

роли химического транспорта должна, на наш взгляд, включать в себя конструирование функции тепловыделения, учитывающей изменение площади контакта свободной поверхности реагирующих частиц, т. е. описывать дисперсный характер среды и механизм разложения на поверхности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г. // Физическая химия. Современные проблемы/Под ред. Я. Н. Колотыркина.— М.: Химия, 1983.
2. Шефер Г. Химические транспортные реакции.— М.: Мир, 1964.
3. Ролстен Р. Ф. Иодидные металлы и иодиды металлов.— М.: Metallurgia, 1968.
4. Мержанов А. Г., Боровинская И. П. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2, 432.
5. Мартыненко В. М., Боровинская И. П. // Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.
6. Алдушин А. П., Хайкин Б. И. ФГВ, 1974, 10, 3, 313.
7. Хайкин Б. И. // Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.
8. Алдушин А. П., Мартемьянова Т. М., Мержанов А. Г. и др. ФГВ, 1972, 8, 2, 202.

*п. Черноголовка*

*Поступила в редакцию 26/VIII 1988,  
после доработки — 19/XII 1988*

УДК 536.46

*В. Н. Игнатъев, М. Х. Мухаметов*

#### МОДЕЛЬ ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ СОВОКУПНОСТИ КАПЕЛЬ

Исследованию процесса горения одиночной капли жидкого топлива посвящено большое количество работ, например [1—5]. В настоящей работе сделана попытка рассмотреть качественную сторону процесса горения совокупности капель. Считается, что горение происходит в бесконечно тонком слое в газовой фазе с бесконечно большой скоростью химических реакций (диффузионное приближение). В [4] такой режим назван «парофазным». Известны недостатки этой модели [5]. Однако относительная простота подхода позволяет широко использовать диффузионное приближение при численном расчете ряда практически важных задач [6]. Кроме того, на практике часто переход от кинетического режима горения в диффузионный отождествляется с воспламенением [7]. Подходы к описанию совокупности горящих твердых частиц изложены в [8, 9]. Модель совокупности, предложенная в [8], представляется наиболее пригодной для описания диффузионного горения системы капель, поэтому в дальнейшем будем в основном придерживаться этой модели.

Согласно [8], предполагается, что все капли топлива имеют одинаковый размер и равномерно распределены в газовой среде, которая состоит из смеси воздуха и продуктов сгорания. Температура капли  $T_k$  одинакова по всему объему капли [1], она соответствует режиму равновесного испарения либо равна температуре кипения  $T_*$ . Не учитываются стефановский поток и тепло- и массообмен газовой смеси с внешней средой. Считается, что капли имеют сферическую форму, находятся в одинаковых условиях, и каждая из них заключена в адиабатическую сферическую газовую оболочку [8]. Принимается, что все коэффициенты переноса постоянны.

Пусть  $n$  ( $1/m^3$ ) — концентрация капель в единице объема. Тогда в начальный момент времени объем газовой оболочки  $V$ , включая каплю, его радиус  $r_{0н}$  определяются в виде

$$V = \frac{1}{n}, \quad r_{0н} = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi} V}.$$

В дальнейшем индексом 1 будут обозначаться область между каплей и фронтом горения, а также параметры в этой области, 2 — параметры в области между фронтом горения и границей газовой оболочки, 0 — параметры на границе газовой оболочки,  $\infty$  — на бесконечности, н — начальное состояние.

Согласно [1], считается, что тепло переносится только теплопроводностью, а вещество — за счет диффузии. Поэтому в области 1 в квазистационарных условиях считаются справедливыми уравнения:

$$4\pi r^2 \lambda \frac{dT_1}{dr} = G_T [L + c_{pT}(T_1 - T_K)], \quad (1)$$

$$G_T = -4\pi r^2 D_T \rho_1 \frac{dc_T}{dr}, \quad (2)$$

где  $\lambda$ ,  $c_{pT}$ ,  $D_T$ ,  $L$  — соответственно коэффициенты теплопроводности, удельной теплоемкости паров топлива при постоянном давлении, диффузии паров топлива и удельная теплота испарения;  $T_1$ ,  $\rho_1$  — температура и плотность смеси;  $c_T = \rho_T/\rho_1$  — относительная массовая концентрация паров топлива;  $G_T$  — массовая скорость испарения топлива;  $r$  — текущий радиус. Интегрируя (1) с учетом (2) в режиме равновесного испарения от поверхности капли  $r = r_K$  до поверхности фронта горения  $r = r_f$ , а также учитывая, что при  $r = r_f$   $c_T = 0$ , получим уравнение относительно температуры равновесного испарения

$$T_K = T_f - \frac{L - c_{pT} T_K}{c_{pT}} \ln \left[ 1 + \frac{c_{pT}(T_f - T_K)}{L} \right] - Le T_f c_{TK}, \quad (3)$$

$$c_{TK} = \frac{(\mu_T/\mu_p) \exp\left(-\frac{\bar{L}}{RT_*} \left(\frac{T_* - T_K}{T_*}\right)\right)}{1 + (\mu_T/\mu_p - 1) \exp\left(-\frac{\bar{L}}{RT_*} \left(\frac{T_* - T_K}{T_*}\right)\right)},$$

$$L = \mu_T L, \quad Le = (D_T p c_{pT}) / (\lambda R_1 T_f),$$

где  $T_f$  — температура во фронте пламени;  $Le$  — число Льюиса;  $c_{TK}$  — концентрация паров топлива у поверхности капли в режиме равновесного испарения;  $\mu_T$ ,  $\mu_p$  — молекулярные массы топлива и продуктов сгорания;  $R$ ,  $R_1$  — универсальная и удельная газовые постоянные;  $p$  — давление, которое принимается постоянным.

В результате интегрирования (1) от  $r = r_K$  до  $r = r_f$  получается выражение для массовой скорости испарения капли топлива

$$G_T = \frac{4\pi \lambda r_f r_K}{c_{pT}(r_f - r_K)} \ln \left[ 1 + \frac{c_{pT}(T_f - T_K)}{L} \right]. \quad (4)$$

Предполагается, что весь окислитель (в настоящей работе рассматривается воздух) сосредоточен в области 2 [1] и подводится к зоне горения лишь за счет диффузии. Поэтому для массового секундного расхода воздуха  $G_B$  будет справедливо

$$G_B = \frac{8\pi p D_B c_{B0}}{R_2(T_f + T_0)} \left( \frac{r_f r_0}{r_0 - r_f} \right). \quad (5)$$

Здесь  $D_B$  — коэффициент диффузии воздуха в смеси газов;  $R_2$  — удельная газовая постоянная смеси газов в области 2;  $T_0$ ,  $c_{B0}$ ,  $r_0$  — температура, концентрация воздуха и текущий радиус на границе газовой оболочки.

В диффузионном приближении все испарившееся топливо и весь воздух, подводимый к фронту горения, сгорают в стехиометрическом отношении, поэтому

$$\beta G_T = G_B.$$

Отсюда нетрудно получить выражение для радиуса фронта горения

$$r_f = \frac{r_k(1+A)}{A+r_k/r_0}, \quad (6)$$

$$A = \frac{2\rho D_B c_{pT} c_{в0}}{\beta R_2 \lambda (T_f + T_0) \ln \left[ 1 + \frac{c_{pT}(T_f - T_k)}{L} \right]}$$

( $\beta$  — стехиометрический коэффициент).

Тепло, выделяющееся во фронте горения, расходуется в областях 2 и 1. В области 2 оно приводит к повышению температуры. Другая часть тепла, которая поступает в область 1, идет на испарение капли и на увеличение температуры паров топлива до температуры во фронте горения. Однако затем эта часть тепла возвращается к фронту горения вместе с диффундирующими парами топлива. Поэтому на фронте горения со стороны области 2 будет справедливо равенство

$$Q_2 = -4\pi r^2 \lambda \frac{dT_2}{dr} = \frac{HuG_f}{\beta},$$

$Hu$  — низшая теплота сгорания топлива. Считая, согласно [1], что  $Q_2 = \text{const}$  в области 2, из предыдущего равенства после интегрирования в пределах от  $r_f$  до  $r_0$  с учетом (5) получается выражение

$$T_f = \sqrt{T_0^2 + \frac{2\rho D_B c_{в0} Hu}{R_1 \lambda \beta}}. \quad (7)$$

Для изменения радиуса капли топлива справедливо уравнение

$$\frac{dr_k}{dt} = -\frac{\lambda}{\rho_k c_{pK}} \frac{r_f}{r_k (r_f - r_k)} \ln \left[ 1 + \frac{c_{pT}(T_f - T_k)}{L} \right]. \quad (8)$$

Здесь  $\rho_k$ ,  $c_{pK}$  — массовая плотность и удельная теплоемкость жидкости капли;  $t$  — время. При  $r_0 \rightarrow \infty$ ,  $T_0 = T_\infty$ ,  $c_{в0} = c_{в\infty}$  соотношения (3)–(8) будут описывать процесс диффузионного горения одиночной капли.

Для замыкания уравнений (3)–(8) в случае горения совокупности капель необходимо получить дополнительные соотношения относительно параметров на границе газовой оболочки  $T_0$ ,  $c_{в0}$ ,  $r_0$ . В качестве таких соотношений, аналогично [8], привлекаются три интегральных уравнения сохранения. При их записи принимается, что в начальный момент времени в области 1 находятся чистые продукты сгорания, а в 2 смесь продуктов сгорания и воздуха. В области 1 не учитываются пары топлива, которые формируют профиль концентрации  $c_r$ , так как в рассматриваемом квазистационарном приближении все испаряющееся топливо сгорает во фронте горения. Весь процесс заканчивается в момент полного испарения капли, и догорание остатков паров здесь не рассматривается. По аналогии не учитывается и энтальпия, связанная с этой частью паров топлива.

Из уравнения сохранения полной энтальпии в газовой оболочке с учетом капли получается выражение для текущего радиуса газовой оболочки:

$$r = \sqrt[3]{\frac{\left[ \rho_k r_{кн}^3 (c_{pK} T_{кн} + Hu) + \frac{\rho k_1}{k_1 - 1} (r_{fn}^3 - r_{кн}^3) + \frac{\rho k_2}{k_2 - 1} (r_{он}^3 - r_{fn}^3) - \right.}{\left. - \rho_k r_f^3 (c_{pK} T_k + Hu) - \frac{\rho k_1}{k_1 - 1} (r_f^3 - r_k^3) + \frac{\rho k_2}{k_2 - 1} r_f^3 \right] \frac{k_2 - 1}{k_2 p}}, \quad (9)$$

где  $k_1$ ,  $k_2$  — показатели адиабаты смеси газов.

Температура  $T_0$  находится из уравнения сохранения полной массы в газовой оболочке с учетом капли

$$\rho_K r_{KH}^3 + \frac{p}{R_1 T_H} (r_{fH}^3 - r_{KH}^3) + \frac{p}{R_2 T_H} (r_{0H}^3 - r_{fK}^3) - \rho_K r_K^3 - \frac{3p}{R_2} \left( \frac{R_2}{R_1} I_2 + I \right) = 0, \quad (10)$$

$$I = \int_{r_f}^{r_0} \frac{r^2}{T_2} dr, \quad I_2 = \int_{r_K}^{r_f} \frac{r^2}{T_1} dr.$$

Приближенное распределение температуры  $T_1$  находится из (1) интегрированием от текущего значения  $r$  до  $r = r_f$  и имеет вид

$$T_1 = T_K - \frac{L}{c_{PT}} + \left( \frac{L}{c_{PT}} + T_f - T_K \right) \exp \left( - \frac{G_T c_{PT}}{4\pi\lambda} \left( \frac{r_f - r}{r_f r} \right) \right).$$

Профиль  $T_2$  находится в результате интегрирования в пределах от  $r$  до  $r = r_0$  записанного ранее уравнения для  $Q_2$  при замене правой части на  $G_T Hu$  (согласно стехиометрическому соотношению)

$$T_2 = T_0 + \frac{G_T Hu}{4\pi\lambda} \left( \frac{r_0 - r}{r_0 r} \right).$$

Концентрация воздуха  $c_{в0}$  определяется из уравнения сохранения окислителя в газовой оболочке

$$c_{в0} = \frac{\left[ \frac{p}{R_2 T_H} c_{вH} (r_{0H}^3 - r_{fH}^3) - \beta \rho_K (r_{KH}^3 - r_K^3) \right] \frac{R_2}{3p}}{I - I_1}, \quad (11)$$

$$I_1 = \frac{2}{(T_f + T_0)} \left( \frac{r_f r_0}{r_0 - r_f} \right) \int_{r_f}^{r_0} \frac{c}{T_2} r^2 dr,$$

$$c = \left[ T_0 - \frac{G_T Hu}{4\pi\lambda r_0} \right] \left( \frac{r_0 - r}{r_0 r} \right) + \frac{G_T Hu}{8\pi\lambda} \left( \frac{r_0^2 - r^2}{r_0^2 r^2} \right).$$

В (10), (11)  $T_H$  — начальная средняя температура среды в газовой оболочке;  $c_{вH}$  — начальная средняя концентрация воздуха в области 2.

Система уравнений (3) — (11) полностью описывает поставленную задачу и позволяет определить все искомые величины:

$$T_K, G_T, G_b, r_f, T_f, r_K, r_0, T_0, c_{в0}.$$

Система (3) — (11) нелинейна, поэтому решение ищется численно с помощью итерационных методов. Для решения (3) использована программа ZEROIN [10], которая основана на комбинации методов половинного деления, линейной и квадратичной интерполяции. Величина  $T_0$  находится из (10) методом половинного деления, а для согласования всех параметров между собой производятся глобальные итерации по всем уравнениям. При каждом шаге глобальной итерации найденные по (9) — (11) значения  $r_0$ ,  $T_0$ ,  $c_{в0}$  подправляются с помощью  $\delta^2$  процесса Эйткена [11].

Проведенный анализ показывает, что в отличие от режима диффузионного горения одиночной капли, для существования решения (3) — (11) набор начальных данных должен удовлетворять определенным условиям. Отсутствие решения проявляется в том, что при некотором сочетании начальных данных не существует решения (10). Объясняется это тем, что в силу квазистационарности приближения соотношения (3) — (7) явно не зависят от начальных значений. Явно начальные величины входят в уравнения сохранения (9) — (11). Поэтому одно из условий существования решения при  $t > 0$  — это удовлетворение начальных данных интегральным уравнениям сохранения при  $t = 0$ .

Пусть заданы все теплофизические характеристики топлива, окислителя и продуктов сгорания. В начальный момент времени совокупность капель заданной концентрации  $n$  попадает в газовую среду с температурой  $T_\infty$ , постоянным давлением  $p$  и концентрацией воздуха  $c_{в\infty}$ , заданы  $T_{кн}$  и  $r_{кн}$ . Естественные начальные условия газовой среды переносятся на газовую оболочку следующим образом: считается, что при  $t=0$  газовая оболочка имеет радиус  $r_{0н}$ , температуру границы  $T_{0н} = T_\infty$  и концентрацию воздуха  $c_{в0н} = c_{в\infty}$ . Давление в оболочке равно заданному  $p$ , тогда согласование начальных условий сводится к определению массы продуктов сгорания и воздуха в газовой оболочке при  $t=0$ . При известном давлении это равносильно определению средних температуры среды  $T_n$  и концентрации воздуха  $c_{вн}$ . По выражениям (4)–(7) определяются последовательно  $T_{fn}$ ,  $r_{fn}$ ,  $G_{тн}$ ,  $G_{вн}$ . Из уравнения сохранения полной массы в газовой оболочке с учетом капли находится

$$T_n = \frac{\frac{R_2}{R_1}(r_{fn}^3 - r_{кн}^3) + (r_{0н}^3 - r_{fn}^3)}{3\left(\frac{R_2}{R_1}I_2 + I\right)},$$

а из уравнения сохранения массы окислителя определяется

$$c_{вн} = \frac{3c_{в\infty}(T - T_1)T_n}{r_{0н}^3 - r_{fn}^3}.$$

В качестве примера рассмотрено горение капель керосина марки ТС-1 при следующих значениях основных параметров:  $r_k = 0,00035$  м,  $\rho_k = 778$  кг/м<sup>3</sup>,  $T_* = 420$  К,  $p = 951570$  Н/м<sup>2</sup>,  $R_1 = R_2 = 287,4$  Дж/(кг·К),  $R = 8314,4$  Дж/(кмоль·К),  $c_{рк} = 1708$  Дж/(кг·К),  $c_{рт} = 1675$  Дж/(кг·К),  $L = 285000$  Дж/кг,  $Hu = 42915000$  Дж/кг,  $\mu_t = 100$  кг/кмоль,  $\mu_p = 28,92$  кг/кмоль,  $c_{в\infty} = 1$ ,  $k_1 = k_2 = 1,33$ ,  $\beta = 14,73$ ,  $\lambda = 0,08897$  Дж/(м·с·К),  $D_v = 0,00003537$  м<sup>2</sup>/с.

Как показал численный анализ, допущение о равновесности процесса испарения капли не всегда оказывается справедливым. На рис. 1 представлено поведение решения уравнения (3), записанного в виде  $x = F(x)$ , где  $x = T_k/2700$ , в зависимости от числа Льюиса. Решение находится на пересечении кривых 1–5 и прямой 6. Температура равновесного испарения не превосходит температуру кипения, поэтому искомое решение находится при  $x \leq 0,1556$ . Увеличение числа  $Le$  приводит к интенсификации процесса диффузии и, как следствие, к снижению концентрации паров топлива на поверхности капли. Согласно следствию из уравнения Клайперона – Клаузиуса, это приводит к понижению температуры равновесного испарения. При  $Le \approx 1,1$   $T_k = T_*$ . Для многих газовых смесей  $Le \sim 1$  [12], поэтому полученный результат подтверждает часто используемое в расчетах допущение, что при горении капли  $T_k = T_*$ . Чтобы не исключать полностью равновесное испарение и не слишком нарушать условие  $Le \sim 1$ , в дальнейшем примем  $Le = 1, 3$ .

Полное выгорание капли топлива в диффузионном режиме связано с наличием достаточного количества окислителя (воздуха) в газовой оболочке, которое должно обеспечивать полное сгорание секундного расхода топлива, заданного формулой (4). Нарушение этого условия в какой-то момент времени приводит к невозможности дальнейшего продолжения горения в диффузионном режиме. Математически это проявляется в отсутствии решения уравнения (10) или (11). Если обозначить начальные массы воздуха и топлива соответственно через  $m_{вн}$  и  $m_{тн}$ , то пороговое значение коэффициента избытка воздуха  $\alpha = \alpha_n = m_{вн}/\beta m_{тн}$ , которое разделяет режимы полного и неполного сгорания капли в диффузионном режиме, для принятых начальных данных будет примерно равным  $\alpha_n \approx 1,3$ . (Это соответствует начальной концентрации капель  $n = 0,7 \cdot 10^6$  1/м<sup>3</sup>.)

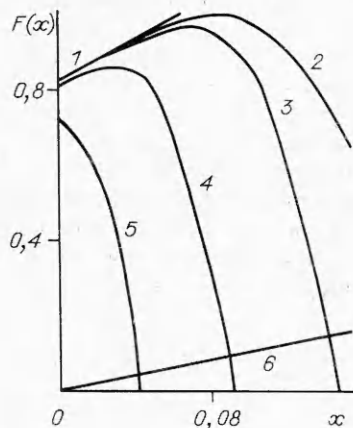


Рис. 1. Поведение решения уравнения (3) в зависимости от числа Льюиса.

Le: 1 — 0, 2 — 0,6, 3 — 1,4, 4 — 10, 5 — 100.

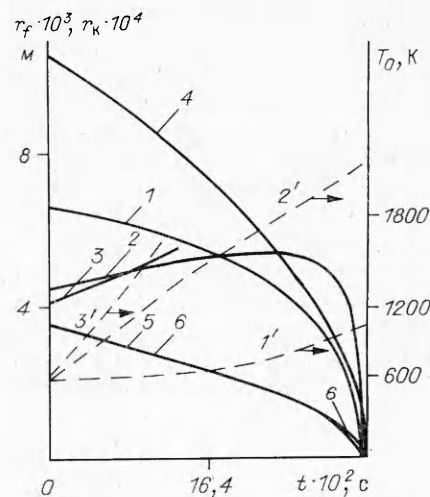


Рис. 2. Зависимости  $r_f$ ,  $r_k$  и  $T_0$  от времени.

$r_f$ : 1, 1' —  $\alpha = 29$  ( $n = 0,5 \cdot 10^5 \text{ м}^{-3}$ ); 2, 2' —  $\alpha = 1,6$  ( $n = 0,6 \times 10^6 \text{ м}^{-3}$ ); 3, 3' —  $\alpha = 0,96$  ( $n = 0,91 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$ ); 4 —  $r_f$  для одиночной частицы; 5 —  $r_k$  — для совокупности каплей (соответствует кривым 1 — 3); 6 —  $r_k$  для одиночной капли.

Наличие на конечном расстоянии от капли адиабатической границы газовой оболочки при горении совокупности приводит к тому, что при прочих равных условиях поток окислителя к поверхности фронта горения будет больше, чем в случае одиночной капли. Согласно стехиометрическому соотношению, на поверхности фронта горения увеличится и скорость испарения топлива. Формально это следует из введения температуры во фронте горения  $T_f$  и радиуса фронта  $r_f$ . Скорость испарения топлива  $G_T(1)$  зависит от величины градиента температуры в области 1, который, в свою очередь, определяется величинами  $T_f$  и  $r_f$ . Из (7) видно, что разогрев газовой оболочки (увеличение  $T_0$ ) и выгорание окислителя (уменьшение  $c_{\text{н0}}$ ) оказывают противоположное влияние на  $T_f$  (для одиночной капли  $T_f = \text{const}$ ). Однако, как показали численные расчеты, изменение  $T_f$  под действием этих двух факторов незначительно, и температура во фронте горения для совокупности слабо отличается от случая одиночной капли. Поэтому градиент температуры в области 1 будет определяться главным образом величиной  $r_f$ .

Согласно (6), в начальный момент времени  $r_f$  для совокупности всегда меньше, чем для одиночной капли, так как при  $t = 0$   $r_k$  и  $A$  для двух случаев равны, а  $r_k/r_0 = 0$  для одиночной капли. При  $n = n_{\text{п}}$  ( $\alpha = \alpha_{\text{п}}$ ) это отличие достигает наибольшего значения. Для  $t > 0$  и больших  $n$  ( $\alpha \geq \alpha_{\text{п}}$ ) на начальной стадии процесса наблюдается некоторое увеличение  $r_f$  за счет выгорания окислителя и разогрева. Ближе к концу горения на небольшом интервале по времени значение  $r_f$  для совокупности может даже превышать значение  $r_f$  для одиночной капли. Однако для основного промежутка времени горения, в особенности начального,  $r_f$  для совокупности оказывается значительно меньше, чем для одиночной капли. Поэтому в случае совокупности поступление тепла в каплю будет больше, выше будет и скорость испарения топлива, а полное время выгорания соответственно будет меньше.

Наименьшее время полного испарения (сгорания) капли в случае совокупности, как следует из сказанного, для диффузионного режима достигается при  $n = n_{\text{п}}$  ( $\alpha = \alpha_{\text{п}}$ ). Для принятых численных значений исходных данных оно составило  $t_r = 0,317 \text{ с}$ . Время сгорания одиночной капли  $t_0 = 0,321 \text{ с}$ . С уменьшением  $n$  (увеличением  $\alpha$ ) будет возрастать величина  $r_0$ , что приведет к уменьшению градиента концентрации окислителя в области 2, а следовательно, снизится и массовая скорость испарения

топлива,  $t_r$  возрастет. Таким образом, при  $n \rightarrow 0$  наблюдается стремление снизу  $t_r \rightarrow t_0$ . Практически уже при  $n = 10 \text{ м}^{-3}$   $t_r = t_0$ . Из численных расчетов следует, что для практических целей при диффузионном режиме горения совокупности каплей при  $n < n_n$  ( $\alpha \geq \alpha_n$ ) расчет средней скорости и полного времени испарения можно проводить по модели горения одиночной капли. В рассмотренном примере максимальное отличие полного времени испарения в двух случаях составило 1,2 %.

На рис. 2 представлены графики изменения  $r_f, r_k$  во времени для совокупности и для одиночной капли. Кривая 3 обрывается в момент времени, когда дальнейшее горение в диффузионном режиме становится невозможным (численный расчет показывает отсутствие решения в уравнении (10)). На самом деле в этой точке происходит переход в кинетический режим, который здесь не рассматривается.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

В рамках подхода Варшавского приближенно рассмотрен процесс диффузионного горения совокупности каплей жидкого топлива в режимах равновесного испарения и испарения при температуре кипения. В предельном случае полученные зависимости описывают диффузионное горение одиночной капли. Показано, что при заданных величинах исходных параметров равновесный режим реализуется лишь при определенных значениях числа Льюиса для паров топлива. Подтверждается известный вывод о том, что для практических расчетов диффузионного горения жидкого топлива типа керосина температуру капли можно принимать равной температуре кипения.

Для полного сгорания совокупности каплей в диффузионном режиме начальное значение коэффициента избытка воздуха должно быть равно или больше некоторой пороговой величины. При  $n \leq n_n$  ( $\alpha \geq \alpha_n$ ), когда диффузионный режим горения совокупности реализуется до момента полного испарения капли, среднюю скорость и полное время испарения с небольшой погрешностью можно определять на основе модели горения одиночной капли.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Варшавский Г. А. // Тр. БНТ НКАП.— М., 1945.— № 6.
2. Вильяме Ф. А. Теория горения.— М.: Наука, 1971.
3. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения.— Изд-во Моск. ун-та, 1987.
4. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1.
5. Блошенко В. П., Мержанов А. Г., Перегудов Н. И. и др. ФГВ, 1973, 9, 2, 211—220.
6. Boysan F., Ayers W. N., Swithenbank J. et al. AIAA Pap., 1981, 324, 1—7.
7. Вулис Л. А., Ярин Л. П. Аэродинамика факела.— Л.: Энергия, 1978.
8. Гуревич М. А., Озерова Г. Е., Степанов А. М. ФГВ, 1971, 7, 4, 518—528.
9. Виленский Т. В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива.— М.: Энергия, 1978.
10. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений.— М.: Мир, 1980.
11. Дорфман Л. А. Численные методы в газодинамике турбомашин.— Л.: Энергия, 1974.
12. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.

г. Омск

Поступила в редакцию 10/V 1988,  
после доработки — 17/X 1988