

Т а б л и ц а 3

## Значения допустимых зарядов исследованных порошков

Название порошка	Величина допустимого заряда, Кл/г	
	аэрогель	аэрозоль
1. Титан марки ПТВДТС-1	$2 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-15}$
2. Шихта на основе титана марки ПТВДТС-1	$1 \cdot 10^{-9}$	$1,4 \cdot 10^{-11}$
3. Титан магниевотермический крупный	$1,3 \cdot 10^{-12}$	$8 \cdot 10^{-15}$
4. Шихта на основе титана магниевотермического крупного	$4 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-13}$
5. Титан магниевотермический мелкий	$8 \cdot 10^{-13}$	$4 \cdot 10^{-15}$
6. Шихта на основе титана магниевотермического мелкого	$1,4 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-11}$
7. Титан марки ПТМ	$3,6 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$
8. Шихта на основе титана марки ПТМ	$6,4 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-10}$

при выполнении различных операций, с величиной допустимого заряда. Авторы работы [3] рекомендуют определять допустимый заряд по формуле:

$$Q_{\text{доп}} = 3,3 \cdot 10^{-8} W_{\text{мин}},$$

где  $Q_{\text{доп}}$  — допустимый заряд при разряде статического электричества;  $W_{\text{мин}}$  — минимальная энергия воспламенения.

В табл. 3 приведены значения допустимых зарядов исследованных порошков. При сравнении данных табл. 1, 3 и рис. 1—3 видно, что эти значения намного ниже величины зарядов, приобретаемых порошками во всех случаях рассева и пересыпания. Таким образом, выполнение этих операций с порошками и шихтами, используемыми при получении карбида титана методом СВС, связано с опасностью воспламенения порошков от разрядов статического электричества.

С целью снижения опасности воспламенения и взрыва порошков в результате электризации необходимо использовать сита из латуни, размер ячеек при этом должен быть максимальным (при условии нормального протекания технологического процесса); толщина слоя в условиях как просева, так и пересыпания также должна быть максимальной, а длина лотков при пересыпании — минимальной.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Либенсон. Основы порошковой металлургии. М.: Металлургия, 1975.
2. Л. Леб. Статическая электризация. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963.
3. Взрывобезопасность электрических разрядов и фрикционных искр/Под ред. В. С. Кравченко и В. А. Бондаря. М.: Недра, 1976.

УДК 536.46

РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ РЕАГИРУЮЩЕГО ГАЗА  
ЗА СТАБИЛИЗАТОРОМ ПЛАМЕНИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

В. П. Ляшенко, В. П. Ягодкин  
(Москва)

Сложность физико-химических и гидромеханических процессов затрудняет чисто экспериментальное изучение отрывных течений при горении за плохообтекаемым телом и приводит к необходимости применения методов математического моделирования течений при горении. Структура течения при горении претерпевает значительные изменения по срав-

пенню с изотермическим потоком. Как показано в [1, 2], тепловыделение в химических реакциях подавляет вихреобразование за телом, стабилизирующим пламя, и уменьшает энергию турбулентных пульсаций скорости в зоне циркуляции газа. С другой стороны, горение может привести к появлению акустических колебаний [3].

Методы математического моделирования турбулентных течений при горении широко используются в настоящее время, но подавляющее число работ относится к расчету стационарных в среднем процессов, что не всегда соответствует условиям экспериментов. В данной работе представлены метод и результаты решения двумерной задачи о нестационарном обтекании тела клиновидной формы горючей газовой смесью. Приняты следующие упрощающие предположения. Предполагается, что турбулентное движение газа описывается двухпараметрической моделью  $(k - \varepsilon)$  [4], но при учете нестационарных членов

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j) &= 0, \\ \frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \\ \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon, \\ \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \varepsilon) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\tau_{ij} = -\frac{2}{3} \delta_{ij} k + \mu_T \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \right)$ ,  $\mu_T = C_\mu \rho k^2 / \varepsilon$  — турбулентное напряжение и коэффициент турбулентной вязкости;  $k$  и  $\varepsilon$  — кинетическая энергия турбулентности и скорость ее диссипации;  $\rho$  и  $p$  — плотность и давление, осредненные статистически, а остальные переменные осреднены по Фавру (с весом, равным мгновенному значению плотности). Константы модели, согласно [4], равны  $C_\mu = 0,09$ ,  $C_1 = 1,44$ ,  $C_2 = 1,92$ ;  $\sigma_k = 1,0$ ;  $\sigma_\varepsilon = 1,3$ , т. е. предполагается, что возможные нестационарные движения имеют низкую частоту и не изменяют непосредственно свойств турбулентности.

В модели горения принимается, что в потоке протекает простая одноступенчатая реакция горения, которая приводит к образованию продуктов реакции в результате автокатализа, так что относительная концентрация  $m$  продуктов, равная степени преобразования горючей смеси, удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \rho m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j m) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_T}{\sigma_m} \frac{\partial m}{\partial x_j} \right) + R(m), \quad (2)$$

где  $R(m)$  — объемная средняя скорость образования продуктов в турбулентном потоке

$$R(m) = K \rho m (1 - m). \quad (3)$$

Выражение (3) простейшим образом аппроксимирует истинную зависимость скорости реакции от концентрации в соответствии с общим представлением о горении в результате поджигания свежей горючей смеси при турбулентных выбросах сгоревшего газа и постепенного выгорания объемов смеси по ширине зоны горения.

«Константу» скорости реакции  $K$  можно связать с турбулентной скоростью распространения пламени  $u_T$  и коэффициентом турбулентного обмена  $\mu_T$ , если рассмотреть одномерное уравнение, следующее из (2) и (3),

$$\rho u_T \frac{dm}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu_T}{\sigma_m} \frac{dm}{dx} \right) + K \rho m (1 - m) \quad (4)$$

при условиях:  $m = 0$  при  $x = -\infty$ ,  $m = 1$  при  $x = +\infty$ . Известно [5], что при  $R'(0) > 0$  — это так называемая задача Колмогорова, Петровского и Пискунова на собственные значения, которые определяются условием

$$\rho_0 u_\tau \geq \sqrt{4\mu_{T_0} \rho_0 K_0 / \sigma_m}, \quad (5)$$

где  $\rho_0$ ,  $\mu_{T_0}$  и  $K_0$  — значения  $\rho$ ,  $\mu_\tau$  и  $K$  на передней границе зоны горения, причем устойчивому решению соответствует нижнее значение  $u_\tau$ . Таким образом, величина  $K_0$  зависит как от характеристик турбулентности, так и от нормальной скорости распространения пламени  $u_n$ , поскольку известно, что экспериментальные данные для  $u_\tau$  можно представить в общем виде [6]

$$u_\tau^2 = kF \left( \frac{\sqrt{k}}{u_n}, \frac{k^2}{\nu \varepsilon} \right). \quad (6)$$

Согласно [7], зависимость от первого аргумента формулы (6) имеет вид

$$u_\tau = \Theta u_n + \frac{A \sqrt{k}}{\sqrt{\ln(1 + \sqrt{k}/u_n)}}, \quad (7)$$

и, кроме того, имеется зависимость от степени подогрева газа в ламинарном фронте пламени  $\Theta = T_r/T_0$  ( $A = 2, 4$ ).

Чтобы определить текущие значения  $K$  в зависимости от параметров потока и горючей смеси, изменяющихся в зоне горения, примем, что

$$K = \frac{\rho k F \sigma_m}{4\mu_\tau}. \quad (8)$$

Тогда получим

$$R(m) = \frac{\sigma_m}{4C_\mu} \rho \frac{\varepsilon}{k} F m (1 - m). \quad (9)$$

Заметим, что величина  $\varepsilon/k$  — характерная частота турбулентных пульсаций, определяющая скорость «распада вихрей» [8], а выражение (9) сходно с выражением для скорости реакции, предложенным в работе [9]

$$R(m) = 23,6 \left( \frac{\nu \tau}{k^2} \right)^{1/4} \rho \frac{\varepsilon}{k} m (1 - m). \quad (10)$$

Здесь  $R(m)$  зависит лишь от второго аргумента формулы (6), представляющего собой величину, обратно пропорциональную числу Рейнольдса турбулентности. Уравнение (4) и формула (9) при выборе той или иной экспериментальной функции определяют изменение концентрации по ширине зоны горения.

В численном анализе, выполненном конечно-разностным методом, учитывалось изменение параметров турбулентности в зоне горения, определялись гидродинамические величины, концентрации  $m_i$  горючего, окислителя, продуктов, азота и температура газов. Ввиду принятых условий о химическом равновесии и равенстве коэффициентов турбулентного переноса уравнение энтальпии служило для проверки правильности численного решения, поскольку энтальпия газа должна оставаться постоянной.

При интегрировании системы уравнений движения (1) использовали идею метода расщепления [10]. Вычисления проводили в два этапа. Сначала определяли промежуточное значение потока массы  $(\rho U_i)^*$  из уравнений

$$\frac{(\rho U_i)^* - (\rho U_i)^{N-1}}{\delta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^{N-1} U_i^{N-1} U_j^{N-1}) = \frac{\partial \tau_{ij}^{N-1}}{\partial x_j}, \quad (11)$$

где  $N$  обозначает номер шага по времени. Затем определяли поле скорости и давление в момент времени  $t^N$ .

$$\frac{(\rho U_i)^N - (\rho U_i)^*}{\delta t} = -\frac{\partial p^N}{\partial t}. \quad (12)$$

Дифференцируя это уравнение по  $x_i$  и используя уравнение неразрывности, получаем

$$\frac{\partial^2 p^N}{\partial x_i \partial x_i} (\delta t)^2 \equiv \Delta p^N (\delta t)^2 = \rho^N - \rho^{N-1} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i)^* \delta t, \quad (13)$$

где величину  $\rho^N$ , согласно уравнению состояния газа, можно выразить через  $p^N$

$$\rho^N = \frac{p^N}{T^{N-1} R \sum_i m_i / M_i}. \quad (14)$$

Здесь  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $M_i$  — молекулярный вес  $i$ -го компонента смеси с концентрацией  $m_i$ .

В отличие от схем, примененных в [10], [11], конечно-разностные аппроксимации производных по пространственным переменным получим интегрированием уравнений (11) и (13) по контрольному объему, окружающему узел разностной сетки. Такой прием применялся в работах [12, 13].

Интегралы по объему от членов уравнений, имеющих дивергентную форму, преобразуются в интегралы по границам контрольных объемов, и при их вычислении используется линейная или ступенчатая интерполяция независимых переменных («гибридная» схема [13]) для конвективных членов уравнений. Остальные члены с пространственными производными вычисляются при линейной интерполяции. Узлы разностной сетки расположены так, что границы расчетной области находятся на границах контрольных объемов. Граничными условиями при этом служат значения конвективных и диффузионных потоков импульса на стенках или свободных границах. На непроницаемой стенке нормальная компонента скорости равна нулю, для касательной компоненты принимается логарифмический «закон стенки», из которого находятся напряжение трения и диффузионный поток импульса на стенке. Потоки энтальпии и концентрации на стенке полагались равными нулю.

Интегрирование уравнения (13) по контрольному объему в приграничной точке дает

$$\begin{aligned} - \int_V \frac{\rho^{N-1}}{\delta t} dV + \int_{S_1} (\rho U_n)^* dS + \int_{S_2} (\rho U_n)^* dS = \delta t \int_{S_1} \frac{\partial p}{\partial u} dS + \delta t \int_{S_2} \frac{\partial p}{\partial u} dS - \\ - \int_V \frac{p}{\delta t R T} \frac{dV}{\sum_i m_i / M_i}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $S_1$  — поверхность, находящаяся внутри области, а  $S_2$  — совпадающая с границей области. При использовании (12) уравнение (15) преобразуется в следующее:

$$\begin{aligned} - \int_V \frac{\rho^{N-1}}{\delta t} dV + \int_{S_1} (\rho U_n)^* dS + \int_{S_2} (\rho U_n)^* dS = \delta t \int_{S_1} \frac{\partial p}{\partial u} dS - \\ - \int_V \frac{p dV}{\delta t R T \sum_i m_i / M_i}, \end{aligned} \quad (16)$$

т. е. граничное значение  $\frac{\partial p}{\partial u}$  в граничное условие не входит, если известно значение нормальной составляющей скорости  $U_n$ . Такое же условие ставится во входном сечении области. На выходе предполагаются условия пограничного слоя

$$p = \text{const}, \quad \frac{\partial U_x}{\partial x} = \frac{\partial U_y}{\partial x} = 0. \quad (17)$$

Выше показано, что в модели горения содержится условие распространения поджигающей поверхности по свежей смеси. При произвольных начальных условиях с целью повышения устойчивости счета в процессе установления решения применялся независимый от тепловыделения способ задания скорости распространения поджигающей поверхности. Решалось уравнение, формально описывающее распространение этой поверхности со скоростью  $c_i$  по частицам среды [14],

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (U_i + c_i) \frac{\partial f}{\partial x_i} = 0, \quad (18)$$

где  $f = f(x_i, t)$  — уравнение поверхности;  $U_i$  — скорость среды. В уравнении (18) можно считать, что  $f = 0$  в свежей и  $f = 1$  в реагирующей смеси, а  $c_i$  отлично от нуля только на самой поверхности, где  $\vec{c}$  нормален к поверхности и направлен от  $f = 1$  к  $f = 0$ . Преобразуя (18) к дивергентному виду, получаем

$$\frac{\partial \rho f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i f) = - \rho c_i \frac{\partial f}{\partial x_i}. \quad (19)$$

Интеграл по контрольному объему от источникового члена

$$\begin{aligned} I &= \int_V c_i \frac{\partial f}{\partial x_i} dV = \int_V \frac{\partial}{\partial x_i} (c_i f) dV - \int_V f \frac{\partial c_i}{\partial x_i} dV = \int_{S_1} c_n dS - \int_{V_1} \frac{\partial c_i}{\partial x_i} dV = \\ &= \int_{S_1} c_n dS - \int_{S_1} c_n dS - \int_{S_2} c_n dS \approx - c_n S_2, \end{aligned} \quad (20)$$

где  $S_1$  — часть поверхности контрольного объема, совпадающая с поджигающей поверхностью;  $S_2$  — поджигающая поверхность, расположенная внутри контрольного объема, а  $c_n$  совпадает с  $u_r$ . Уравнение (19), преобразованное к конечно-разностному виду, решалось совместно с другими

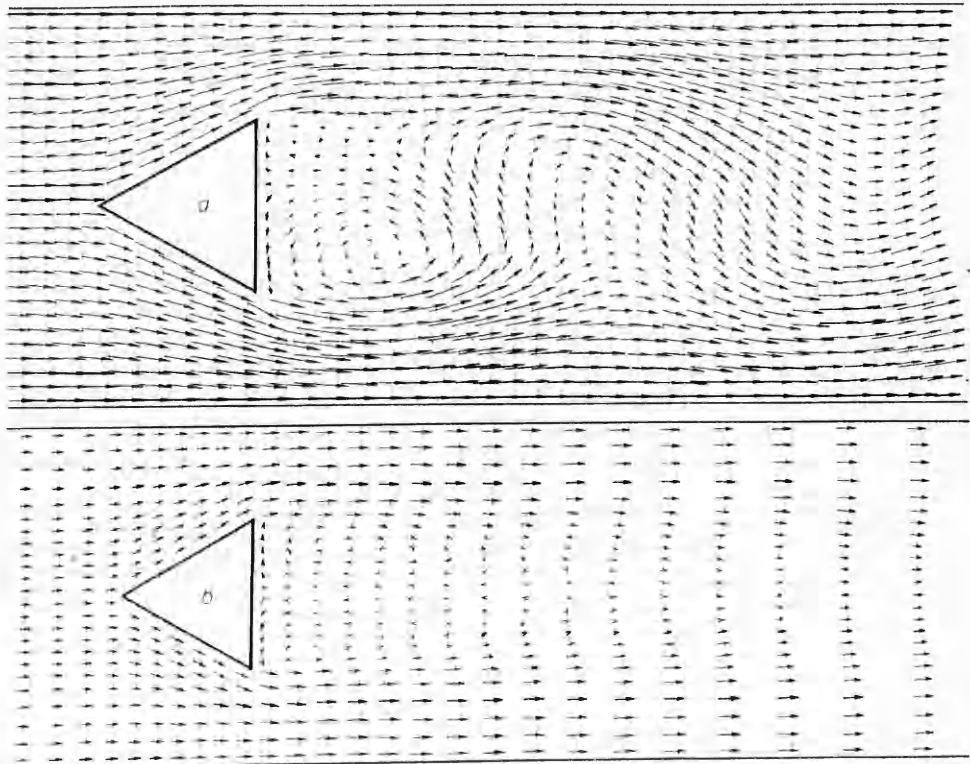


Рис. 1. Векторные поля скорости при обтекании стабилизатора пламени.

а) без горения; б) при горении ( $\alpha=1$ , пропан — воздух,  $T_0=300$  К,  $p=10^5$  Па,  $U_0=10$  м/с).

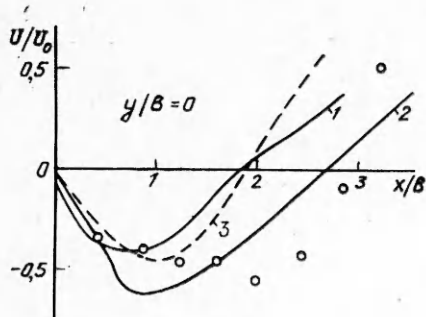


Рис. 2. Распределение скорости потока по оси канала за стабилизатором пламени.

1 — без горения; 2 — при горении ( $a=1$ , пропан — воздух,  $U_0 = 10$  м/с,  $p = 1$  ат). Эксперименты [2]; 3 — без горения; точки — при горении.

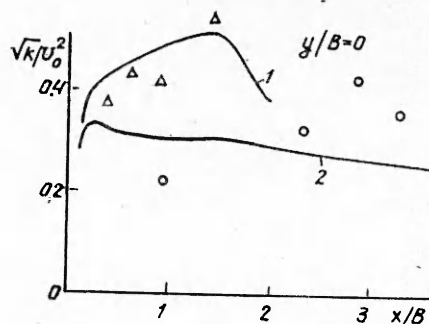


Рис. 3. Распределение интенсивности турбулентности по оси канала за стабилизатором пламени (точки — эксперимент [2]).

1 — без горения; 2 — при горении.

уравнениями системы. Поджигание смеси происходило от стабилизатора пламени, температура стенки которого равнялась температуре горения.

Рассмотрены примеры расчетов изотермического течения и течения с горением. Стабилизатор пламени имел форму треугольной призмы с сечением в виде равностороннего треугольника, обращенного углом навстречу потоку горючей смеси и расположенного симметрично относительно стенок канала. Симметрия течения заранее не предполагалась. Во входном сечении заданы равномерные профили параметров потока  $U_0$ ,  $p_0$ ,  $T_0$ ,  $k_0$  и  $\epsilon_0$  и стехиометрический состав пропано-воздушной смеси. Относительный размер стабилизатора  $B/H = 0,43$ , где  $H$  — ширина канала.

Число Рейнольдса  $Re = \frac{U_0 H}{\nu} = 3,3 \cdot 10^4$ . При этом значении  $B/H$  режим течения без горения — нестационарный с периодическим образованием вихрей (рис. 1, а), частота  $f$  которых определяется значением числа Струхалия  $Sh_m = \frac{fB}{U_m} \approx 0,2$ , где  $U_m = U_0/(1 - B/H)$ . Если  $B/H \geq 0,5$ , то течение стационарное [15]. При поджигании смеси течение становится стационарным и симметричным также и при  $B/H < 0,5$  (рис. 1, б). В соответствии с экспериментальными данными [2] длина зоны циркуляции при горении возрастает (рис. 2) и уменьшается энергия турбулентности (рис. 3).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. C. Williams, H. C. Hottel, A. C. Scurlock. 3-rd Symp. on Comb. and Flame and Explosion Phenomena, 1949.
2. S. Fujii, K. Eguchi. Trans. of the ASME. Fluids Eng., 103, 2, 328.
3. Б. В. Раушенбах и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания ВРД. М.: Машиностроение, 1964.
4. V. E. Launder, D. B. Spalding. Mathematical models of turbulence. London: Acad. Press., 1972.
5. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
6. K. V. Dandekar, F. C. Gouldin. AIAA J., 1982, 20, 5, 652.
7. А. В. Талантов. Основы теории горения. Ч. 1. Казань, 1975.
8. D. B. Spalding. 13-th Symp. (Internat.) on Comb. The Combustion Institute, 1971.
9. V. F. Magnussen, V. H. Hjertager, J. G. Olsen e. a. 17-th Symp. (Internat.) on Comb. The Combustion Institute, 1978.
10. F. H. Harlow, J. E. Welch. Phys. of Fluids, 1965, 8, 2182.
11. О. М. Белоцерковский, В. А. Гузич, В. В. Щенников. Ж. выч. матем. и математич. физ., 1975, 15, 1, 197.
12. A. Gosman, W. Pan, A. Ranchal e. a. Heat and mass transfer on recirculating flows. London: Acad. Press., 1969.
13. S. V. Patankar, D. B. Spalding. Int. J. Heat Mass Transfer, 1972, 15, 1787.
14. Л. М. Мили-Томпсон. Теоретическая гидродинамика. М.: Мир, 1964.
15. В. П. Ляшенко, В. И. Ягодкин. Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1983, 3.