

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ПО ГАЗОВЗВЕСИ УГЛЕВОДОРОДНЫХ КАПЕЛЬ

Г. Е. Озерова, А. М. Степанов

Расчетный анализ парофазного воспламенения капли много сложнее анализа гетерогенного воспламенения частицы твердого горючего. Поэтому задача о распространении пламени по газозвеси становится труднее, если в газе взвешены не твердые частицы, а жидкие капли. Экспериментальных работ, посвященных этой проблеме, очень мало, и это также затрудняет решение задачи о распространении пламени по газозвеси капель. Как правило, опыты проводились в условиях турбулентного течения смеси (см., например, работы [1—4]), причем течение было далеко от одномерного, а капли — самых различных размеров.

Известны, пожалуй, только две работы [5, 6], в которых по стабилизированному конусоидальному фронту горения на бунзеновской

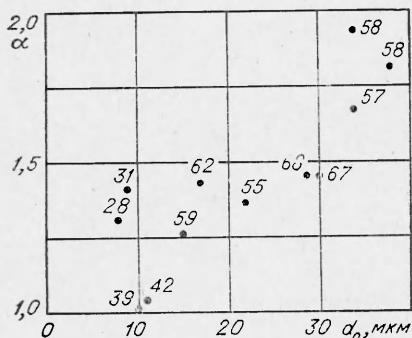


Рис. 1.

горелке были измерены нормальные скорости пламени v_0 для различных размеров взвешенных капель d_0 и коэффициентов избытка воздуха в смеси α . В работе [5] исследовалось горение взвеси капель тетралина; результаты измерений нанесены на рис. 1, где цифра около каждой экспериментальной точки означает соответствующее значение v_0 в см/с. В [6] изучалось горение капель керосина; результаты измерений обобщены эмпирической зависимостью вида $v_0/v' \sim 1/d_0(1/\alpha - 1/5,6)$, где v' — пульсационная скорость в потоке.

В упомянутых работах исследования велись только для смесей с $\alpha > 1$ и свидетельствуют о том, что с увеличением избытка воздуха скорость пламени уменьшается². Зависимость $v_0 = v_0(d_0)$ в этих работах получилась различной: в [6] — скорость пламени всегда уменьшалась с ростом размера капель ($\sim 1/d_0$), в [5] при $\alpha = 1,4$ она увеличивалась (см. рис. 1). В [3, 4] исследовалось закрытое пламя смеси капель бензина (и керосина) с воздухом при $\alpha \approx 1$. Измеренная скорость горения при $d_0 \approx 290$ мкм была меньше, чем при $d_0 \approx 90$ мкм, независимо от интенсивности турбулентности в потоке (4÷16%) и степени предварительного испарения горючего (0÷80%). Измерения скорости горения открытого факела двухфазной смеси с $\alpha \approx 1$ [1, 2] показали, что при больших скоростях пульсаций в потоке (~ 2 м/с) скорость горения практически не зависит от размера капель и приблизительно равна скорости горения гомогенной горючей смеси v_n того же состава; при малой интенсивности турбулентности скорость горения уменьшается с ростом размера капель (55÷110 мкм) и всегда меньше v_n . В этой же работе сопоставлены зависимости $v_n/v' = f_1(\alpha)$ и $v_0/v' = f_2(\alpha)$, измеренные в области $\alpha = 0,6 \div 2$; видно, что при большом избытке воздуха ($\alpha \geq 1,5$) скорость пламени в двухфазной смеси может стать больше, чем в гомогенной.

¹ В [5] имеется только таблица результатов измерений, по которой трудно анализировать зависимость $v_0 = v_0(d_0, \alpha)$.

² Уменьшение скорости распространения пламени в двухфазной смеси с увеличением коэффициента избытка воздуха от 0,6 до 2 наблюдалось в опытах [1, 2].

Почти во всех упомянутых работах отмечается, что при небольшом избытке воздуха ($\alpha \leq 1,5$) горение наблюдается и вокруг отдельных капель, и в объеме факела; последнее характеризуется голубым фоном. При повышении α голубое свечение в факеле постепенно исчезает, светятся только зоны горения отдельных капель. Такой режим распространения фронта горения в газозвеси капель назовем квазигетерогенным³. В работе [5] в газозвеси очень мелких капель ($d_0 < 10$ мкм) наблюдался другой предельный режим распространения пламени — квазигомогенный, когда горение идет только в объеме факела, микропламена вблизи отдельных капель отсутствуют, а скорость распространения пламени близка к скорости пламени в гомогенной смеси. С ростом размера капель в [5] наблюдался постепенный переход от квазигомогенного режима горения к квазигетерогенному, при этом скорость пламени заметно возрастала.

На основании приведенных выше опытных фактов, по-видимому, можно представить себе следующую зависимость скорости распространения пламени от размера капель и избытка воздуха в смеси. При $\alpha \approx 1$ с уменьшением размера капель скорость пламени в двухфазной смеси v_0 монотонно возрастает, приближаясь к скорости пламени в гомогенной смеси v_n . Поскольку v_n с увеличением α падает значительно быстрее, чем v_0 , при больших значениях α зависимость $v_0 = v_0(d_0)$ может иметь максимум.

Безусловно, в опытах [1—6] разогрев исходной смеси осуществляется в какой-то мере за счет тепла теплопроводностью из высокотемпературной зоны продуктов сгорания; этому в значительной степени способствуют турбулентные пульсации в потоке. При квазигомогенном режиме распространения пламени этот механизм передачи тепла, очевидно, играет главную роль. При квазигетерогенном режиме горения двухфазной смеси могут также стать заметными как непосредственное влияние горящих капель на еще невоспламенившиеся («эстафетный механизм»), так и теплообмен излучения между отдельными микропламенами⁴. Эстафетный механизм распространения пламени по взвеси капель был предложен в [8]: микропламя может «передаваться» от одной капли к другой, если период индукции для паровоздушной смеси, окружающей еще невоспламенившуюся каплю, меньше времени жизни горячей капли. Исходя из этого условия, был вычислен нижний концентрационный предел распространения пламени в двухфазных смесях: $\alpha_{np} = \alpha_{np}(d_0)$. Как и в опытах [5], значение α_{np} заметно возрастало с ростом размера капель. Однако опыты других исследователей, измерявших пределы распространения пламени в двухфазных смесях, свидетельствуют о том, что α_{np} практически не зависит от d_0 (пропан-воздух, [9]) или даже падает с ростом d_0 (керосин-воздух, [10]).

Во всех расчетных работах, кроме [8], рассматривался механизм распространения пламени в двухфазной смеси за счет теплопроводности. Вильямс теоретически исследовал стационарное распространение пламени при горении смеси в квазигетерогенном режиме; в [11] он исследовал горение взвеси капель монотоплива, а в [12] — горение углеводородных капель с воздухом. В [11, 12] не учитывались предпламенные процессы; считалось, что капля мгновенно выходит на режим парофазного диффузионного горения⁵, поэтому получилась простая зависимость $v_0 \sim 1/d_0$. Вычисленные значения скорости пламени в смеси капель тетралина с воздухом оказались на 20—30% меньше, чем из-

³ Вильямс [7] называет его гетерогенным.

⁴ При переходе к квазигетерогенному горению смеси пламя приобретает ячеистую структуру с ярко светящимися желтыми пятнами (из-за образования сажи) [5].

⁵ Скорость горения в [12], например, определялась по формуле Варшавского.

меренные в [5] для капель с размерами 30—40 мкм. Расчетная схема Вильямса может быть справедливой, очевидно, только для взвеси очень крупных капель, когда предельная температура воспламенения одиночной капли близка к начальной температуре смеси. В работе [12] анализируется также влияние на нормальную скорость пламени в гомогенной смеси небольшой части горючего, присутствующего в конденсированной (жидкой) фазе. Считается, что фронт горения состоит из зоны испарения и реакционной зоны; в первой нет никакой реакции и капли испаряются как бы в инертную среду, во второй — гомогенная смесь паров и окислителя воспламеняется и сгорает.

Приближенно решая составленную для такой модели пламени систему уравнений, Вильямс получает небольшую поправку к формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого для нормальной скорости пламени в газах. Как и следовало ожидать, наличие небольшой части горючего в жидкой фазе снижает скорость распространения пламени и тем больше, чем больше теплота испарения горючего.

В работе [13] также вычислялись стационарные скорости пламени в смеси тетралина с воздухом. В отличие от Вильямса авторы [13] учли индукционный период смеси и различие в скоростях капель и газа. Однако также предполагалось, что все испарившееся горючее мгновенно сгорает. Для анализа воспламенения капли использовалась расчетная модель с «модифицированным микропламенем». Кинетические константы реакции подбирались, исходя из двух экспериментальных фактов [5]: 1) нормальная скорость в гомогенной смеси равна приблизительно 30 см/с; 2) капли с размерами менее 20 мкм при распространении пламени в смеси не воспламеняются — процесс горения идет только в объеме. Расчеты при $\alpha \approx 1,4$ сравнивались с экспериментом [5]. Для газозвесей мелких капель (< 20 мкм) получилась зависимость $v_0 \sim 1/d_0$, при $d = 20$ мкм скорость пламени скачком возрастала, а затем снова падала приблизительно по такому же закону ($v_0 \sim 1/d_0$).

Опытные данные (см. рис. 1) свидетельствуют о том, что с ростом размера капель до $d_0 \approx 30$ мкм скорость пламени монотонно возрастает; затем она, по-видимому, начинает падать. Для взвеси капель размером 30 мкм расчетное и опытное значения практически совпали. Два последних обстоятельства указывают на то, что расчетная схема [13] хорошо описывает режимы распространения пламени, близкие к квазигетерогенному. Для описания распространения пламени в квазигомогенном режиме и переходной области в расчете необходимо обязательно учитывать кинетику реагирования в объеме между каплями. Это же отмечают авторы [13].

Если экспериментальный факт роста скорости пламени с увеличением размера капель [5] в работе [14] объясняется эстафетным механизмом распространения фронта горения, авторы работы [15] объясняют его иначе: «возможность горения взвеси в диффузионном режиме со скоростью, превышающей нормальную скорость газового пламени, обусловлена тем обстоятельством, что температура вблизи частиц, где идет реакция, выше температуры продуктов сгорания, определяющей скорость фронта в газе». Основываясь на качественных соображениях, авторы полагают, что зависимость $v_0 = v_0(d_0)$ может иметь максимум, но может быть и монотонно убывающей.

В настоящей работе теоретически устанавливается зависимость скорости стационарного распространения пламени в двухфазной смеси от размера капель и избытка окислителя; расчетная модель строится на основе «теплопроводного» механизма распространения пламени с учетом возможной смены режима горения от квазигомогенного к квазигетерогенному. Для того чтобы фиксировать смену указанных режимов, рассмотрим первый из них.

Квазигомогенный режим горения, как уже отмечалось, реализуется для взвеси мелких капель при небольших избытках окислителя в смеси. В расчете будем исходить из следующих основных положений. Течение двухфазной смеси одномерное, взвесь моодисперсная, скорости движения капель и газа одинаковы; тепло- и массообмен с окружающей средой отсутствует, капли испаряются и нагреваются в режиме испарения в инертную среду, реакция (с конечной скоростью) идет только в объеме между каплями.

Уравнение переноса тепла в газозвеси имеет вид

$$-\lambda dT_v/dx + gc_p T_v + g_s(c_p T_s - l) + q_r g_k = \text{const}_1. \quad (1)$$

Здесь T_v и T_s — температуры газа и частиц; g , g_s и g_k — массовые потоки газа, жидкости и кислорода соответственно; λ — коэффициент теплопроводности; c_p — удельная теплоемкость; l — теплота испарения горючего; q_r — теплота реакции. Полный массовый поток смеси вдоль x не меняется

$$g + g_s = \text{const}_2. \quad (2)$$

Изменение потока кислорода определяется скоростью его потребления в реакции

$$dg_k/dx = -k\rho^2 n_{kv} n_{pv} \exp(-E/RT_v), \quad (3)$$

а изменение потока паров g_n — также скоростью потребления их в реакции и, кроме того, скоростью испарения капель

$$dg_n/dx = 1/\beta \cdot dg_k/dx - dg_s/dx. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность газа; n_{kv} и n_{pv} — концентрации кислорода и паров горючего соответственно; k — константа скорости реакции; E — энергия активации; β — стехиометрический множитель.

Диффузией газов будем пренебрегать; в этом случае

$$g_k = n_{kv} g, \quad g_n = n_{nv} g. \quad (5)$$

«Штучный» поток капель не меняется, поэтому их массовый поток и размер d связаны соотношением

$$g_s/d^3 = \text{const}_3. \quad (6)$$

Наконец, запишем уравнения баланса тепла и массы для капли

$$v c_p \rho_{ж} \pi d^3/6 \cdot dT_s/dx = g_r, \quad -v \rho_{ж} \cdot d/dx (\pi d^3/6) = \pi d^2 \rho_s v_s.$$

Выражения для потока тепла внутрь капли g_r и скорости ее испарения ($\rho_s v_s$) можно найти в работе [16]. С учетом этих выражений последние два равенства примут вид

$$v \cdot c_p \rho_{ж} d^2/6 N u \lambda_s \cdot dT_s/dx = [(dT/d\eta)_{\eta=0} - l/c_p] \ln(1 + \eta_v), \quad (7)$$

$$-v \cdot c_p \rho_{ж}/4 N u \lambda_s \cdot d(d^2)/dx = \ln(1 + \eta_v).$$

Безразмерный параметр η^v и градиент температуры газа у поверхности капли $(dT/d\eta)_{\eta=0}$ в режиме ее испарения в инертную среду определяются довольно просто⁶ (см. [16]):

$$\eta_v = n_{ps} - n_{pv}/(1 - n_{ps}), \quad n_{ps} = M_p p_{п}/M_v p, \quad (dT/d\eta)_{\eta=0} = (T_v - T_s)/\eta_v. \quad (8)$$

⁶ В отличие от [16] здесь учтено, что содержание паров в газовой среде n_{pv} отлично от нуля.

Здесь p_{π} — давление насыщенного пара при температуре капли T_s ; p — общее давление в смеси; M_{π} и M_v — молекулярные веса пара и газа соответственно; $\rho_{ж}$ — плотность жидкости; Nu — критерий Нуссельта; скорость движения смеси v вычисляется по массовому потоку газа g и его плотности ρ

$$v = g/\rho = gRT^v/M^v\rho. \quad (9)$$

Граничные условия для области исходной смеси ($x = -\infty$) определяются условиями ее равновесия

$$dT_v/dx = 0, \quad T_s = T_v = T_0, \quad n_{\pi v} = n_{\pi s} (\eta_v = 0) \quad (10)$$

при начальных параметрах

$$n_{\pi v} = n_0, \quad d = d_0, \quad g_s^0 = g_0 \left(\frac{\beta n_0}{\alpha} - n_{\pi s} \right),$$

где α — начальный коэффициент избытка окислителя, рассчитанный на все горючее (в жидкой и паровой фазе).

Граничные условия для области продуктов сгорания ($x = \infty$)

$$dT_v/dx = 0, \quad \begin{array}{l} \text{при } \alpha \geq 1 \quad n_{\pi v} = 0, \\ \text{при } \alpha \leq 1 \quad n_{\pi v} = 0. \end{array} \quad (11)$$

После введения в задачу безразмерных переменных

$$\theta_v = \frac{c_p T_v}{q_K}, \quad \theta_s = \frac{c_p T_s}{q_K}, \quad \xi = \frac{d}{d_0}, \quad \bar{x} = \frac{c_p g_s^0 x}{\lambda^*}$$

и параметров

$$b = \rho^* d_0 \sqrt{\frac{c_p k}{\lambda^*}}, \quad e = v_0 \sqrt{\frac{c_p}{\lambda^* k}}, \quad \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} - \frac{n_{\pi s}^0}{\beta n_0}, \quad \varepsilon = \frac{\rho^*}{\rho_{ж}}, \quad \Pi = \frac{c_p E}{R q_K}$$

уравнения (1) — (9) с учетом граничных условий (10) преобразуются к виду

$$(\theta_v/\theta^*)^{\gamma} d\theta_v/d\bar{x} = (1 + \tilde{\alpha}/\beta n_0 - \xi^3) (\theta_v + n_{\pi v}) + \xi^3 (\theta_s - l/q_K) - \\ - \tilde{\alpha}/\beta n_0 (\theta_0 + n_0) - \theta_0 - l/q_K, \quad -d/d\bar{x} [(1 + \tilde{\alpha}/\beta n_0 - \xi^3) n_{\pi v}] = Q, \quad (12)$$

$$n_{\pi v} = 1 + \beta n_{\pi v} - \frac{\tilde{\alpha} (1 + \beta n_0 - n_{\pi s}^0)}{\beta n_0 (1 + \frac{\tilde{\alpha}}{\beta n_0} - \xi^3)};$$

$$\psi/6 \cdot d\theta_s/d\bar{x} = [(d\theta/d\eta)_{\eta=0} - l/q_K] \ln(1 + \eta^v); \quad (13)$$

$$\psi/2 \cdot d\xi/d\bar{x} = -\xi \ln(1 + \eta_v). \quad (14)$$

Здесь

$$Q = (\tilde{\alpha}\theta_0/\beta n_0 e)^2 \cdot n_{\pi v} n_{\pi s} / \theta^2 \exp(-\Pi/\theta),$$

$$\psi = \theta^*/\varepsilon Nu (e\beta n_0/\alpha\theta_0)^2 (\theta^*/\theta_s)^{\gamma} (1 + \tilde{\alpha}/\beta n_0 - \xi^3) \theta_v \xi^2, \quad (d\theta/d\eta)_{\eta=0} = (\theta_v - \theta_s)/\eta_v$$

и учтена зависимость $\lambda = \lambda^* (T/T^*)^{\gamma}$. Граничные условия (10) — (11) примут вид

$$\begin{array}{l} \bar{x} = -\infty \quad \theta_v = \theta_s = \theta_0, \quad n_{\pi v} = n_0, \quad \xi = 1; \\ \bar{x} = \infty \quad d\theta_v/d\bar{x} = 0, \quad \text{при } \alpha \geq 1 \quad n_{\pi v} = 0, \\ \text{при } \alpha \leq 1 \quad n_{\pi v} = 0. \end{array} \quad (15)$$

Таким образом, скорость распространения пламени определяется значением параметра e , при котором интегральные кривые системы уравнений (12) — (14) проходят через две точки, заданные крайними условиями (15). Задача (12) — (15) решалась численно на ЭВМ.

Вычисления $e \sim v_0/\sqrt{k}$ велись для смесей капель тетралина с воздухом при начальной температуре $T_0=300$ К и давлении $p=1$ атм; варьировались параметры: $b \sim d_0/\bar{k}$, $\Pi \sim E=20; 40$ ккал/моль, $\alpha=1; 1,5; 2$, $Nu=2,04; 2,07; 2,1$.

Одна из вычисленных зависимостей скорости пламени от размера капель представлена на рис. 2 ($\alpha=1$, $E=40$ ккал/моль, $Nu=2,07$).

Для всех выбранных значений параметров α , Π и Nu скорость пламени e возрастает с уменьшением размера капель b , приближаясь к своему значению для гомогенной смеси. Типичная структура фронта пламени для взвеси мелких капель показана на рис. 3⁷ ($b=82$, $E=40$ ккал/моль, $Nu=2,07$). В этом случае скорость пламени мало отличается от таковой для гомогенной смеси (см. рис. 2); фронт пламени состоит как бы из двух зон: зоны предварительного испарения горючего и зоны горения «приготовленной» горючей смеси. В первой из них ($\bar{x}=\bar{x}/e \cdot 10^{-3} \leq 1,5$) газ постепенно разогревается (см. θ_v) за счет тепла, поступающего с теплопроводностью из высокотемпературной области; за счет теплообмена с газом капли быстро прогреваются (см. θ_s) до равновесной температуры (близкой к температуре кипения) и полностью испаряются (см. ξ^3 и n_{nv}); реакции здесь практически нет ($Q \approx 0$, $n_{nv} \approx n_0$). Во второй зоне ($\bar{x} \geq 1,5$) гомогенная смесь очень быстро воспламеняется (см. Q) и выгорает (см. n_{nv} и n_{kv}); температура при этом возрастает, стремясь к температуре полного адиабатического сгорания смеси.

Для взвеси крупных капель или очень больших констант скорости реакции скорость пламени обратно пропорциональна размеру капель ($v_0 \sim 1/d_0$), т. е. зависимость $e=e(b)$ приобретает вид $eb=\text{const}$ (на рис. 2 она нанесена штриховой линией). Структура фронта пламени для такого случая показана на рис. 4 ($b=1640$, $\alpha=1$, $E=40$ ккал/моль, $Nu=2,07$). Если для взвеси мелких капель распространение пламени

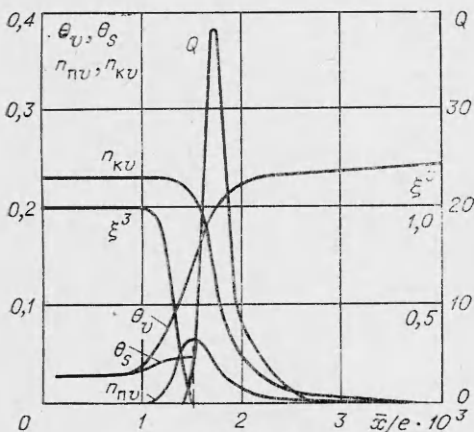


Рис. 3.

⁷ $\bar{x} \sim v_0 x$; поэтому для сравнения пламен при разных $v_0=v_0(d_0, \alpha)$ удобнее координата $\bar{x} \sim x$.

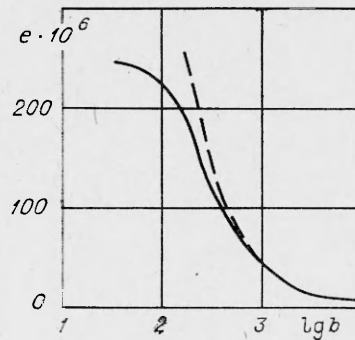


Рис. 2.

определяется главным образом кинетикой реакции (k и E) и слабо зависит от размера капель, для взвеси крупных капель, наоборот, оно практически от кинетики не зависит, а определяется в основном временем испарения капель, т. е. их размером. На рис. 4 не нанесено распределение содержания паров — оно не превышало 0,3%; испарившееся горючее почти сразу же сгорало. Из рисунка видно, что воспламенение происходит, когда испарилось еще только около 10% горючего; капли присутствуют по всей толщине фронта пламени;

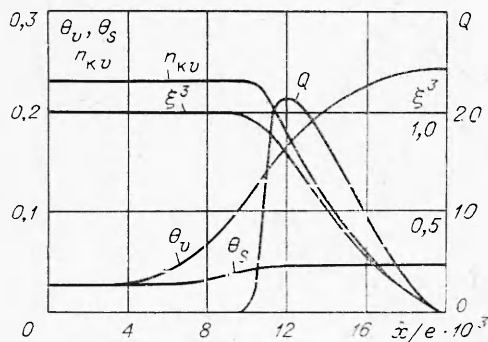


Рис. 4.

Входящие в уравнения (13) и (14) градиент температуры $(d\theta/d\eta)_{\eta=0}$ и параметр скорости испарения η_v вычисляются из задачи, учитывающей реакцию паров вблизи капли (см. [16])

$$-\frac{d^2\theta}{d\eta^2} = \left[\frac{b\theta^* \zeta}{Nu \ln(1+\eta_v)} \right]^2 \left(\frac{\theta^*}{\theta_s} \right)^\gamma \frac{n_{11} n_{12}}{\theta^2 (1+\eta)^2} \frac{\exp\left(-\frac{\Pi}{\theta}\right)}{\left[1 - \frac{2}{Nu} \frac{\ln(1+\eta)}{\ln(1+\eta_v)} \right]^4},$$

$$n_{11} = \beta(\theta_s - \theta) + n_{11s} + [\beta(\theta_v - \theta_s) + n_{11v} - n_{11s}] \eta / \eta_v, \quad (16)$$

$$n_{12} = \theta_v - \theta + n_{12v} + (\theta_v - \theta_s + n_{12v} + \theta_s) \frac{\eta - \eta_v}{1 + \eta_v},$$

$$\theta'_s = \left(\frac{d\theta}{d\eta} \right)_{\eta=0} = \frac{\beta(\theta_v - \theta_s) + n_{11v} - n_{11s} + (1 - n_{11s}) \eta_1}{\beta \eta_v},$$

$$\theta(0) = \theta_s, \quad \theta(\eta_v) = \theta_v.$$

В отличие от задачи [16] здесь $n_{11v} \neq 0$. Как выяснилось еще в [16], задача (16) может иметь одно или три решения (η_v, θ'_s) ; нас, естественно, интересовал процесс самовоспламенения капли, т. е. первое решение задачи (16) исчезало (кризисное воспламенение), либо η_v был близок к его значению в режиме диффузионного горения (совпадали две первые значащие цифры в их значениях).

После воспламенения капли температура ее считалась постоянной, т. е. уравнение (13) далее отбрасывалось; скорость испарения капли вычислялась по диффузионной теории горения, т. е. вместо (14) использовалось уравнение

$$\frac{\psi}{2} \frac{d\zeta}{dx} = -\zeta \ln \left[1 + \frac{q_K}{I} (\theta_v - \theta_s^k + n_{11v}) \right],$$

где θ_s^k — температура кипения горючего.

Предполагалось также, что имеющиеся к моменту воспламенения капли пары сгорают «мгновенно», т. е. их содержание n_{11v} скачком падает до нуля. Все испаряющееся горючее теперь сгорает вблизи каплей, поэтому в третьем уравнении системы (12) n_{11v} полагается равной нулю и получается равенство для определения содержания кислорода

$$\beta n_{11v} = \frac{\tilde{\alpha} \left(1 - \frac{n_{11s}^0}{\beta n_0} \right) - 1 + \zeta^3}{\frac{\tilde{\alpha}}{\beta n_0} - 1 - \zeta^3};$$

зона горения намного шире, чем для взвеси мелких капель.

Попытаемся теперь учесть еще возможность образования микропламен около капель.

Переход от квазигомогенного режима горения к квазигетерогенному. Уравнения (12), определяющие общий баланс тепла и массы кислорода и горючего в газовой взвеси, остаются без изменения. Для расчетного анализа воспламенения капли воспользуемся квазистационарной теорией разработанной в работе [16].

отсюда легко находится функция тепловыделения во фронте горения

$$Q = -d/d\bar{x} [(1 + \tilde{\alpha}/\beta n_0 - \xi^3) n_{rv}] = -1/\beta \cdot d\xi^3/d\bar{x}.$$

Вычисления скорости распространения пламени по только что сформулированной расчетной модели были выполнены для тех двухфазных смесей, что и вычисления квазигомогенных режимов. Оказалось, что во всех расчетных вариантах распространения пламени воспламенение смеси сначала происходит в объеме, а затем уже загораются капли (если они вообще загораются). Этого, по-видимому, следовало ожидать, так как воспламенение вблизи капли (например, «зарождение» максимума температуры) происходит всегда, как показали расчеты с одиночной каплей, почти у самой границы с внешней средой. Причем все расчеты воспламенения одиночной капли велись при условии $n_{rv} = 0$, тогда как в случае горения газозвеси $n_{rv} \neq 0$ и, следовательно, «очаг» воспламенения может образоваться на самой границе с внешней средой.

Для стехиометрической смеси ($\alpha = 1$) расчетные зависимости $e = e(b)$ практически не отличаются от таковых, рассчитанных по квазигомогенной модели (см. рис. 2); при $\alpha = 1$ не воспламеняются капли даже достаточно больших размеров. Последнее обстоятельство можно объяснить следующим образом. При воспламенении смеси в объеме температура газа заметно увеличивается, что безусловно, облегчает воспламенение капли; вместе с тем резко снижается содержание кислорода — это, напротив, затрудняет ее воспламенение. При $\alpha = 1$ содержание кислорода в конце концов падает до нуля и, по-видимому, его падение больше сказывается на условиях воспламенения капли, нежели увеличение температуры газа. Действительно, расчеты распространения пламени при $\alpha = 1,5$ показали⁸, что крупные капли во фронте пламени обязательно воспламеняются. Расчетные значения скорости пламени e в этом случае оказались выше, чем вычисленные по квазигомогенной модели. Однако зависимость $e = e(b)$ получилась такой же (в качественном отношении), как и при $\alpha = 1$: с увеличением размера капель b скорость пламени e уменьшается.

Расчеты при больших избытках воздуха в смеси ($\alpha = 2$) дали качественно другую зависимость $e = e(b)$. Одна из них представлена на рис. 5 ($\alpha = 2$, $E = 40$ ккал/моль, $Nu = 2,07$), штриховыми кривыми отмечен расчет по квазигомогенной модели. При $\alpha = 2$ капли, как правило, воспламеняются во фронте пламени: мелкие — безкризисно, крупные — с критическим переходом к диффузионному горению. Типичная структура фронта пламени с переходом к квазигетерогенному режиму горения показана на рис. 6 ($b = 820$, $\alpha = 2$, $E = 40$ ккал/моль, $Nu = 2,07$); штриховыми кривыми отмечен расчет по квазигомогенной модели. Если бы не была учтена возможность воспламенения капли, пламя распространялось бы постадийно; сначала (до $\bar{x} \approx 8$) испарялись бы капли и образовывалась горючая смесь, а затем (при $\bar{x} \geq 8$) гомогенная смесь воспламенялась и сгорала. На самом деле, сразу же вслед за гомогенным воспламенением (при $\bar{x} \approx 5,5$), когда еще испарилось очень мало горючего, капли воспламеняются. Переход горения на квазигетерогенный режим характеризуется очень резким и концентрированным выделением тепла и, естественно, быстрым испарением и выгоранием реагентов; паров в объеме почти нет; фронт пламени примерно в 3 раза тоньше, а скорость его в 1,5—2 раза больше, чем рассчитанные по квазигомогенной модели.

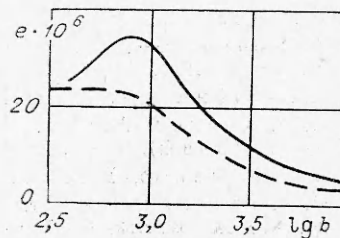


Рис. 5.

⁸ При этом $n_{rv} \geq 7,3\%$.

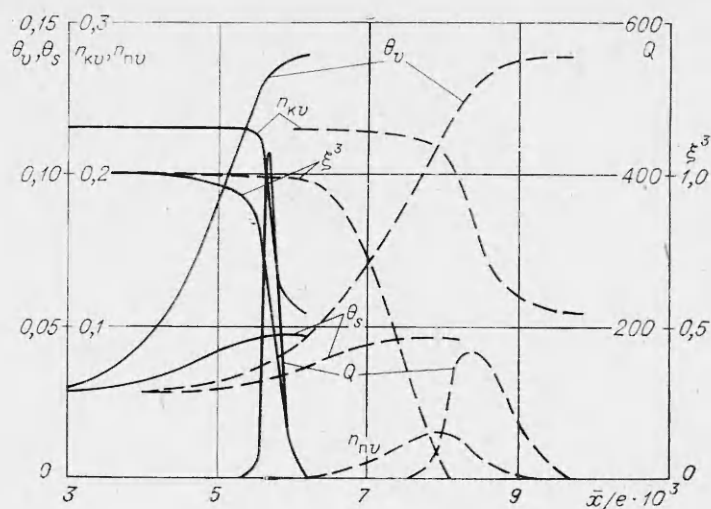


Рис. 6.

Таким образом, рассмотренная расчетная модель распространения пламени в смеси углеводородных капель с воздухом дает качественно такие же зависимости скорости пламени от размера капель, что и наблюдаемые в экспериментах: при малых избытках воздуха ($\alpha \leq 1,5$) с уменьшением размера капель скорость пламени возрастает, приближаясь к ее значению для гомогенной смеси; при больших избытках ($\alpha \geq 2$) на кривой $v_0 = v_0(d_0)$ имеется максимум, т. е. скорость пламени может возрастать с ростом размера капель.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Поступила в редакцию
18/VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Тихомиров.— В сб.: Горение двухфазных систем. М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. Б. П. Лебедев, В. Г. Тихомиров. ЖТФ, 1960, 30, 8.
3. В. Я. Басевич. Изв. АН СССР, ОТН, 1958, 2.
4. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Изв. АН СССР, «Энергетика и автоматика», 1959, 2; Изв. АН СССР, «Металлургия и топливо», 1960, 3.
5. I. H. Burgoyne and L. Cohen. Proc. Roy. Soc., 1954, Ser. A, 225, 1162, 375.
6. J. Mizutani, T. Nishimoto. Combust. Sci. Tech., 1972, 6, 1.
7. Ф. А. Вильямс. Теория горения, М., «Наука», 1971.
8. Л. А. Клячко, З. В. Истратова. Третье всесоюзное совещание по теории горения, т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1960.
9. I. A. Growning, T. L. Tylog, W. G. Kral. Industrial Engin. Chem., 1957, 49, 142.
10. D. Anson. Fuel, 1953, 32, 39.
11. F. A. Williams. Combustion and Flame, 1953, 3, 215.
12. Ф. Вильямс.— В сб.: Исследование ракетных двигателей на жидком топливе. М., «Мир», 1964.
13. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматуллин. ПМТФ, 1973, 4.
14. Л. А. Клячко. Автореф. докл. на Втором всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву (Ереван). Черноголовка, 1969.
15. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1971, 201, 1.
16. М. А. Гуревич, Г. И. Сиркунен, А. М. Степанов.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 6 и 7. Киев, изд. КГУ, 1972.