

## К РАСЧЕТУ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРУЖНОГО ГОРЕНИЯ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

(Ленинград)

В работе [1] рассмотрены закономерности диффузионного горения жидкости при ее взаимодействии со струей инжестируемого химически активного газа (погружного факела). Как правило, в потоке окислителя присутствует один или несколько инертных компонентов существенно влияющих на характер процессов тепло- и массопереноса. Ниже ранее полученные результаты обобщаются на случай погружного горения при наличии инертной примеси. При анализе используются подходы и обозначения, принятые в работе [1].

**Гидродинамическая задача.** Так как допущение о наличии инертной добавки в окислителе не меняет процедуры определения гидродинамических параметров, то поля продольной  $u_i(x, y)$  и поперечной  $v_i(x, y)$  компонент скорости считаются известными и характеризуются инвариантом, отражающим условие сохранения потока импульса (см. [1]).

**Диффузионная задача.** Для описания движения компонент газовой фазы введем в рассмотрение концентрацию инерта  $c_n$  и обобщенную концентрацию  $G = 1 + c_n/\Omega - c_b$ , удовлетворяющие уравнению диффузии

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_1 H_t \bar{y}^k) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}_1 H_t \bar{y}^k) = \frac{1}{\text{Re}_1 \text{Pr}_1} \frac{\partial}{\partial y} \left( \bar{y}^k \frac{\partial H_t}{\partial y} \right), \quad (1)$$

граничным условиям на оси факела

$$\bar{y} = 0, \quad H_t = H_{t,m}, \quad \frac{\partial H_t}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

на свободной поверхности

$$\bar{y} = \bar{y}_*(\bar{x}), \quad H_t = H_{t*} \quad (3)$$

и интегральным инвариантам, отражающим условия сохранения в пределах газовой полости потоков обобщенной концентрации и инертной примеси  $\bar{y}_*$

$$\int_0^{\bar{y}_*} \bar{u}_1 H_t \bar{y}^k d\bar{y} = R_t. \quad (4)$$

Здесь  $H_1 = G$ ;  $H_2 = c_n$ ;  $R_1 = 1$ ;  $R_2 = R$ ;  $\text{Re}_1$  и  $\text{Pr}_1$  — числа Рейнольдса и Прандтля;  $k = 0$ ; 1 — индексы, отвечающие декартовой и цилиндрической системам координат. Инвариант (4) для  $t = 2$ , как и полученное ранее соотношение для  $t = 1$ , находится интегрированием уравнения (1) по ширине газовой полости при соблюдении условия непроницаемости свободной поверхности для потоков  $G$ -фазы и инерта<sup>1</sup>

$$\bar{v}_{1*} H_{t*} \text{Re}_1 \text{Pr}_1 + \left( \frac{\partial H_t}{\partial y} \right)_* = 0, \quad (5)$$

где  $\bar{v}_{1*}$  — безразмерная скорость фазового перехода.

Для определения полей концентрации  $H_t$  воспользуемся интегральным методом, представив искомые величины в виде степенных полиномов

$$H_t(\bar{x}, \bar{y}) = \sum_{m=0}^2 a_{t,m}(\bar{x}) \bar{y}^m, \quad (6)$$

удовлетворяющих граничным условиям (2) и (3), а также интегральным

<sup>1</sup> Соотношение (5) для  $t = 1$  отражает свойство непроницаемости жидкости для инертной примеси; для  $t = 2$  оно получено введением обобщенной концентрации  $G = 1 - c_b$  в уравнение материального баланса для паров на свободной поверхности.

соотношениям (4). Переходя к переменной  $\varphi = \bar{y}/\bar{y}_*(\bar{x})$  и определив коэффициенты разложения, получим

$$H_t(\bar{x}, \varphi) = H_{t,m} + (H_{t*} - H_{t,m})\varphi^2. \quad (7)$$

При этом значения концентраций на оси факела  $H_{t,m}$  и свободной поверхности  $H_{t*}$  удовлетворяют уравнениям

$$H_{t,m} = \left( \frac{R_t \bar{x}^\alpha}{A_1 B^{\beta+1}} - I_3 H_{t*} \right) \left[ F_1(1) - I_3 \right], \quad (8)$$

$$c_{n*} = c_{n,m} G_* / G_m, \quad (9)$$

первое из которых получается подстановкой решения (7) в интегральное условие (4), а второе — результат комбинации условий (5). Здесь  $\alpha$ ,  $A_1$ ,  $B$ ,  $I_3$ ,  $F_1(1)$  — константы, характеризующие поля гидродинамических величин.

Как видно из (7), полученные решения представляют собой плавно убывающие с удалением от оси факела функции  $G(\bar{x}, \varphi)$  и  $c_n(\bar{x}, \varphi)$ , определяющие в интервале  $0 \leq \varphi \leq \varphi_\phi$  соответственно концентрации окислителя  $c_a$  и инерта, а в интервале  $\varphi_\phi \leq \varphi \leq 1$  — значения концентрации паров  $c_b$  и инерта. Распределение концентрации газообразных продуктов реакции  $c_n$  определится затем соотношением

$$c_n = 1 - c_a - c_b - c_{n*}. \quad (10)$$

**Тепловая задача.** Процедура тепловой задачи сохраняется прежней и приводит к тем же соотношениям для безразмерной температуры  $\Theta_t = T_t/T_\infty$ , что и в работе [1] — к автомодельному решению в жидкой и локально автомодельному в газовой фазе.

**Определение граничных величин.** Поля температуры и концентраций будут определены, если найдены значения этих величин на характерных границах — оси факела, фронте пламени и свободной поверхности ( $H_{t,m}$ ,  $H_{t*}$ ,  $\Theta_m$ ,  $\Theta_\phi$ ,  $\Theta_*$ ), входящих в решения диффузионной и тепловой задач. Для их определения помимо соотношения Клапейрона — Клаузиуса и уравнений (8) и (9) следует воспользоваться уравнениями теплового баланса на фронте пламени и свободной поверхности. Следуя процедурам и обозначениям [1], последнее из перечисленных соотношений приводится к виду

$$\Theta_m - \frac{\varepsilon \vartheta_\pi}{\ln \kappa / c_{b*}} + \frac{c_{am} \vartheta_\pi}{\Omega} = \gamma \left( \frac{\varepsilon \vartheta_\pi}{\ln \kappa / c_{b*}} - 1 \right) + \vartheta_\pi \frac{c_{am} + \Omega c_{b*}}{\Omega (1 - c_{b*})}, \quad (11)$$

где  $\kappa = \exp(\varepsilon \vartheta_\pi / \Theta_{кип})$  — константа равновесия паров на линии насыщения;  $\Theta_{кип}$  — температура кипения жидкости;  $\varepsilon$ ,  $\vartheta_\pi$ ,  $\vartheta_\tau$ ,  $\Omega$ ,  $\gamma$  — константы, характеризующие физико-химические свойства системы.

В дальнейшем рассмотрим сечение, отвечающее полюсу факела, где температура  $\Theta_{m0}$  и концентрация  $G_{m0} = 1 + c_{a0}/\Omega$  считаются известными и равными их начальным значениям для эквивалентного факела, образованного струей из насадка конечного размера. Подстановка  $\Theta_{m0}$  и  $G_{m0}$  в (11) приводит к неявному балансовому уравнению для определения концентрации  $c_{b*}$ , по виду мало отличающемуся от аналогичного соотношения в [1]. Для анализа полученного уравнения удобен графоаналитический подход. С этой целью представим левую и правую части (11) в виде самостоятельных функций  $Q_+(c_{b*})$  и  $Q_-(c_{b*})$ , отражающих соответственно интенсивность теплоподвода и теплоотвода от свободной поверхности. Пересечение этих функций определяет искомое значение концентрации  $c_{b*}$ .

Можно показать, что функция  $Q_+$  — монотонно убывающая, а  $Q_-$  — возрастающая, с асимптотой в точке  $c_{b*} = 1$ , отвечающей состоянию кипения. Это обстоятельство обуславливает единственность и устойчивость решений (11), а также отсутствие кипения при горении жидкости. Так

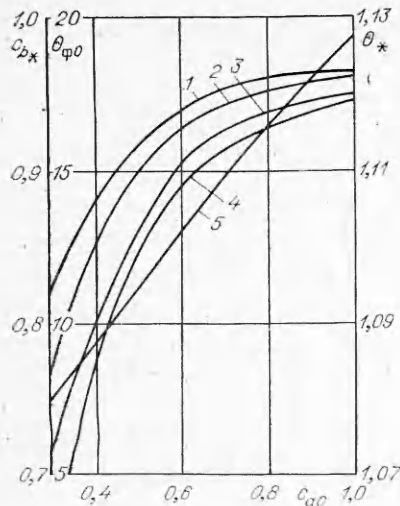


Рис. 1. Характерные температуры и концентрация в полюсе факела. Система гексан + кислород + азот при атмосферном давлении.  
 1 —  $\Theta_*$  ( $h=0$ ); 2 —  $\Theta_*$  ( $h=1$ ); 3 —  $c_{b*}$  ( $h=0$ ); 4 —  $c_{b*}$  ( $h=1$ ); 5 —  $\Theta_{\phi 0}$  ( $h=0; 1$ ).

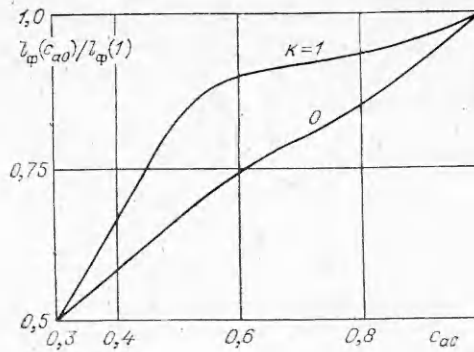


Рис. 2. Длина факела в зависимости от концентрации инерта в окислителе;  $l_{\phi}(1)$  — длина факела при  $c_{a0} = 1$ .

как для большинства органических жидкостей значения удельных теплот реакции  $\vartheta_r$  и парообразования  $\vartheta_n$  несоизмеримы ( $\vartheta_r \gg \vartheta_n$ ), то пересечение функций  $Q_+(c_{b*})$  и  $Q_-(c_{b*})$  (т. е. решение балансного уравнения) будет иметь место при любых значениях концентрации  $c_{a0}$ . Это означает, что в рамках приближения, отвечающего бесконечно большой скорости реакции, разбавление окислителя инертном не приведет к срыву горения, а будет сопровождаться лишь снижением равновесных значений температуры и концентрации паров на свободной поверхности, а также температуры на фронте пламени. Как следует из расчетов (рис. 1), параметры  $\Theta_{\phi}$  и  $c_{b*}$  наиболее чувствительны к изменению содержания инерта в окислителе, а температура свободной поверхности меняется незначительно.

**Форма и длина пламени.** Поскольку на фронте пламени полностью расходуются оба реагента, то  $G(\bar{x}, \varphi_{\phi}) = 1$ . Используя это уравнение в (7), получим уравнение второй степени относительно функции  $\varphi_{\phi}(\bar{x})$ , положительный корень которого определяет конфигурацию фронта. Координаты вершины факела  $\bar{x}_{\phi}$  и его полюса  $\bar{x}_0$  вычисляются из (8) подстановкой в него соответственно условий  $G_m(\bar{x}_{\phi}) = 1$  и  $G_m(\bar{x}_0) = 1 + c_{a0}/\Omega$ :

$$\begin{aligned} \bar{x}_{\phi} &= \{A_1 B^{h+1} [F_1(1) - c_{b*} I_3]\}^{-1/|\alpha|}, \\ \bar{x}_0 &= \bar{x}_{\phi} (1 + \Delta \bar{x}_{\phi}^{|\alpha|})^{-1/|\alpha|}, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\Delta = c_{a0} A_1 B^{h+1} [F_1(1) - I_3]/\Omega$ . Разность этих величин определяет длину эквивалентного факела  $\bar{l}_{\phi} = \bar{x}_{\phi} - \bar{x}_0$ .

Из формул (12) следует, что содержание инертной примеси в потоке окислителя должно оказывать существенное влияние на протяженность факела. Это влияние иллюстрируется графиками на рис. 2. Расчеты относительной длины факела  $l_{\phi}(c_{a0})/l_{\phi}(1)$  выполнены для плоского и осесимметричного случаев при одинаковых значениях поперечника эквивалентного сопла  $d = 3 \cdot 10^{-3}$  м и осевой скорости на его срезе  $u_{m0} = 20$  м/с, что соответствует  $Re_0 = u_{m0} d / \nu_1 \approx 4300$  ( $\nu_1 = 1,4 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с). Расчетные зависимости показывают, что обогащение факела инертном ведет к существенному сокращению его длины как в плоском, так и в осесимметричном течении.

Очевидно, что осесимметричный факел должен быть существенно короче плоского, поскольку процесс горения в последнем протекает менее интенсивно вследствие менее развитой поверхности контакта реагентов. Однако соотношение между расчетными значениями длины плоского и осесимметричного факелов получилось обратным (при  $k = 1$   $l_{\phi}(1) = 3,737$  м, при  $k = 0$   $l_{\phi}(1) = 2,598$  м). Такое несоответствие обусловлено

приближенным характером решения диффузионной задачи. При этом, если точность приближенного решения при  $k=0$  удовлетворительна<sup>2</sup>, то описание поля концентраций с помощью квадратичного полинома в осесимметричном факеле связано с существенными погрешностями. Этот недостаток интегрального метода широко распространен и проявляется также в ряде задач теории струйных течений [2].

**Порядок решения задачи.** Определив концентрацию  $c_{b*}$ , найдем из уравнения Клапейрона — Клаузиуса соответствующую ей равновесную температуру  $\Theta_*$ . Затем при заданных значениях инвариантов  $I_0$  и  $M_0$  по соотношениям [1] определим константы  $A_1$  и  $B$ , характеризующие гидродинамику факела, и, согласно (12), его длину и полюсное расстояние (в зависимости от заданной в сечении полюса концентрации  $c_{a0}$ ). Полагая при  $\bar{x} = \bar{x}_0$  величину  $c_{*0} = 1 - c_{a0}$ , из (8) при  $t=2$  вычислим инвариант  $R_0$ . Затем при заданных значениях координаты  $\bar{x} > \bar{x}_0$  по формулам (8), (9), (11) найдем функции  $c_{*m}(\bar{x})$ ,  $c_{b*}(\bar{x})$ ,  $G_m(\bar{x})$  и  $\Theta_m(\bar{x})$ , а из соотношения теплового баланса на фронте факела (см. [1]) — его температуру  $\Theta_\phi(\bar{x})$ .

Найденные таким образом граничные значения температуры и концентраций однозначно определяют поля тепловых и диффузионных величин в ламинарном погружном факеле.

Поступила в редакцию 17/V 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1981, 17, 2.
2. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965.

### НЕУСТОЙЧИВЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ ТЕРМИТНЫХ СИСТЕМ

А. Г. Струнина, А. В. Дворянкин, А. Г. Мержанов

(Черноголовка)

Процесс горения конденсированных систем весьма многолик. В зависимости от параметров систем и условий реагирования превращение исходных компонентов в продукты может проходить в форме стационарной волны горения (равномерное перемещение фронта реакции [1, 2]) либо автоколебательного горения (скачкообразное перемещение [3]), движения всевозможным образом искривленных фронтов, либо в виде спирального горения (спиралевидное перемещение очага реакции по образцу цилиндрической формы [4]). До недавнего времени считалось, что разные режимы горения присущи различным системам (например, автоколебательное — безгазовым, спиновое — гибридным). Затем это представление было опровергнуто теоретическим [5—7] и экспериментальным [8, 9] исследованиями. Оказалось, что различные режимы могут наблюдаться при горении одних и тех же систем в зависимости от их параметров, а в определенных системах и в зависимости от начального теплового импульса [10, 11]. Вопрос о перестройке режимов горения при варьировании условий протекания процесса без изменения параметров самой системы

<sup>2</sup> Точность полученных решений контролировалась сопоставлением равных по смыслу интегралов, определяющих с точностью до постоянной поток окислителя

через эквивалентное сопло  $\int_0^{y_*} u_{10} c_{a0} y^k dy$  и его количество, выгоревшее на фронте

пламени  $\Omega D \int_{x_0}^{x_\phi} \left( \frac{\partial c_b}{\partial y} \right)_{y_\phi} \cdot y_\phi^k dx$ .