

## ЛИТЕРАТУРА

1. H. F. Coward, G. W. Jones. US. Bur. Mines Bull., 1952, 503.
2. A. Levy. Proc. Roy. Soc., Ser. A., 1965, 283, 134.
3. А. А. Ловачев. Докл. АН СССР, 1970, 193, 634.
4. В. Н. Кривулин, А. А. Ловачев и др.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
5. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. В. Ф. Панин, Л. К. Парфенов, Ю. А. Захаров.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.

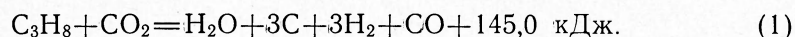
## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*В. Л. Батиевский, Г. Т. Сергеев*

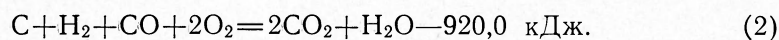
*(Минск)*

Имеющиеся в настоящее время зависимости для расчета тепло- и массообмена в реагирующих средах в известной степени неполны. Нет общепринятой методики определения лучистой составляющей теплового потока в реагирующем пограничном слое многокомпонентного газа. Недостаточно исследован случай многостадийных химических реакций горения.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию локального тепло- и массопереноса в реагирующем ламинарном и турбулентном пограничном слое при фильтрации пропана через проницаемую поверхность, обтекаемую потоком воздуха. Для обобщения процесса горения в пограничном слое многокомпонентного газа обобщается двухстадийность химического реагирования. Первая стадия — реакции разложения и конверсии пропана с образованием промежуточных продуктов — может быть записана в следующем виде [1]:



Вторая стадия — это реакции окисления углерода, водорода и окиси углерода, т. е.



Особенность второй стадии процесса состоит в том, что все реакции экзотермические, зона, в которой они протекают, характеризуется максимальной температурой  $T^*$ . Реакции (1), (2) являются результирующими и действительный их механизм значительно более сложный [2]. Однако принятие двухслойной схемы реагирования, как показали исследования [3], соответствуют экспериментальным данным.

Эксперименты проводились в низкоскоростной аэродинамической трубе постоянного действия с закрытой рабочей частью, имеющей прямоугольное сечение  $280 \times 340$  мм. Параметры набегающего воздушного потока изменялись в следующих пределах:  $T_\infty = 290 \div 470$  К,  $u_\infty = 1 \div 15$  м/с,  $Re_\infty = (1,5 \div 7,5) \cdot 10^4$ , степень турбулентности  $\varepsilon = 0,5\%$ , давление  $p = 10^5$  Н/м<sup>2</sup>.

Процессы переноса тепла и массы вещества в реагирующем пограничном слое изучались на продольно-обтекаемом многосекционном цилиндрическом теле с внешним диаметром 0,03 м, состоящим из предвключенного участка в торцевой части для гидродинамического форми-

рования потока и из пористых труб с толщиной стенок 3 мм (пористость 30%). В случае ламинарного пограничного слоя опытное тело длиной 0,145 м составлялось из трех пористых секций. Процессы горения в турбулентном пограничном слое исследовались на опытном теле длиной 0,6 м, состоящем из накателя, предвключенного участка и шести пористых секций.

Измерение полей температур и отбор проб концентраций по высоте реагирующего пограничного слоя проводилось в среднем сечении каждой секции. Более подробно экспериментальная установка и методика измерений описаны [4, 5]. Аналитическую связь между перечисленными факторами выразим методами теории подобия из анализа дифференциальных уравнений реагирующего пограничного слоя и соответствующих краевых условий [6]

$$\begin{aligned} St = St(Re, Pr, Le_f, Ec, Gr, Da, R_R, F_p, \bar{B}, \\ \Pi_p, \Pi_{ш}, Tu, \Omega), St_m = St_m(Re, Pr, Le_f, \\ Ec, Gr, Da_m, \bar{B}_m, F_p, \Pi_p, \Pi_{ш}, Tu, \Omega_m). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $St = a_w r_x / \rho_\infty u_\infty (H^* - H_w)$ ,  $St_m = M_\infty \bar{F} Sc_m^{0,67} \cdot r_x / M_{ш} \ln(1 - r_{ш})^{-1}$ ,  $Re = \mu \rho L / \mu$ ,  $Pr = \mu \bar{c}_p / \lambda$ ,  $Sc_m = \mu / \rho D_m$ ,  $Le_m = Pr / Sc_m$ ,  $Ec = u_\infty / \bar{c}_p (T_w - T_\infty)$ ,  $Gr = g \beta L^3 (T_w - T_\infty) \nu^2$ ,  $Da = \lambda (T^* - T_\infty) / Q_{ш} \cdot \delta_{ш}^2 \nu_r$ ,  $Da_m = C_{ш} D_m / \delta_{ш}^2 \nu_r$  —

соответственно числа Стэнтона (для теплообмена и массообмена), Рейнольдса, Шмидта, Льюиса, Эккерта, Грасгофа, Дамкелера (для теплообмена и массообмена);  $r_x$  — коэффициент, учитывающий влияние предвключенного теплоизолированного участка длиной  $x_0$  [8, 12],

$$\begin{aligned} r_x &= [1 - (x_0/x)^{0,75}]^{0,33}, \\ r_{xt} &= [(x - x_0)/x]^{0,086} \end{aligned} \quad (4)$$

— соответственно для ламинарного и турбулентного пограничного слоя;  $\delta_{ш}$  — характерный размер, в пределах которого инжектант разлагается или химически взаимодействует с другими компонентами ( $\delta_{ш} \approx \nu^*$ );  $\nu_r$  — скорость химического реагирования инжектанта с воздухом [7]:  
для пропана

$$\nu_r = 4,2 \cdot 10^{11} \cdot C_{C_3H_8} \exp[-14700/(RT_f)],$$

для метана

$$\nu_r = 5,6 \cdot 10^{22} \cdot C_{CH_4} \exp[-24800/(RT_f)].$$

Входящие в уравнения подобия (3) остальные безразмерные параметры характеризуют влияние на процессы переноса: 1) турбулентности потока [8]  $Tu = \varepsilon^{0,08}$ ; 2) температурного фактора  $\Omega = \Omega(T_w/T^*)$ , обоснование которого приводится далее; 3) радиационного параметра в приближении оптически тонкого излучающего слоя

$$R_R = \frac{\lambda n_\Phi}{2\tau_L^2 n_0^2 \bar{\sigma}_0 T_f^3} = \frac{\lambda n_\Phi}{2\tau_{L0}^2 (Re_{0x}^{n_1})^2 n_0^2 \bar{\sigma}_0 T_f^3}, \quad (5)$$

представляющего собой отношение тепловых потоков вследствие теплопроводности и излучения, где  $n_\Phi$  — коэффициент ослабления излучения [9] ( $n_\Phi \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \cdot T - 0,5$ ),  $\tau_L$  — приведенная оптическая толщина излучающего слоя ( $\tau_L = \tau_{L0} Re_{\Delta x}^{n_1}$ ,  $\tau_{L0} = 1,8 \delta_m n_\Phi$ ),  $n_0$  — показатель преломления (для газов с большой точностью  $n_0 = 1$  [10]),  $\bar{\sigma}_0$  — постоянная Стефана — Больцмана ( $\bar{\sigma}_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>),  $T_f$  — среднеин-

тегральная температура излучающего слоя; 4) градиента давления  $F_p = F_p(du_\infty/dx)$ ; 5) высоты выступающей части элемента шероховатости к рабочей поверхности, учитываемой числом  $\Pi_{II} = \Pi_{II}(L/k)$ ; 6) поперечного потока инжектанта —  $B$  и  $B_m$ .

Для ламинарного пограничного слоя [5]

$$\begin{aligned}\bar{B} &= 1 - 0,536 (M_\infty/M_H)^{0,33} (\tilde{\rho}\tilde{\mu})_c^{-0,5} b, \\ \bar{B}_m &= 1 - 0,536 (M_\infty/M_H)^{0,33} (\tilde{\rho}\tilde{\mu})_c^{-0,5} b_m,\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}b &= \bar{F}/St_0, \quad b_m = \bar{F}/St_{m0}; \quad \bar{F} = (\rho v)_w / \rho_\infty u_\infty; \\ St_0 &= 0,332 Re_{\Delta x}^{-0,5} Pr^{-0,67}; \quad St_{m0} = 0,332 Re_{\Delta x}^{-0,5} Sc_m^{-0,67}; \\ Re_{\Delta x} &= (x-x_0) u_\infty \rho_\infty / \mu_\infty.\end{aligned}\quad (6)$$

Для турбулентного пограничного слоя [11]

$$\begin{aligned}\bar{B} &= 1 - 0,19 (M_\infty/M_H)^n b_t, \\ \bar{B}_{mt} &= 1 - 0,19 (M_\infty/M_H)^n b_{mt},\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}b_t &= \bar{F}/St_{0t}; \quad b_{mt} = \bar{F}/St_{m0t}; \\ St_{0t} &= 0,0288 Re_{\Delta x}^{-0,2} Pr_t^{-0,75}; \quad St_{m0t} = 0,0288 Re_{\Delta x}^{-0,2} Sc_{mt}^{-0,75};\end{aligned}\quad (7)$$

$n=0,35$  для  $M_\infty/M_H > 0,2$  и  $n=0,7$  для  $1 < M_\infty/M_H < 8$ .

Рассмотрим влияние на процесс горения углеводородов, исследуемого в настоящей работе, безразмерных параметров, входящих в уравнения (3).

Число Gr, согласно [12], при  $Gr < 10^4$  не воздействует на теплообмен при химическом реагировании в пограничном слое. Проведенные расчеты показали, что в рассматриваемых режимах горения углеводородов в пограничном слое значения чисел Gr не превосходят  $0,54 \cdot 10^3$ . Таким образом, в настоящем исследовании влиянием числа Грасгофа на процессы тепло- и массопереноса можно пренебречь.

Число Es, характеризующее сжимаемость потока, целесообразно учитывать в том случае, когда значения  $u_\infty$  столь велики, что сравнимы по своей величине со скоростью звука, причем повышение температуры, вызываемое адиабатическим сжатием, одного порядка с величиной  $\Delta T = T_w - T_\infty$ . При умеренных скоростях течения величина числа Es становится существенной только при малых разностях температур (не более нескольких градусов) [13]. В настоящей работе исследуются процессы при скоростях менее 10 м/с и перепадах температур в несколько сот градусов, поэтому число Es можно исключить из системы уравнений (3).

Согласно экспериментальным данным [14—17] и аналитическим исследованиям [18, 19], горение в газовом потоке возмущает течение в окрестности фронта пламени. При этом скорость газа за фронтом возрастает, а давление падает. В настоящей работе анализируются такие режимы течения, когда градиент давления мал и процесс близок к изобарическому, поэтому из системы уравнений (3) исключается параметр  $F_p$ . Однако в тех случаях, когда скорость потока соизмерима со скоростью звука [19], влияние градиента давления на процессы переноса необходимо учитывать. Кроме того, при распределении скорости на внешней границе ламинарного пограничного слоя и температуры поверхности по закону  $u = u_\infty x^m$ ,  $T_w = Dx^\alpha$ , где  $m$ ,  $\alpha$  и  $D$  — константы, согласно С. Леви [20], учет градиента давления на тепло-

обмен в условиях инертной среды можно осуществить с помощью выражения

$$Nu_x = Re^{0,5} Pr^z F_p,$$

где  $z = z(m)$ . Значение функции  $F_p$  с точностью до  $\pm 5\%$  обобщается уравнением [20]

$$F_p = 0,57 [2m/(m+1) + 0,205]^{0,104} \cdot [2\alpha/(m+1) + 1]^{0,37+0,12m(m+1)}.$$

Влияние продольного градиента давления на теплообмен в турбулентном пограничном слое, согласно [21], учитывается параметром

$$F_{pt} = 1 - 0,00045 Re_T^{*0,45} H_T^{*2}.$$

Здесь  $Re_T^* = u_\infty \delta_T^* / \nu$ ,  $H_T^* = (\delta_T^* / u_\infty) (\bar{c} u_\infty / \partial x)$  — соответственно число Рейнольдса и формпараметр, построенные по толщине теплового пограничного слоя  $\delta_T$ , где

$$\delta_T^* = \int_0^{\delta_T} \frac{T'_\infty - T'}{T'_\infty - T_w} \frac{\rho u}{(\rho u)_\infty} dy; \quad T' = T + \frac{u^2}{2c_p}.$$

Целесообразность учета шероховатости поверхности при расчетах гидравлического сопротивления, тепло- и массопереноса определяется допустимой высотой выступающих элементов поверхности  $k_g$ , которая оценивается неравенством [13]

$$k_g \leq 100 \cdot \nu / u_\infty.$$

В настоящем исследовании высота выступающей части элементов шероховатости  $k = 0,05$  мм, т. е. более чем на порядок меньше  $k_g = 2$  мм. Таким образом, в данном случае влиянием шероховатости поверхности на процессы тепло- и массопереноса можно пренебречь и исключить из системы уравнений (3) параметр  $\Pi_m$ .

Установлено [13], что изменение степени турбулентности не влияет на теплообмен в ламинарном пограничном слое. В случае турбулентного пограничного слоя, как показано в работе [8], при возрастании степени турбулентности основного потока от 0,8 до 4,2% коэффициент трения увеличивается. В настоящем исследовании, а также в работах [14, 22], посвященных вопросам тепло- и массопереноса в реагирующем турбулентном пограничном слое, степень турбулентности была постоянной. Поэтому параметр  $Tu$  практически не изменялся, и его в системе уравнений (3) можно не рассматривать.

Таким образом, система уравнений (3) с учетом (4) — (7) приводится к виду

$$\begin{aligned} St &= A Re_{\Delta x}^{n_1} Pr^{n_2} Le_f^{n_3} Da^{n_4} R_R^{n_5} \Omega^{n_6} \bar{B}, \\ St_m &= A_m Re_{\Delta x}^{n_1} Sc_a^{n_2} Le_f^{n_3} Da_m^{n_4} \Omega^{n_5} \bar{B}_m \end{aligned} \quad (8)$$

или

$$\begin{aligned} \frac{St}{St_0} &= \Gamma Le_f^{n_3} Da^{n_4} R_R^{n_5} \Omega^{n_6} \bar{B}, \\ \frac{St_m}{St_{m0}} &= \Gamma_m Le_f^{n_3} Da_m^{n_4} \Omega^{n_5} \bar{B}_m. \end{aligned} \quad (9)$$

Определим параметры  $\Omega$  и  $\Omega_m$  как функцию, выраженную через безразмерные значения физических величин по соответствующим уравнениям подобия пограничного слоя

$$\Omega = \left(\frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\mu}}\right)^{n_1} \left(\frac{\tilde{\mu} \tilde{c}_p}{\tilde{\lambda}}\right)^{n_2}, \quad \Omega_m = \left(\frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\mu}}\right)^{n_1} \left(\frac{\tilde{\mu}}{\tilde{\rho} \tilde{D}_m}\right)^{n_2}. \quad (10)$$

Здесь представлены относительные значения теплофизических величин  $\tilde{\rho}$ ,  $\tilde{\mu}$ ,  $\tilde{c}_p$ ,  $\tilde{\lambda}$ ,  $\tilde{D}_m$  при температуре проникаемой поверхности  $T_w$  и температуре зоны максимального тепловыделения  $T^*$ .

Теплофизические свойства газов при умеренных давлениях удовлетворительно обобщаются степенными функциями от температуры [23, 24]. Используя эту зависимость с учетом того, что  $M_{см} = \text{const}$ ,  $V_{см} = \text{const}$ ,  $p = \text{const}$ , имеем

$$\Omega = \Gamma \left(\frac{T_w}{T^*}\right)^{n_7}, \quad \Omega_m = \Gamma_m \left(\frac{T_w}{T^*}\right)^{n_8}. \quad (11)$$

Значения показателей степени уравнений (11) равны соответственно [4, 5]  $n_7 = 1,5$ ,  $n_8 = 0,87$  для ламинарного и  $n_7 = 1,0$ ,  $n_8 = 0,25$  для турбулентного пограничного слоя. Проверка указанных значений показателей степени по экспериментальным данным настоящего исследования, а также работ [14, 22, 25, 26] показана на рис. 1, где

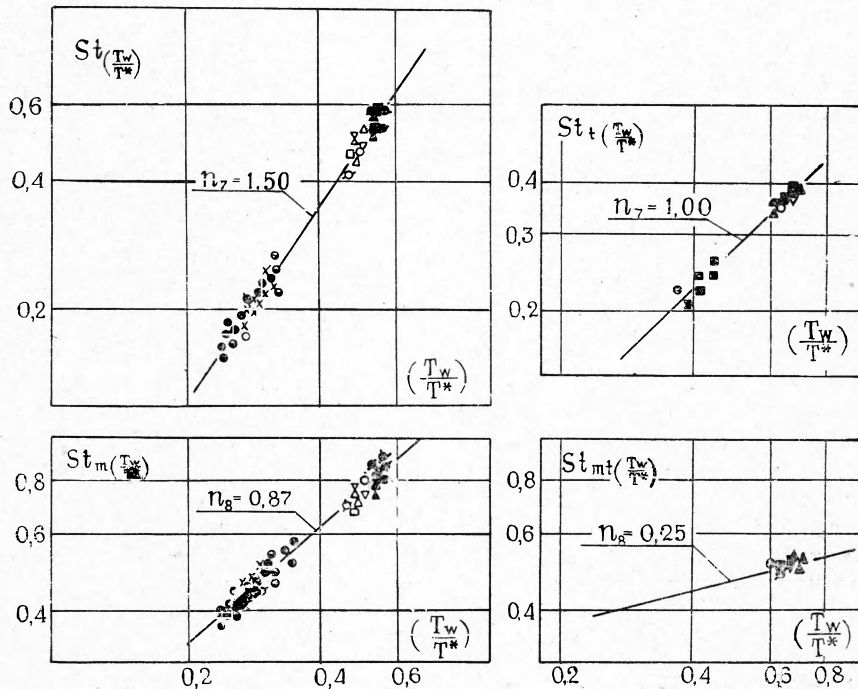


Рис. 1. Зависимость коэффициентов переноса от температурного параметра  $(T_w/T^*)$  в реагирующем ламинарном и турбулентном пограничном слое. (Обозначения для рис. 1—5 приведены на рис. 5.)

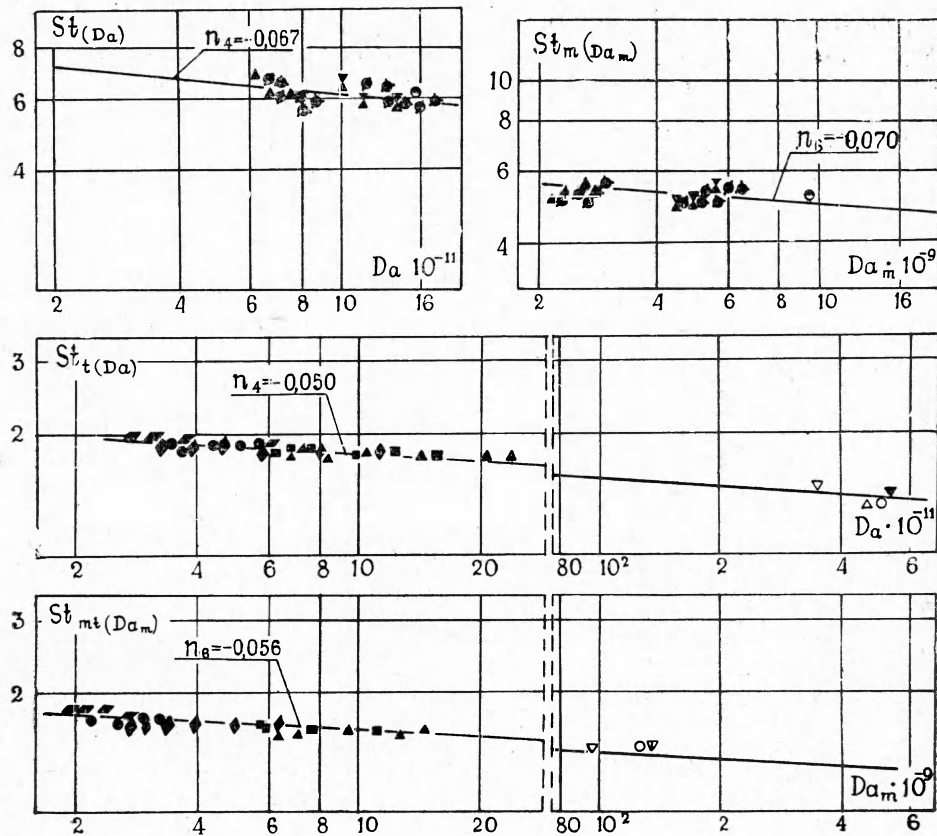


Рис. 2. Зависимость коэффициентов переноса от теплового  $Da$  и диффузионного  $Da_m$  кинетического параметра в реагирующем ламинарном и турбулентном пограничном слое.

$$St_{(T_w/T^*)} = St_0 Le_f^{0,39} R_R^{0,062} Da^{-0,067} \bar{B},$$

$$St_{m(T_w/T^*)} = St_m/St_{m0} Le_f^{0,39} Da_m^{-0,07} \bar{B}_m,$$

$$St_{t(T_w/T^*)} = St_t/St_{t0} Le_f^{0,44} R_R^{0,037} Da^{-0,05} \bar{P}_i,$$

$$St_{mt(T_w/T^*)} = St_{mt}/St_{mt0} Le_f^{0,44} Da_m^{-0,056} \bar{B}_{mt}.$$

Анализ полученных результатов свидетельствует, что экспериментальные точки группируются около аппроксимирующих прямых. Разброс данных относительно этих прямых не превышает 7–8%. Таким образом, подтверждается возможность учета влияния теплофизических свойств и состава смеси на процессы тепло- и массопереноса с помощью параметров  $\Omega$  и  $\Omega_m$ , определяемых соотношениями (11).

Влияние химических реакций на тепломассообмен можно учесть среднеинтегральным числом  $Le_f$  [27]. Когда  $Le_f < 1$ , то

$$n_3 = 0,582 [1 - (1 + n_2)]. \quad (12)$$

Принято считать [25, 28], что безразмерные комплексы  $Da$  и  $Da_m$ , характеризующие соответственно отношение скорости теплопередачи и диффузии к скорости химической реакции, стремятся к нулю в условиях, когда реагирование определяется диффузионным механизмом. Однако данное положение количественно не оценивалось. Очевидно, это обусловлено сложностью процессов химического реагирования. По-

Коэффициенты и показатели степени	Инжектируемый газ					
	CH <sub>4</sub>	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	C <sub>4</sub> H <sub>14</sub>	CH <sub>4</sub>	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>
	Ламинарный пограничный слой				Турбулентный пограничный слой	
$A=A_m$	0,398	0,446	1,851	1,538	0,020	0,0161
$\Gamma=\Gamma_m$	1,20	1,34	5,58	4,64	0,694	0,558
$B=B_m$	2,08	3,04	2,96	2,41	0,0484	0,0414
$D=D_m$	6,27	9,14	8,93	7,27	1,68	1,44
$n_1$		-0,5			-0,2	
$n_2$		-0,67			-0,75	
$n_3$		0,39			0,44	
$n_4$	-0,067		0		-0,050	
$n_5$		0,062			0,037	
$n_6$	-0,070		0		-0,056	
$n_7$		1,5			1,0	
$n_8$		0,87			0,25	

скольку для пропана и метана, реагирующих в потоке воздуха, эффективные кинетические константы известны [7], можно произвести количественную оценку влияния кинетики на тепло- и массообмен (см. рис. 2, где

$$St_{(Da)} = St/St_0 Le_f^{0,39} R_R^{0,062} \bar{B} (T_w/T^*)^{1,5}; St_{m(Da_m)} = St_m/St_{m0} Le_f^{0,39} \bar{B}_m \times \\ \times (T_w/T^*)^{0,87}; St_{t(Da)} = St_t/St_{t0} Le_f^{0,44} R_R^{0,037} \bar{B}_t (T_w/T^*); St_{mt(Da_m)} = \\ = St_{mt}/St_{mt0} Le^{0,44} \bar{B}_{mt} (T_w/T^*)^{0,25}.$$

Из анализа полученных результатов следует, что в рассматриваемом диапазоне значений чисел Da влияние кинетики диффузионного горения метана и пропана в пограничном слое на процессы тепло-массообмена невелико. Эти данные подтверждают результаты работ [14, 25, 28] о том, что основные процессы в реагирующем пограничном слое при пористом вдуве углеводородов определяются диф-

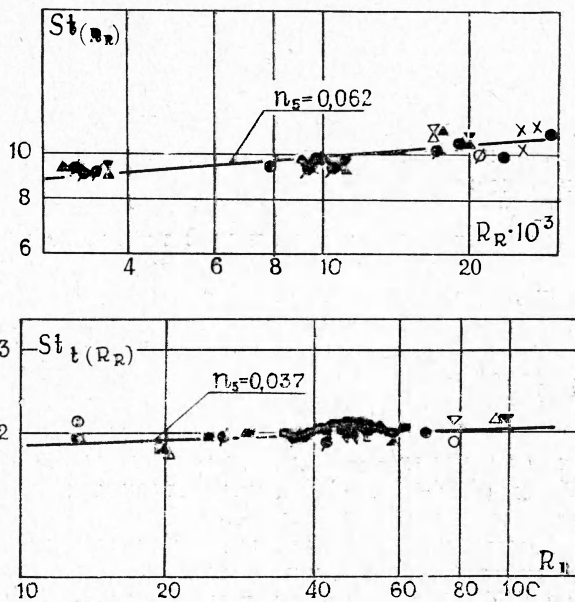


Рис. 3. Зависимость приведенных коэффициентов теплообмена от радиационного параметра  $R_R$  в реагирующем ламинарном и турбулентном пограничных слоях.

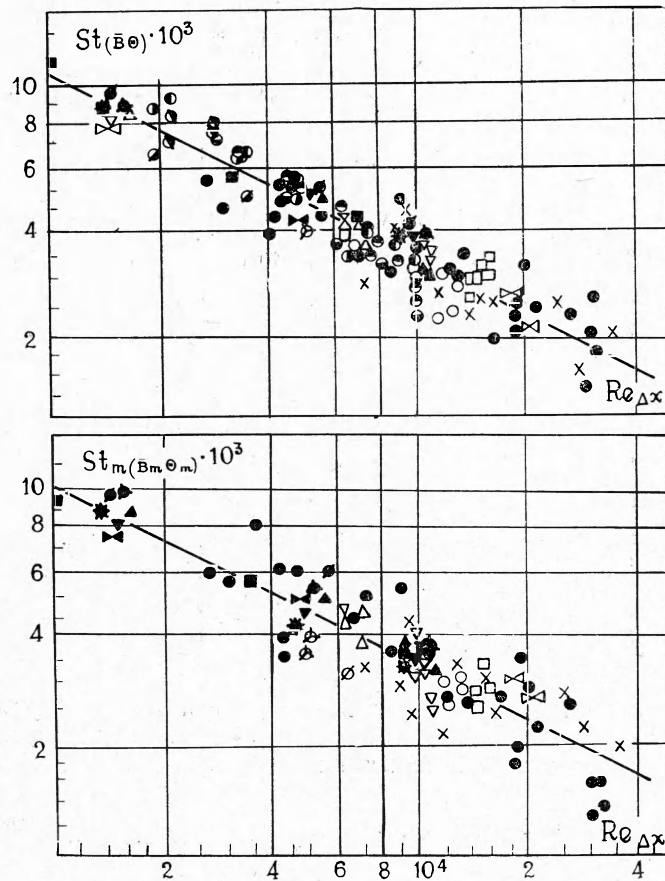


Рис. 4. Зависимость коэффициентов переноса  $St_{(\bar{\theta})} = St Pr^{0,67}/\bar{\theta}$  и  $St_{m(\bar{\theta}_m)} = St_m Sc^{0,67}/\bar{\theta}_m$  от числа  $Re_{\Delta x}$  в реагирующем ламинарном пограничном слое ( $\bar{\theta} = Le_f^{0,39} \times Da^{-0,067} R_R^{0,062} (T_w/T^*)^{1,5}$ ;  $\bar{\theta}_m = Le_f^{0,39} Da_m^{-0,07} (T_w/T^*)^{0,87}$ ).

фузионным механизмом горения. Показатели степени при числах  $Da$  и  $Da_m$  в законах тепло- и массопереноса при различных режимах горения близки между собой (см. рис. 2).

В уравнениях (19), (20) радиационный параметр  $R_R$  оценивает влияние лучистой составляющей теплового потока на процессы теплопереноса. Число  $R_R$ , определяемое соотношением (5), представляет собой отношение тепловых потоков вследствие теплопроводности и излучения и получено из дифференциального уравнения энергии в пограничном слое. На рис. 3 показано изменение значений  $St_{(R_R)} = St/St_0 Le_f^{0,39} Da^{-0,067} \times \bar{B} (T_w/T^*)^{1,5}$  и  $St_{t(R_R)} = St_t/St_{0t} Le_f^{0,44} Da^{-0,05} \bar{B}_t (T_w/T^*)$  в зависимости от радиационного параметра  $R_R$ . Экспериментальные данные согласуются в пределах  $\pm 6\%$  для диапазона значений  $R_R$ , равного  $(0,3 \div 2,9) \times 10^4$  и  $(0,13 \div 1,0) \cdot 10^2$  соответственно в ламинарном и турбулентном реагирующем пограничном слое.

Полученные результаты показывают, что коэффициент теплообмена в ламинарном пограничном слое зависит от радиационного параметра. Данный факт объясняется тем, что значение температуры в зоне реаги-



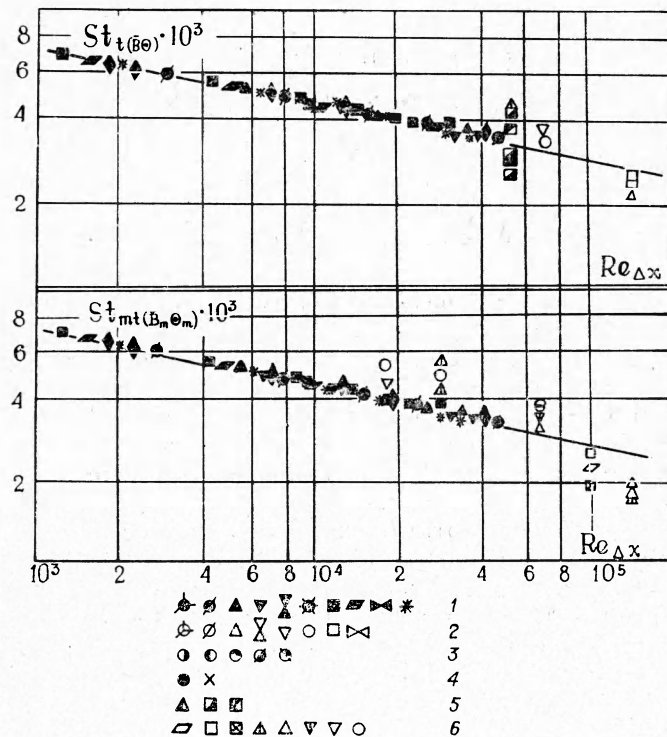


Рис. 5. Зависимость коэффициентов переноса  $St_{t(\bar{\theta})} = St_t Pr^{0,75} / \bar{B}_t \Theta_t$  и  $St_{mt(\bar{B}_m \Theta_m)} = St_{mt} Sc_s^{0,75} / \bar{B}_{mt} \Theta_{mt}$  от числа  $Re_{\Delta x}$  в реагирующем турбулентном пограничном слое ( $\Theta_t = Le_f^{0,44} Da^{-0,05} R_R^{0,037} \cdot (T_w/T^*)$ ;  $\Theta_{mt} = Le_f^{0,44} Da^{-0,056} \times (T_w/T^*)^{0,25}$ ). Точки взяты из работ [4, 5] (1), [30] (2), [25] (3), [26] (4), [14] (5) и [22] (6).

рования  $T_f$ , которая входит в соотношение (5) в третьей степени, в случае ламинарного пограничного слоя на  $150-300^\circ$  выше соответствующей величины температуры реагирующего турбулентного пограничного слоя. При этом другие сомножители формулы (5) остаются либо постоянными (например,  $n_0, \sigma_0$ ), либо изменяются в меньшей степени (например,  $\lambda, n_\phi, \tau_L$ ).

В случае турбулентного пограничного слоя в уравнениях (8), (9) необходимо использовать турбулентные числа  $Pr_t$  и  $Sc_{mt}$ . Поскольку до настоящего времени не решен вопрос аналитического определения этих чисел [13], в исследованиях по тепло- и массопереносу часто принимают  $Pr_t = 1$ . В работе [30] показано, что для потока воздуха  $Pr_t \approx 0,75$ , и принятие  $Pr_t = 1$  вместо упомянутого значения приводит к погрешности до 16%. Поэтому для определения реального значения  $Pr_t$  воспользуемся интерполяционным графиком [29], из которого следует, что с погрешностью  $\pm 5\%$   $Pr_t = Pr$  при значениях молекулярного  $Pr = 0,7-0,9$ . Кроме того, принимается допущение  $Sc_m = Sc_{mt}$ .

В приближении, когда влияние химического взаимодействия инжектанта и окислителя, а также кинетики этого процесса на тепломассоперенос в пограничном слое количественно оценить не представляется возможным (например, неизвестны кинетические константы),  $Le_f = 1$ , радиационный перенос тепла несущественный, уравнения (8), (9) при-

нимают вид

$$\begin{aligned} St &= B \operatorname{Re}_{\Delta x}^{n_1} \operatorname{Pr}^{n_2} (T_w/T^*)^{n_7} \bar{B}, \\ St_m &= E_n \operatorname{Re}_{\Delta x}^{n_1} \operatorname{Sc}_a^{n_2} (T_w/T^*)^{n_3} \bar{B}_m, \end{aligned} \quad (13)$$

или

$$\begin{aligned} St/St_0 &= D (T_w/T^*)^{n_7} \bar{B}, \\ St_m/St_{m0} &= D_m (T_w/T^*)^{n_3} \bar{B}_m. \end{aligned} \quad (14)$$

Численной обработкой результатов исследований определялись значения коэффициентов  $A, A_m, B, B_m, \Gamma, \Gamma_m, D, D_m$  в формулах (8), (9) и (13), (14), которые приводятся в таблице, где даны также значения показателей степени  $n_1—n_8$ .

Аппроксимация опытных данных по тепло- и массообмену в реагирующем ламинарном и турбулентном пограничном слое представлена соответственно на рис. 4 и 5. Из приведенных графиков следует, что разброс точек относительно аппроксимирующих прямых не превышает 19%. Несколько большие отклонения характерны для опытных точек, которые заимствованы из работ [14, 22, 25, 26]. Это обусловлено тем, что в указанных исследованиях не приводится полный перечень данных, необходимых для обобщения результатов по всем параметрам:  $\bar{B}, R_R, Da, Da_m$  и  $(T_w/T^*)$ .

Поступила в редакцию  
11/V 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Батиевский, Г. Т. Сергеев.—В сб.: Тепломассообмен в химически реагирующих системах. Т. 2. Минск, 1976.
2. Н. В. Лавров. Физико-химические основы процесса горения топлива. М., «Наука», 1971.
3. В. Куртни, В. Кинейко, Б. Доусон.—В сб.: Гетерогенное горение. М., «Мир», 1967.
4. В. Л. Батиевский, Г. Т. Сергеев. Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук, 1974, 4.
5. В. Л. Батиевский, Г. Т. Сергеев. Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук, 1975, 1.
6. Г. Т. Сергеев, Б. М. Смольский. ИФЖ, 1965, 9, 2.
7. В. В. Померанцев и др. Основы практической теории горения. Л., «Энергия», 1973.
8. Б. А. Чесна, Ю. К. Стасюлявичюс и др. Тр. АН Литовской ССР. Серия Б, т. 4, 1971.
9. С. Н. Шорин. Теплопередача. М., «Высшая школа», 1964.
10. М. Н. Оцисик. Сложный теплообмен. М., «Мир», 1976.
11. В. П. Мугалев.—В сб.: Тепломассоперенос. Т. 1. М., «Энергия», 1968.
12. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
13. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1974.
14. И. В. Беспалов.—В сб.: Вопросы теории горения. М., «Наука», 1970.
15. С. Е. Wooldrige, R. J. Murzy. 10-th Symposium (International) Combustion. Cambridge, 1964, Pittsburgh, Pa, Combust. Inst, 1965.
16. Р. М. Фристром, А. А. Вестенберг. Структура пламени. М., «Металлургия», 1969.
17. G. Janisch. Chbm. Ing. Techn., 1971, 43, 9.
18. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
19. Л. Ю. Артюх, С. И. Файнерман. ФГВ, 1976, 12, 2.
20. П. Н. Романенко. Гидродинамика и тепломассообмен в пограничном слое. М., «Энергия», 1974.
21. А. А. Шерстюк, В. М. Николаев. Теплоэнергетика, 1968, 10, 11; 1969, 10.
22. N. Kulgein. J. Fluid Mech., 1962, 12, 3.
23. А. А. Гухман. Введение в теорию подобия. М., «Высшая школа», 1973.
24. Р. Рид, Т. Шервуд. Свойства газов и жидкостей. Л., «Химия», 1971.

25. В. М. Ерошенко, Е. В. Кузнецов и др.— В сб.: Тепло- и массоперенос. Т. 2. Минск, 1972.
26. Г. Т. Сергеев, Б. М. Смольский, Л. И. Тарасевич.— В сб.: Тепло- и массообмен при фазовых и химических превращениях. Минск, «Наука и техника», 1968.
27. А. В. Болгарский, Г. А. Мухачев, В. К. Щукин. Термодинамика и теплопередача. М., «Высшая школа», 1975.
28. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.
29. А. А. Шланчяускас, П. П. Вайтекунас, А. А. Жукаускас. Тр. АН Литовской ССР. Серия Б, т. 6, 1972.
30. И. Дж. Кумар. ИФЖ, 1969, 17, 4.

### ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ В КАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПСЕВДОСКАЧКА

*В. Л. Зимонт, В. М. Левин, Е. А. Мещеряков*

(Москва)

В связи с интересом к перспективным воздушно-реактивным прямоточным двигателям со сверхзвуковыми скоростями в камере сгорания [1, 2] опубликован ряд работ, в которых исследуется горение в сверхзвуковом потоке воздуха в канале при соосной подаче горючей струи [3—6].

Как известно из газовой динамики, теплоподвод в одномерном сверхзвуковом потоке<sup>1</sup> при непрерывном изменении параметров вдоль цилиндрического канала может лишь увеличивать давление и уменьшать число  $M$  потока вплоть до  $M=1$ , достигаемом при предельном (максимально возможном) теплоподводе. При этом осреднение параметров в начальном сечении канала, необходимые для одномерного анализа, не вызывает затруднения, поскольку расход горючей струи обычно много меньше расхода спутного потока.

Соотношение параметров в начальном и конечном сечениях цилиндрического канала, если отвлечься от протяженности зоны тепловыделения, соответствует недосжатой детонационной волне, в которой, как известно, продукты сгорания в системе координат, где волна неподвижна (т. е. в настоящем случае относительно стенок), имеют сверхзвуковую скорость. Случай предельного теплоподвода соответствует детонационной волне Чепмена — Жуге. Таким образом, экспериментальные результаты работ [3—6] можно трактовать как стационарные протяженные недосжатые детонационные волны, длина которых определяется скоростью смешения горючего с окислителем и скоростью химического реагирования.

Известно, что при химическом реагировании в гомогенных горючих смесях в некоторых условиях возможно образование пересжатых детонационных волн, для которых скорость продуктов сгорания делается дозвуковой. В этом случае детонационную волну схематично можно представить состоящей из скачка уплотнения, переводящего сверхзвуковой поток в дозвуковой, и зоны тепловыделения в дозвуковом потоке, уменьшающей давление и увеличивающей скорость потока.

Реализация в канале аналога пересжатой детонационной волны при раздельной подаче горючего и окислителя для реальных условий

<sup>1</sup> К одномерному анализу обращаются при интерпретации экспериментальных данных.