

неустойчивости требуется конечное количество энергии при любой ее концентрации для образования очага разрушения.

Последнее условие представляется достаточно общим для любого вида катастрофических явлений в окрестности поглощающих неоднородностей и естественным образом объясняет чрезвычайно эффективное действие очистки на порог разрушения оптических материалов короткими импульсами. В самом деле, если для образования очага разрушения независимо от размера зоны энерговода требуется некоторая минимальная энергия, то при объемном поглощении света неоднородностью порог разрушения пропорционален R^{-3} , а в процессе очистки происходит обрезание спектра включений по верхнему размеру. И чтобы увеличить оптическую прочность материала на порядок, достаточно снизить R_{\max} всего в 2 раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
2. Александров Е. И., Вознюк А. Г. Иницирование азидов свинца лазерным излучением // ФГВ.— 1978.— 14, № 4.— С. 86.
3. Александров Е. И., Цицилев В. П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азидов свинца к действию лазерного излучения // ФГВ.— 1984.— 20, № 6.— С. 104.
4. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Изд-во АН СССР, 1967.
5. Александров Е. И., Цицилев В. П. Влияние модовой структуры лазерного излучения на устойчивость азидов свинца // ФГВ.— 1983.— 19, № 4.— С. 143.
6. Боуден Ф., Иоффе А. Быстрые реакции в твердых веществах.— М.: ИЛ, 1962.
7. Weir C. E., Block S., Piermarini C. J. Compressibility of inorganic azides // J. Chem. Phys.— 1970.— 53, N 11.— P. 4265.
8. Phung P. V. Initiation of explosives by high-energy electrons // J. Chem. Phys.— 1970.— 53, N 7.— P. 2906.
9. Янг Д. Кинетика разложения твердых веществ.— М.: Мир, 1969.
10. Сидонский О. Б. Вычисление функции Бесселя по рекуррентному соотношению методом прогонки // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1967.— Вып. 3, № 13.— С. 3.
11. Сидонский О. Б. О численном решении бесконечных систем с трехдиагональной матрицей // ЧММСС.— 1973.— 4, № 1.— С. 112.
12. Мержанов А. Г. Тепловые волны в химии // Теплообмен в процессах горения.— Черноголовка, 1980.— С. 36.
13. Александров Е. И., Цицилев В. П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // Изв. вузов. Физика.— 1988.— № 10.— С. 23.

г. Томск

Поступила в редакцию 13/III 1990,
после доработки — 20/VII 1990

УДК 536.46

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

К ТЕОРИИ ПАРОФАЗИОГО ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ СМЕСЕЙ

На основе квазиодномерного подхода развита теория свободноконвективного горения жидкой смеси со свободной поверхностью в атмосфере газообразного окислителя. Получены расчетные соотношения, определяющие поля тепловых и диффузионных величин, а также значения основных характеристик процесса (скорости горения, температуры пламени и жидкости на границе раздела фаз, высоты факела и др.). Исследованы сопутствующие горению диффузионные явления в жидкости, а также влияние ее начального состава на процесс горения. Теоретически обоснована необходимость циркуляционной конвекции в жидкой фазе.

Существующие в настоящее время методы расчета процессов горения жидкостей основываются на допущении о том, что реагирующие жидкости состоят либо из одного компонента, либо из нескольких с близкими значениями физико-химических характеристик. В последнем случае многокомпонентные жидкости рассматриваются как единое целое

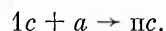
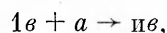
со свойствами, определяемыми усреднением по составляющим его компонентам [1].

Такой подход непригоден при описании горения ряда натуральных и синтетических топлив, содержащих, как правило, резко различные по свойствам компоненты (нефть, керосин, дизельные топлива и др.). При горении такие смеси не ведут себя, как единое целое. В них развиваются ярковыраженные диффузионные явления. Компоненты смеси дифференцируются по скоростям выгорания, что ведет к значительному изменению во времени состава жидкости и ее интегральных характеристик [2]. Эти эффекты существенно влияют на динамику и параметры горения и должны быть учтены при разработке рациональной теории процесса. Цель настоящего исследования состоит в разработке такой теории на примере двухкомпонентной горючей жидкости.

Физическая модель процесса и исходные уравнения

Рассмотрим процесс выгорания двухкомпонентной жидкости, заполняющей неограниченно глубокий резервуар диаметром d . В результате испарения в атмосфере над поверхностью образуется активная парогазовая смесь, которая при определенных условиях воспламеняется. При этом над зеркалом жидкости формируется высокотемпературная зона (факел), где происходит выгорание парообразных фракций. Основная особенность процесса заключается в тесной взаимосвязи горения в факеле с явлениями фазового перехода на свободной поверхности. Теплота, выделяющаяся в зоне горения, частично отводится в жидкость, стимулируя ее испарение, которое в свою очередь поддерживает химическую реакцию.

В отличие от ранее рассмотренного случая однокомпонентной жидкости [3] рассматривается двухкомпонентная среда, содержащая вещества с сильно различающимися свойствами (индексы $2v$ и $2c$). В результате их испарения в газовой фазе формируется двухкомпонентная паровая смесь (индексы $1v$ и $1c$), вступающая в реакции с кислородом воздуха (индекс a) с образованием газообразных продуктов (индексы $пв$ и $пс$):

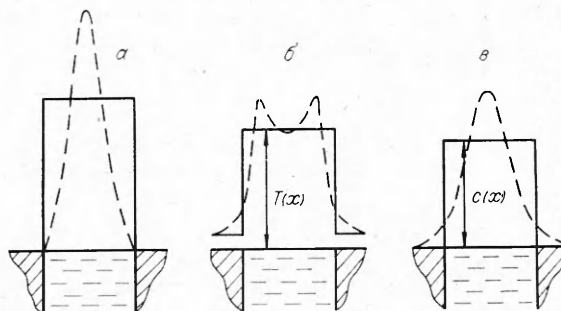


Горение происходит в свободновосходящем потоке парогазовой смеси над границей раздела фаз (свободноконвективный факел).

Точное описание процесса аналитическими средствами представляет собой практически неразрешимую задачу. Для ее решения требуется определенная схематизация явления, допускающая упрощения в математической постановке задачи при сохранении основных особенностей. Следуя работе [3], заменим реальный факел модельным, развивающимся в цилиндрическом пространстве над зеркалом жидкости (рис. 1). Параметры среды в таком факеле изменяются только в продольном (вертикальном) направлении, оставаясь неизменными в поперечном, и ха-

Рис. 1. Схема горения в свободноконвективном факеле.

a — форма факела; b — распределение температуры; $в$ — распределение концентрации; — — — квазиодномерная модель; - - - - - реальный факел.



рактируются таким образом П-образными профилями. П-образная форма придается и фронту пламени — узкой зоне, где в случае активированных реакций локализуется процесс химического превращения. В силу такого подхода процессы переноса в газовой фазе описываются одномерными уравнениями, в которых тепло- и массообмен факела с внешней средой учитывается введением в уравнения переноса дополнительных интегральных членов (источников), пропорциональных перепаду значений температуры и концентрации в поперечном направлении. В жидкости химические реакции и явления поперечного переноса отсутствуют.

В такой постановке уравнения теплопроводности и диффузии (в лабораторной системе координат) приобретают следующий вид:

$$\rho_i c_{pi} \left(\frac{\partial T_i}{\partial \tau'} + u_i' \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) + e_i (Q - \alpha_i \Delta T_i), \quad (1)$$

$$\rho_i \left(\frac{\partial c_{ij}}{\partial \tau'} + u_i' \frac{\partial c_{ij}}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_i D_i \frac{\partial c_{ij}}{\partial x} \right) + e_i (e_j W_j - \alpha_{cj} \Delta c_{ij}), \quad (2)$$

где $Q = q_b W_b + q_c W_c$ — теплота брутто-реакций; q_{bc} — теплота сгорания компонентов; W_b, W_c — массовые скорости реакций; e_i, e_j — единичные функции ($e_a = e_{1b} = e_{1c} = -1, e_{pb} = e_{pc} = 1, e_n = 0, e_1 = 1, e_2 = 0$); i — индекс, обозначающий фазы ($i = 1$ — газ, $i = 2$ — жидкость); j — индекс, обозначающий компоненты жидкой и газовой фаз ($j = a$ — окислитель; $j = b, c$ — активные компоненты пара или жидкости; $j = i$ — инертная компонента газа; $j = pb; pc$ — газообразные продукты горения); c_p — удельная теплоемкость; ρ — плотность; T — температура; u' — скорость движения фаз; λ и D — коэффициенты теплопроводности и диффузии; α_i, α_{cj} — коэффициенты поперечного тепло- и массопереноса; x, τ' — продольная координата и время; $\Delta T_i = T_i - T_m$; $\Delta c_{ij} = c_{ij} - c_{jm}, T_m, c_{jm}$ — масштабные значения температуры и концентрации.

Задача решается в предположении постоянства теплоемкости фаз, коэффициентов переноса (причем $D_{1j} = D_1$), а также плотности газовой фазы ($\rho_1 = \text{const}$). Учитывается при этом, что $\rho_1 \ll \rho_2$.

Для удобства дальнейшего анализа перейдем в подвижную систему отсчета (ξ, τ), связанную с границей раздела фаз. Воспользовавшись преобразованием координат и скоростей

$$\xi = x + \int_0^{\tau'} u(\tau') d\tau', \quad \tau = \tau', \quad u_i = u + u_i', \quad u_2' = 0$$

(u — линейная скорость горения) и принимая во внимание стационарность процесса в новой системе отсчета, получим уравнения переноса

$$\rho_i c_{pi} u_i \frac{dT_i}{d\xi} = \lambda_i \frac{d^2 T_i}{d\xi^2} + e_i (Q - \alpha_i \Delta T_i), \quad (3)$$

$$\rho_i u_i \frac{dc_{ij}}{d\xi} = \rho_i D_i \frac{d^2 c_{ij}}{d\xi^2} + e_i (e_j W_j - \alpha_{cj} \Delta c_{ij}). \quad (4)$$

Коэффициенты поперечного тепло- и массопереноса α_i и α_{cj} находятся в предположении определяющей роли процессов кондукции и диффузии так, как это сделано в работе [4]:

$$\alpha_i = 8\lambda_1/d^2, \quad \alpha_{cj} = 8\rho_1 D_1/d^2. \quad (5)$$

Подобие тепловых и диффузионных полей

Как обычно, в газовой фазе полагаются равными коэффициенты температуропроводности и диффузии ($a_1 = \lambda_1/c_{p1}\rho_1 = D_1$), что равнозначно допущению о подобии полей температуры и концентрации. Рассмотрим область газа над фронтом горения, введя в качестве масштабных

параметры невозмущенной среды $T_m = T_{1*}$, $c_{am} = c_{a*}$. Переходя затем к новым переменным

$$\Theta_1 = \frac{T_1 - T_{1*}}{T_\phi - T_{1*}}, \quad \pi_a = \frac{c_{a*} - c_a}{c_{a*} - c_{a\phi}},$$

с учетом граничных условий

$$\begin{aligned} \xi &= +\infty, & T_1 &= T_{1*}, & c_a &= c_{a*}, \\ \xi &= \xi_\phi, & T_1 &= T_\phi, & c_a &= c_{a\phi} \end{aligned}$$

получим для Θ_1 и π_a тождественные краевые задачи, что позволяет заключить о равенстве

$$\frac{T_1 - T_{1*}}{T_\phi - T_{1*}} = \frac{c_{a*} - c_a}{c_{a*} - c_{a\phi}}, \quad (6)$$

т. е. о подобии тепловых и концентрационных полей над фронтом факела при $\xi > \xi_\phi$ (здесь ξ_ϕ — координата точки с максимальной температурой T_ϕ внутри фронта пламени).

В области $0 < \xi < \xi_\phi$ аналогичные рассуждения при

$$\begin{aligned} T_{1m} &= T_\phi, & c_{bm} &= c_{1b\phi}; & \xi &= \xi_\phi, & T_1 &= T_\phi, & c_{1b} &= c_{1b\phi}; \\ \xi &= 0, & T_1 &= T_0, & c_{1b0} &= c_{1b0} \end{aligned}$$

также приводят к заключению о подобии температурного и концентрационного полей

$$\frac{T_1 - T_\phi}{T_0 - T_\phi} = \frac{c_{1b} - c_{1b\phi}}{c_{1b0} - c_{1b\phi}} \quad (7)$$

(T_0 — температура на границе раздела фаз).

Состояние среды на границе раздела фаз

Считается, что жидкость представляет собой идеальный раствор, парциальное давление паров над поверхностью которого, согласно существующим представлениям [2], пропорционально мольным долям компонентов в растворе, т. е.

$$p_{j0} = p_{j0} y_j \quad (j = b, c), \quad (8)$$

где y_j — мольные доли жидких компонентов; p_{j0} — парциальные давления паров чистых компонентов, связанные с T_0 на границе раздела фаз условием Клапейрона — Клаузиуса

$$p_{j0} = z_{nj} \exp(-q_{nj}/R_j T_0) \quad (j = b, c) \quad (9)$$

(z_{nj} — предэкспоненциальный множитель; q_{nj} — удельная теплота парообразования компонентов; R_j — газовая постоянная; индекс 0 обозначает границу раздела фаз).

Учитывая связь между мольными долями и массовыми концентрациями компонентов

$$y_b = \frac{c_{2b0}}{c_{2b0} + c_{2c0} \varepsilon}, \quad (10)$$

$$y_c = \frac{\varepsilon c_{2c0}}{\varepsilon c_{2c0} + c_{2b0}} \quad (11)$$

($\varepsilon = \mu_b/\mu_c$, μ_{bc} — молярные массы компонентов) и принимая во внимание условия (9), а также то, что в жидкости

$$c_{2b0} + c_{2c0} = 1, \quad (12)$$

получим соотношения, определяющие концентрации паров над поверхностью двухкомпонентной жидкости:

$$c_{1b0} = \frac{c_{2b0} \kappa_b}{\varepsilon + (1 - \varepsilon) c_{2b0}} \exp(-q_{пb}/R_b T_0), \quad (13)$$

$$c_{1c0} = \frac{\varepsilon c_{2c0} \kappa_c}{1 - (1 - \varepsilon) c_{2c0}} \exp(-q_{пc}/R_c T_0), \quad (14)$$

в которых $c_1 = \rho_{1j0}/\rho_1$, $\kappa_j = z_{пj}/\rho_1 R_j T_{1*}$, $j = b, c$.

Постановка задачи

Для удобства дальнейшего исследования в уравнениях диффузии для газовой фазы (4) целесообразно перейти к переменным Шваба — Зельдовича c_k :

$$\rho_1 u_1 \frac{dc_k}{d\xi} = \rho_1 D_1 \frac{d^2 c_k}{d\xi^2} - \alpha_c c_k, \quad k = 1, 2, \quad (15)$$

где $c_1 = \Omega_1(c_{1b} - c_{1bm}) - (c_a - c_{am})$; $c_2 = \Omega_2(c_{1c} - c_{1cm}) - (c_a - c_{am})$; $\Omega_1 = \Omega_{ab} + \Omega_{ac}\Omega_{cb}$; $\Omega_2 = \Omega_{ac} + \Omega_{ab}/\Omega_{cb}$; Ω_{ac} , Ω_{ab} — стехиометрические коэффициенты реакций окисления компонентов b и c ; Ω_{cb} — режимный параметр, определяющий количество вещества c , вступающего в реакцию в расчете на 1 кг сгорающего вещества b .

Уравнения (15) не содержат химического источника и в силу этого индифферентны по отношению к гипотезе о характере взаимодействия реагентов в поле факела. Воспользуемся широко распространенной диффузионной моделью горения, согласно которой реакция протекает мгновенно на поверхности контакта перемешанных реагентов — фронте пламени. При этом концентрация реагентов на фронте принимается равной нулю ($c_{aф} = c_{1bф} = c_{1cф} = 0$). Вводя в качестве масштабов в зоне диффузии паров (между фронтом горения и свободной поверхностью) $c_{1bm} = c_{1bф} = 0$, $c_{1cm} = c_{1cф} = 0$, а в зоне диффузии окислителя (над фронтом горения) $c_{am} = c_{a*}$, получим

$$c_1 = \Omega_1 c_{1b} - c_a + c_{a*}, \quad c_2 = \Omega_2 c_{1c} - c_a + c_{a*}. \quad (16)$$

В жидкой фазе уравнение диффузии и теплопроводности имеют следующий вид:

$$\rho_2 u_2 \frac{dc_{2j}}{d\xi} = \rho_2 D_2 \frac{d^2 c_{2j}}{d\xi^2}, \quad (17)$$

$$\rho_2 c_{p2} u_2 \frac{dT_2}{d\xi} = \lambda_2 \frac{d^2 T_2}{d\xi^2}. \quad (18)$$

Ввиду того, что $D_2 \ll \lambda_2/c_{p2}\rho_2$, подобие тепловых и диффузионных полей в жидкой фазе отсутствует.

Граничные условия к уравнениям (15), (17) и (18) предполагают задание температур и концентраций на фронте горения, свободной поверхности и в невозмущенной жидкости и газе:

$$\begin{aligned} \xi = +\infty, \quad T_1 = T_{1*}, \quad c_{1b} = c_{1c} = 0, \quad c_a = c_{a*}, \\ \xi = \xi_{ф}, \quad T_1 = T_{ф}, \quad c_{1b} = c_{1c} = c_a = 0, \\ \xi = 0, \quad T_1 = T_2 = T_0, \quad c_a = 0, \quad c_{1b} = c_{1b0}, \\ c_{1c} = c_{1c0}, \quad c_{2b} = c_{2b0}, \quad c_{2c} = c_{2c0}; \\ \xi = -\infty, \quad T_2 = T_{2*}, \quad c_{2b} = c_{b*}, \quad c_{2c} = c_{c*}. \end{aligned} \quad (19)$$

Входящие в условие (19) параметры $T_{ф}$, T_0 , c_{1b0} , c_{1c0} , c_{2b0} , c_{2c0} заранее неизвестны. Они определяются с помощью условий сопряжения решений на фронте горения и границе раздела фаз. Как и в [3], они фор-

мулируются в виде условий сохранения потоков вещества и теплоты на характерных границах и принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dc_c}{d\xi}\right)_\Phi &= -\Omega_{ab} \left(\frac{dc_{1b}}{d\xi}\right)_\Phi - \Omega_{ac} \left(\frac{dc_{1c}}{d\xi}\right)_\Phi, \\ \left(\frac{dc_{1c}}{d\xi}\right)_\Phi &= \Omega_{cb} \left(\frac{dc_{1b}}{d\xi}\right)_\Phi, \\ \lambda_1 \left[\left(\frac{dT_1}{d\xi}\right)_{\Phi+0} - \left(\frac{dT_1}{d\xi}\right)_{\Phi-0} \right] &= \rho_1 D_1 \left[q_b \left(\frac{dc_{1b}}{d\xi}\right)_\Phi + q_c \left(\frac{dc_{1c}}{d\xi}\right)_\Phi \right], \end{aligned} \quad (20)$$

на границе раздела фаз

$$\begin{aligned} \rho_1 u_1 c_{1b0} - \rho_1 D_1 \left(\frac{dc_{1b}}{d\xi}\right)_0 &= \rho_2 u_2 c_{2b0} - \rho_2 D_2 \left(\frac{dc_{2b}}{d\xi}\right)_0, \\ \rho_1 u_1 c_{1c0} - \rho_1 D_1 \left(\frac{dc_{1c}}{d\xi}\right)_0 &= \rho_2 u_2 c_{2c0} - \rho_2 D_2 \left(\frac{dc_{2c}}{d\xi}\right)_0, \\ \rho_1 u_1 c_{pb0} - \rho_1 D_1 \left(\frac{dc_{pb}}{d\xi}\right)_0 &= 0, \\ \rho_1 u_1 c_{pc0} - \rho_1 D_1 \left(\frac{dc_{pc}}{d\xi}\right)_0 &= 0, \\ \rho_1 u_1 &= \rho_2 u_2, \\ \lambda_1 \left(\frac{dT_1}{d\xi}\right)_0 - \lambda_2 \left(\frac{dT_2}{d\xi}\right)_0 &= q_{pb} \rho_2 \left[u_2 c_{2b0} - D_2 \left(\frac{dc_{2b}}{d\xi}\right)_0 \right] + q_{pc} \rho_2 \left[u_2 c_{2c0} - D_2 \left(\frac{dc_{2c}}{d\xi}\right)_0 \right]. \end{aligned} \quad (20')$$

Содержащиеся в уравнениях переноса значения скорости движения фаз u_1 и u_2 принимаются постоянными. Первое — в силу особенностей движения свободновосходящего потока над тепловым источником [3], а второе — вследствие несжимаемости жидкости.

Таким образом, уравнения (15), (17) и (18) с граничными условиями (19), условиями сопряжения (20) и дополнительными соотношениями (6), (7), (13), (14) образуют замкнутую постановку задачи, позволяющую не только определять поля температуры и концентрации в рассматриваемой газожидкостной системе, но и находить все характеризующие горение масштабные параметры процесса.

Решение тепловой и диффузионной задачи

Решение задачи в принятой постановке не представляет существенных затруднений. В частности, интегрирование уравнения диффузии для жидкости (17) определяет профили концентрации ее компонентов в виде

$$c_{2j} = c_{j*} - (c_{j*} - c_{2j0}) \exp(u_2 \xi / D_2). \quad (21)$$

Поле температуры в жидкости определяется интегралом уравнения (18)

$$T_2 = T_{2*} + (T_0 - T_{2*}) \exp(u_2 \xi / a_2) \quad (a_2 = \lambda_2 / c_{p2} \rho_2). \quad (22)$$

Для определения полей концентраций окислителя и паров компонентов жидкости интегрируется выражение (15) с граничными условиями (19), что дает

$$c_k = c_{k0} \exp(k_1 \xi), \quad (23)$$

$$k_1 = 0,5 [u_1 / D_1 - \sqrt{(u_1 / D_1)^2 + 4\alpha_c / \rho_1 D_1}].$$

Из (23) для $k = 1$ и 2 следует при $\xi_\Phi > \xi > 0$

$$c_{1b} = [(1 + \beta_1) \exp(k_1 \xi) - 1] / \bar{\Omega}_1, \quad (24)$$

$$c_{1c} = [(1 + \beta_2) \exp(k_1 \bar{\xi}) - 1] / \bar{\Omega}_2, \quad (25)$$

$$\bar{\Omega}_{1,2} = \Omega_{1,2} / c_{a*}, \quad \beta_1 = c_{1b0} \bar{\Omega}_1, \quad \beta_2 = c_{1c0} \bar{\Omega}_2;$$

при $\bar{\xi} > \bar{\xi}_\Phi$

$$c_a = c_{a*} [1 - (1 + \beta_1) \exp(k_1 \bar{\xi})], \quad (26)$$

$$\beta_1 = \hat{\beta}_2 = \beta. \quad (27)$$

Входящий в решения (24)–(26) параметр k_1 определяется соотношением

$$k_1 = - \left(\frac{\alpha_c}{\rho_1 D_1} \frac{N - \beta}{N + 1} \right)^{1/2}, \quad (28)$$

в котором $N = \bar{\Omega}_1 \bar{\Omega}_2 / (\bar{\Omega}_1 + \bar{\Omega}_2)$. После определения полей концентраций температурное поле в газовой фазе рассчитывается по соотношениям подобия (6), (7).

Масштабные характеристики процесса

Входящие в полученные решения параметры u_1 , u_2 , T_Φ , T_0 , $\bar{\xi}_\Phi$, Ω_{cb} , c_{1b0} , c_{1c0} , c_{2b0} , c_{2c0} заранее неизвестны. Для их вычисления следует воспользоваться условиями сопряжения решений (20). При подстановке в них (21), (24)–(26) получим уравнения, которые совместно с (13), (14) и (27) образуют замкнутую систему для определения искомых величин. После ряда преобразований и перехода к безразмерным переменным эта система принимает следующий вид:

$$\frac{N - \beta}{1 + \beta} \left(1 + \frac{\vartheta_b}{\bar{\Omega}_1} - \frac{\vartheta_c}{\bar{\Omega}_2} \right) - \frac{N + 1}{1 + \beta} \bar{T}_0 + \omega = \vartheta_{nb} c_{b*} + \vartheta_{nc} c_{c*},$$

$$\beta = c_{1b0} \bar{\Omega}_1 = c_{1c0} \bar{\Omega}_2, \quad c_{1b0} = \frac{\varepsilon_{2b0} \alpha_b}{\varepsilon + (1 - \varepsilon) c_{2b0}} \exp(-n_b \vartheta_{nb} / \bar{T}_0),$$

$$c_{1c} = \frac{\varepsilon c_{2c0} \alpha_c}{1 - (1 - \varepsilon) c_{2c0}} \exp(-n_c \vartheta_{nc} / \bar{T}_0),$$

$$c_{2b0} + c_{2c0} = 1, \quad \bar{\Omega}_2 = c_{b*} (\bar{\Omega}_1 + \bar{\Omega}_2), \quad (29)$$

$$\bar{T}_\Phi = \frac{1}{1 + \beta} \left[\bar{T}_0 + \beta \left(1 + \frac{\vartheta_b}{\bar{\Omega}_1} + \frac{\vartheta_c}{\bar{\Omega}_2} \right) \right],$$

$$\bar{u}_2 = \rho_{12} (1 + \beta) \sqrt{\frac{8}{(N + 1)(N - \beta)}}, \quad \bar{\xi}_\Phi = \sqrt{\frac{N + 1}{8(N - \beta)}} \ln(1 + \beta),$$

где $n_j = c_{p1} / R_j$; $\vartheta_j = q_j / c_{p1} T_{1*}$; $\vartheta_{nj} = q_{nj} / c_{p1} T_{1*}$; $\omega = T_{2*} / T_{1*}$; $\bar{\xi} = \xi / d$; $u_2 = u_2 d / D_1$; $j = b, c$. При этом массовые скорости выгорания отдельных компонентов жидкости определяются формулами

$$g_b = \rho_{21} \bar{u}_2 c_{b*}, \quad g_c = \rho_{21} \bar{u}_2 (1 - c_{b*}).$$

Решение задачи в конечном счете сводится к определению температуры \bar{T}_0 из трансцендентного уравнения, полученного комбинацией первых пяти уравнений системы (29), после чего остальные масштабные величины вычисляются по явным соотношениям.

Анализ полученных результатов

Особенности исследуемого процесса рассмотрены на примере горения двухкомпонентной жидкой смеси гексана (C_6H_{14}) с октаном (C_8H_{18}) в воздушной среде при давлении 10^5 Па, $T_{1*} = T_{2*} = 300$ К и $d = 10^{-2}$ м.

Как показали расчеты, поле температуры в факеле характеризуется максимумом на фронте горения (рис. 2). Убывание температуры при удалении от фронта в направлении к невозмущенной атмосфере и к сво-

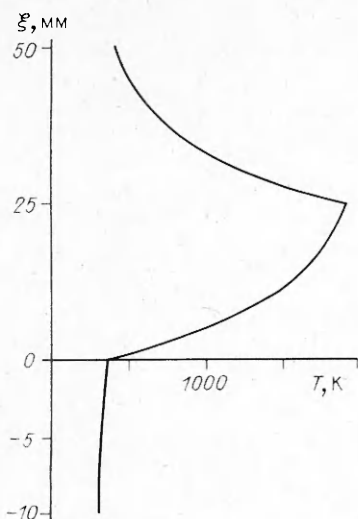


Рис. 2. Распределение температуры в факеле. Расчет при $\hat{\nu}_b = 83,3$, $\hat{\nu}_c = 95$, $\hat{\nu}_{pb} = 0,667$, $\hat{\nu}_{pc} = 0,605$, $\kappa_b = 24\,000$, $\kappa_c = 34\,000$, $n_b = 17,3$, $n_c = 22,9$, $\omega = 1$, $\varepsilon = 0,75$, $c_{b*} = 0,6$.

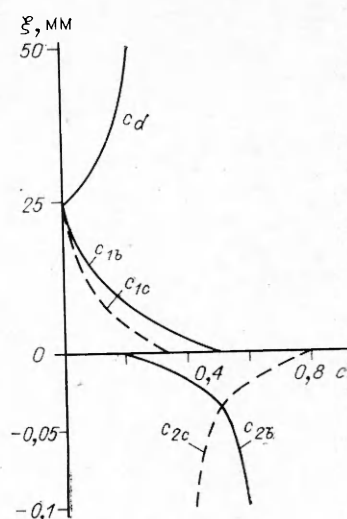


Рис. 3. Профили концентраций в жидкой и газовой фазах (b — гексан, c — октан).

бодной поверхности жидкости носит различный характер. В первой области оно сопровождается снижением, а во второй — увеличением градиента температуры, т. е. интенсивности теплопередачи, максимальное значение которой достигается на границе раздела фаз.

Сопутствующие горению диффузионные процессы сопровождаются перераспределением концентраций реагентов в газе и жидкости в окрестности границы раздела фаз (рис. 3). Оно состоит в обогащении жидкой фазы тяжелым компонентом (октан), а газовой фазы — легким (гексан). При этом на границе раздела формируются скачки концентраций $\Delta c_b = c_{1b0} - c_{2b0}$, $\Delta c_c = c_{1c0} - c_{2c0}$, интенсивность которых зависит от режимных условий горения. В наибольшей степени на этот признак диффузионного поля влияет исходный состав жидкости. Согласно данным, представленным на рис. 4, это влияние отражается экстремальной зави-

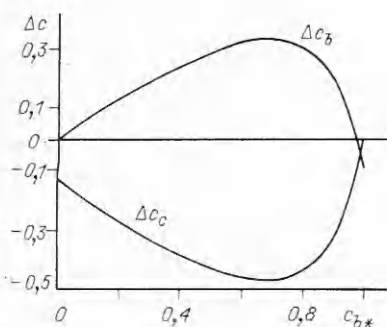


Рис. 4. Влияние состава жидкости на интенсивность скачков концентрации.

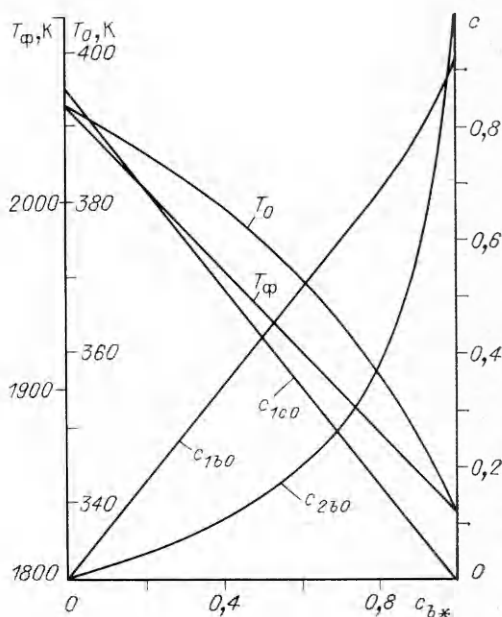


Рис. 5. Изменение характерных температур и концентраций в факеле в зависимости от состава жидкости.

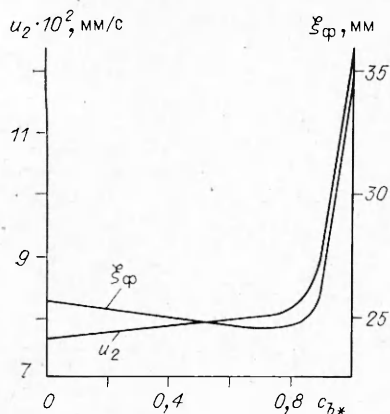


Рис. 6. Изменение скорости горения и высоты факела в зависимости от состава жидкости.

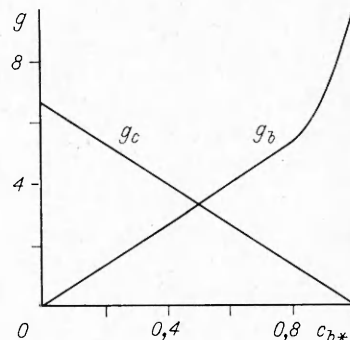


Рис. 7. Индивидуальные скорости выгорания компонентов жидкости.

симостью (максимумы Δc_b и Δc_c достигаются одновременно при $c_{b*} \approx 0,7$). Примечательно, что суммарный разрыв концентраций не зависит от состава жидкой смеси и в данном случае

$$\Delta c_b + \Delta c_c = -0,15.$$

Состав жидкости оказывает определяющее влияние и на параметры горения, в частности, на температуру фронта пламени T_ϕ и границы раздела фаз T_0 . Они убывают при разбавлении жидкости легким компонентом (рис. 5)¹, при этом скорость выгорания жидкости, напротив, возрастает (рис. 6).

Зависимость $u_2(c_{b*})$ носит резко нелинейный характер с четко выраженным критическим значением начальной концентрации (для данной системы $c_{b*} \approx 0,080$), при превышении которого интенсифицируется горение. Этот эффект достигается за счет резкого ускорения выгорания легкого компонента с увеличением c_{b*} при одновременном замедлении выгорания тяжелого компонента (рис. 7).

Состав жидкости существенно влияет и на высоту факела. Согласно рис. 6, это влияние неоднозначно и зависит от соотношения между c_{b*} и ее критическим значением. Насыщение жидкости легким компонентом в докритическом состоянии ($c_{b*} < 0,8$) приводит к медленному сокращению высоты факела, а в сверхкритическом ($c_{b*} > 0,8$) — к резкому возрастанию последней.

Вследствие обогащения жидкой смеси тяжелым компонентом у границы раздела фаз (см. рис. 3) формируется слой жидкости с плотностью, более высокой, чем у лежащих ниже слоев. В условиях гравитации это должно привести к развитию циркуляционного конвективного движения в жидкости, существенно влияющего на характеристики горения. Это наблюдается практически во всех случаях горения смесевых топлив [2] и служит основной причиной возникновения гомотермического слоя.

Заключение

Стабилизация горения в факеле обеспечивается поперечным тепло- и массообменом с внешней средой, учтенным интегрально в исходной системе (1), (2). При этом полученные стационарные решения (24)—(26) сохраняют физический смысл при любых, отличных от нуля, коэффициентах поперечного переноса. При $\alpha_i = \alpha_c = 0$ стационарные решения с фронтом горения на конечном расстоянии от границы раздела фаз

¹ Если легкий компонент более калориен, то, напротив, возможно возрастание T_0 и T_ϕ .

отсутствуют. Однако условие $\alpha_i \neq 0$, $\alpha_c \neq 0$ — лишь необходимая предпосылка стационарности процесса, стабилизация которого обеспечивается также стационарностью состояния на границе раздела фаз вследствие допущения о полугораниченности слоя активной жидкости ($\delta = \infty$). При конечной толщине слоя процесс становится нестационарным и в зависимости от соотношения между δ и δ_i (толщина зоны тепловой релаксации у поверхности жидкости) может быть исследован в рамках либо квазистационарной ($\delta/\delta_i \gg 1$), либо нестационарной ($\delta/\delta_i \leq 1$) модели в соответствии с процедурами, разработанными в [5, 6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ярин Л. П., Сухов Г. С. Основы теории горения двухфазных сред.— Л.: Энергоатомиздат, 1987.
2. Блинов В. И., Худяков Г. Н. Диффузионное горение жидкостей.— М.: Изд-во АН СССР, 1961.
3. Мильков С. Н., Сухов Г. С., Ярин Л. П. Теория горения жидкостей со свободной поверхностью. I. Стационарный режим горения жидкости — горение полубесконечного слоя // ФГВ.— 1985.— 21, № 1.— С. 3.
4. Сухов Г. С., Ярин Л. П. К теории горения жидкостей в режиме свободной конвекции // Там же.— 1988.— 24, № 5.— С. 32.
5. Мильков С. Н., Сухов Г. С., Ярин Л. П. Теория горения жидкостей со свободной поверхностью. II. Квазистационарный режим горения жидкости — горение слоя конечной толщины // Там же.— 1985.— 21, № 2.— С. 45.
6. Мильков С. Н., Сухов Г. С., Ярин Л. П. Теория горения жидкостей со свободной поверхностью. III. Специальные задачи // Там же.— 1985.— 21, № 4.— С. 39.

г. Ухта

Поступила в редакцию 25/XI 1989,
после доработки — 5/VI 1990

УДК 536.46

В. К. Смоляков

К ТЕОРИИ МАКРОСТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ ГОРЕНИИ ПРЕССОВОК МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ В ГАЗЕ

На основе представлений механики гетерогенных сред построена двухтемпературная и двухскоростная модель горения пористых металлических образцов, учитывающая макроструктурные превращения, связанные с различием плотностей металла и продукта, жидкофазным спеканием и действием фильтрующегося в порах газа. Анализируется влияние каждого из указанных факторов в предельном случае межфазного теплообмена. Получены выражения для оценки макроструктурных изменений и скорости горения.

Теории фильтрационного горения пористых металлических образцов в газе посвящено значительное количество работ, в которых раскрыты многие стороны физико-химических явлений и намечены пути управления процессами горения [1—4]. Вместе с тем сложившиеся теоретические представления базируются на неизменности структурных характеристик образца, что не позволяет рассматривать горение значительной части интересных для практики систем, реагирование которых сопровождается изменением макроструктуры прессовки — пористости, размеров и формы. Наиболее заметны такие изменения, когда взаимодействие сопровождается фазовым переходом — плавлением металла, в результате чего вещество переходит в вязкотекучее состояние. Появление жидкой фазы интенсифицирует спекание и делает заметным силовое действие фильтрующегося к зоне реакции газа. В работе на основе представлений механики гетерогенных сред [5] построена модель фильтрационного горения в условиях макроструктурных изменений и рассмотрены режимы квазистационарного адиабатического горения образцов конечной длины.