_0}$  для разных значений параметра спутности  $m = u_2/u_1$ . Уменьшение  $m$  приводит к более быстрому затуханию осевой скорости,

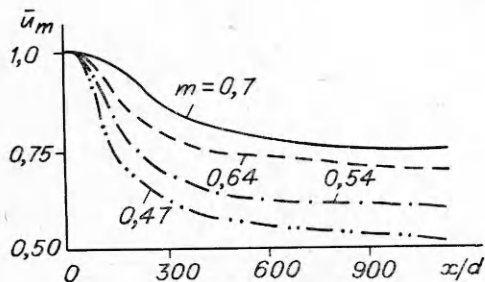


Рис. 3. Влияние параметра спутности на затухание осевой скорости.

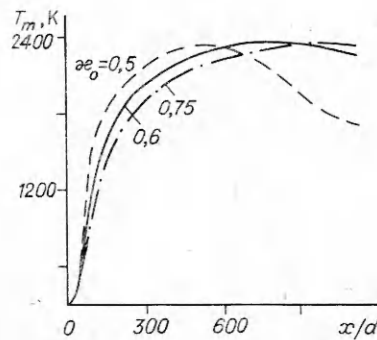


Рис. 4. Влияние начальной концентрации жидкого топлива на распределение температуры по оси факела.

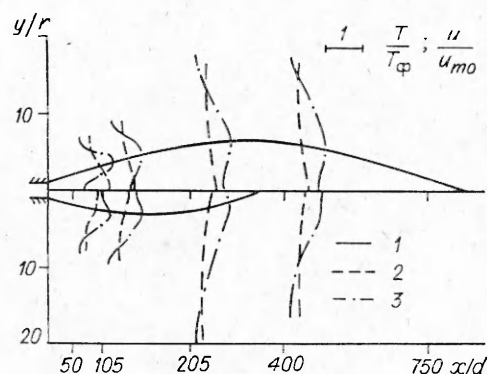


Рис. 5. Схема течения факелов пропана и жидкого керосина в спутном сверхзвуковом потоке воздуха.

1 — граница факела; 2 —  $u/u_{m_0}$ ;  
3 —  $T/T_{\phi}$ .

что объясняется известным для газовых диффузионных факелов влиянием градиента скорости на турбулентную вязкость, увеличение которой приводит к интенсификации процесса смешения и, как следствие, длины диффузионного факела.

Для затопленного диффузионного керосинового факела и для факела в спутном потоке начальная концентрация керосина в центральной струе  $\omega_0$  оказывает существенное влияние на длину и другие параметры факела. На рис. 4 показано влияние  $\omega_0$  на распределение температуры по осп факела. Изменение  $\omega_0$  от 0,5 до 0,75 приводит к увеличению  $L$  приблизительно в 3 раза (в данном случае за величину  $L$  считалось расстояние от сопла до сечения с максимальным значением температуры на осп). Значительно более высокие величины максимальной температуры по сравнению с затопленным факелом объясняются высокой начальной температурой в спутном потоке.

Для более четкого выделения влияния каплей в струе на развитие факела на рис. 5 показано распределение температуры и скорости в одинаковых сечениях двух факелов: пропанового (нижняя часть графика) и керосинового (верхняя часть). Стехиометрический коэффициент и теплотворная способность приняты равными, одинаковы начальные скорости ( $u_1 = 750$  м/с,  $u_2 = 350$  м/с), температуры ( $T_1 = 300$  К,  $T = 900$  К), параметр спутности ( $m = 0,47$ ). На рис. 5  $T_{\phi}$  — температура фронта пламени,  $u_{m_0}$  — начальная осевая скорость. Видно, что присутствие каплей в керосиновом факеле приводит к более медленному его развитию, что объясняется эффектом «подавления турбулентности» каплями [6]. В [1] сделан вывод, что при одинаковых импульсах длины факелов пропана и распыленного керосина одинаковы, но при этом не учитывались турбулентная природа диффузионного факела и, как следствие, зависимость длины последнего от начальной концентрации. Концентрация керосина слабо влияет на импульс струи, но очень сильно — на длину факела. Поэтому в данном случае равенство длин факелов носит частный характер. В общем случае факел распыленного керосина не эквивалентен факелу газообразного топлива.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Onuma Y., Ogasawara M. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, 1974.
2. Барановский С. И., Николенко В. П., Турищев А. И. ФГВ, 1985, 21, 6, 14.
3. Барановский С. И. — В кн.: Турбулентные диффузионные течения и техника экспериментов. — Таллин, 1985.
4. Барановский С. И. и др. — В кн.: НММ по процессам и характеристикам авиационных двигателей. — М.: ВВИА, 1983.
5. Барановский С. И. и др. Там же, 1984.
6. Абрамович Г. Н. Докл. АН СССР, 1970, 190, 5, 1052.
7. Сполдинг Д. В. РТК, 1979, 2, 12.
8. Барановский С. И., Гишинский М. М., Надворский А. С. — В кн.: Струйные и орывные течения. — М.: Изд-во МГУ, 1981.
9. Барановский С. И., Надворский А. С. — В кн.: Труды VII чтений Ф. А. Цандера, 1981. Теория двигателей летательных аппаратов. — М., 1985.

Поступила в редакцию 14/VII 1986