

РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕШЕНИЯ И ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗООБРАЗНЫХ ТОПЛИВ В КАНАЛАХ

С. А. Зайцев, А. Б. Лебедев
(Москва)

Анализу смешения и диффузионного горения газообразных топлив при спутном течении без отрыва в каналах посвящено значительное количество экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [1—6]). Однако в настоящее время не существует единой точки зрения на характер влияния определяющих параметров на особенности смешения турбулентных потоков с горением. Это связано с многообразием таких параметров и со сложностью механизма их воздействия на процесс. Цель данной работы — изучение влияния начальных температур, степени турбулентности, параметра спутности смешивающихся потоков и степени диффузорности канала на особенности смешения и горения факелов водорода и пропана в спутном потоке воздуха при малых скоростях смешивающихся потоков.

Определяющая система уравнений и метод решения

Пусть в цилиндрический канал радиусом R или канал с небольшой степенью диффузорности (течение безотрывное) через круглое сопло радиусом r , расположенное на оси канала, подается газообразное топливо (водород или пропан). Окислитель (кислород воздуха) подается коаксиально потоку горючего.

Рассмотрим систему уравнений, описывающую диффузионное горение турбулентной осесимметричной струи в спутном турбулентном потоке в канале. Предположим, что течение в канале описывается системой двумерных уравнений вязкого сжимаемого газа, записанной в приближении пограничного слоя. Считаем, что между горючим и окислителем происходит необратимая одностадийная реакция и в каждой точке потока имеет место термодинамическое равновесие. Если коэффициенты молекулярной диффузии реагирующих веществ и температуропроводности равны, а начальные и граничные условия подобны, то имеет место подобие процессов тепло- и массопереноса. В этом случае [7, 8] описание турбулентного диффузионного горения сводится к определению поля концентрации пассивной примеси z . Для расчета поля $\langle z \rangle$ ($\langle \rangle$ — осреднение по времени) требуется проинтегрировать осредненные уравнения неразрывности, движения, диффузии и состояния:

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle \langle u \rangle}{\partial x} + \frac{1}{y} \frac{\partial \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle y}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = - \frac{d \langle p \rangle}{dx} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ y \langle \rho \rangle (\varepsilon + \nu) \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right\}, \quad (2)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ y \langle \rho \rangle \left(\frac{\varepsilon}{Sc_x} + \frac{\nu}{Sc} \right) \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} \right\}, \quad (3)$$

$$\langle \rho \rangle = \rho(\langle z \rangle, \langle p \rangle, \langle u \rangle), \quad (4)$$

где x и y — продольная и поперечная координаты, отнесенные к r ; $\langle u \rangle$, $\langle v_* \rangle = \langle \rho' v' \rangle / \langle \rho \rangle$ — продольная и поперечная компоненты скорости, отнесенные к скорости на оси течения на срезе сопла $\langle u_1 \rangle$; $\langle \rho \rangle$ — плотности, отнесенные к плотности на оси течения на срезе сопла; ε и ν — турбулентная и молекулярная вязкости, отнесенные к $\langle u_1 \rangle r$; $\langle p \rangle$ — давление, отнесенное к скоростному напору; $\langle z \rangle$ — концентрация; Sc_x и Sc — турбулентное и ламинарное числа Шмидта. В системе (1) — (4) все корреляции, содержащие пульсации плотности кроме $\langle \rho' v' \rangle$, не учитывались.

Кроме системы уравнений (1) — (4) при анализе ряда течений (на-

пример, течения в диффузорном канале) использовалась также система уравнений, в которой учтены корреляции пульсаций плотности со скалярными параметрами, в уравнении диффузии применялось среднемассовое осреднение $\bar{z} = \langle \rho z \rangle / \langle \rho \rangle$, средняя плотность находилась из осредненного уравнения неразрывности, система замыкалась уравнением для осредненной дивергенции скорости [4].

Для замыкания определяющих систем уравнений использовалась трехпараметрическая нелокальная модель турбулентности, предложенная в [4]:

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \{ \langle \rho \rangle y q_\varepsilon \} + F_\varepsilon \langle \rho \rangle \varepsilon \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| + A \langle \rho \rangle, \quad (5)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial e}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \{ \langle \rho \rangle y q_e \} + F_e \langle \rho \rangle e \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| - \frac{\langle \rho \rangle \beta_e e^2}{\varepsilon}, \quad (6)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial S}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle \frac{\partial S}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ 2 \langle \rho \rangle y \varepsilon \frac{\partial S}{\partial y} \right\} + \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| - 0,02 \frac{e}{\varepsilon} S, \quad (7)$$

где $\varepsilon \sim \bar{V} e L$ — интегральный масштаб турбулентности; $e = \frac{5}{2} \langle u'^2 \rangle$ — кинетическая энергия турбулентности (u' — пульсация скорости); $S = \int_{t_0}^t \frac{\partial u}{\partial y} dt$ — степень деформации; $q_\varepsilon = 2\gamma \varepsilon_{\max} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}$; $F_\varepsilon = 0,11$; $A = \frac{4e\gamma}{(1+S)\delta_c} \times$

$$\times \left(\bar{V} e - \frac{S\varepsilon}{\delta_u} \right); \quad q_e = 1,4\varepsilon \frac{\partial e}{\partial y}; \quad F_e = 0,3; \quad \beta_e = \frac{1}{7 + S_{\max}}; \quad \delta_u = 2 \int_0^\infty \langle \rho \rangle \langle u \rangle -$$

$$- \langle u \rangle_{\min}^2 y dy \left[(\langle u \rangle_{\max} - \langle u \rangle_{\min}) \int_0^\infty \langle \rho \rangle \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| y dy \right]^{-1}; \quad \delta_e = \int_0^\infty e dy / e_{\max};$$

$L_e^{-1} = e_{\max}^{-1} \left(\frac{\partial e}{\partial y} \right)_{\max}$ — характерный размер неоднородности поля энергии турбулентности;

$L_u^{-1} = \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right)_{\max} / (\langle u \rangle_{\max} - \langle u \rangle_{\min})$ — характерный размер поля средней скорости; $\gamma = \exp \{ -0,2 (y - y_*)^2 / L_e \}$ — коэффициент перемежаемости.

Считалось, что «центр» крупномасштабных пульсаций совпадает с $y_* = y(e_{\max})$, а область воздействия пропорциональна L_e . Такая модель турбулентности позволяет учесть наличие перемежаемости, неравновесности между крупными и мелкими (отвечающими за турбулентный перенос) вихрями в спектре пульсаций и нелокальность из-за интегральных параметров, связанных с неоднородностью турбулентных потоков.

В [4, 5] отмечалось, что для определения полноты сгорания учет пульсаций концентрации необходим во всех случаях. Здесь для определения уровня пульсаций концентрации использовалось полуэмпирическое уравнение для $\theta = \frac{1}{2} \langle z'^2 \rangle$ [8]:

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \theta}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \langle \rho \rangle y (\kappa_1 \varepsilon + \nu) \frac{\partial \theta}{\partial y} \right\} +$$

$$+ \frac{\langle \rho \rangle \varepsilon}{Sc_t} \left(\frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} \right)^2 + \beta_\theta \left(1 + \frac{\varepsilon}{e} \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| \right) \frac{\langle \rho \rangle e \theta}{\varepsilon}, \quad (8)$$

$$\kappa_1 = 1,4, \quad \beta_\theta = 0,14, \quad Sc_t = 0,7.$$

Здесь определялись локальная $\eta_1 = 1 - \langle c_r \rangle / \langle z \rangle$ и интегральная по сечению полноты сгорания $\eta_2 = 1 - \int_0^1 \langle \rho c_r \rangle y dy / \int_0^1 \langle \rho z \rangle y dy$, где $\langle c_r \rangle =$

концентрация горючего, $\langle \xi \rangle = \int_0^{\bar{z}} \xi P(z) dz$; $P(z)$ — функция распределения плотности вероятности концентрации пассивной примеси. В качестве функции $P(z)$ выбрана зависимость [10]

$$P(z) = \beta \delta(z_-) + (1 - \beta) \delta(z_+),$$

$$z_+ = \langle z \rangle + \sigma, \quad z_- = \langle z \rangle - \sigma, \quad \beta = \frac{\langle z \rangle - z_-}{z_+ - z_-}, \quad \sigma = \sqrt{2\theta},$$

$\delta(z)$ — дельта-функция, а величины $\langle z \rangle$ и θ удовлетворяют уравнениям (3) и (8). Газодинамика течения рассчитывалась в «квазиламинарной» постановке, т. е. без учета пульсаций концентрации на газодинамические параметры.

Определим вид зависимости плотности от концентрации, давления и скорости. Запишем уравнение состояния (4) для смеси реагирующих газов в явном виде. При сделанных выше предположениях относительно механизма реакции и свойств смеси концентрации реагирующих компонентов c_i и полная энтальпия $h^* = \int_0^T c_p dT + \frac{u^2 + v^2}{2}$ (c_p — теплоемкость смеси) оказываются линейными функциями z :

$$c_i = m_i z + n_i, \quad h^* = \alpha z + \beta_j,$$

где $j=1$ при $z > z_s$ (z_s — стехиометрическое значение z), $j=2$ при $z \leq z_s$, концентрация z_s на фронте пламени определяется из условия $c_1 \cdot c_2 = 0$ (c_1, c_2 — концентрации горючего и окислителя). Считая, что удельные теплоемкости смешивающихся веществ c_{p_i} являются линейными функциями температуры T ($c_{p_i} = a_i T + b_i$) получим $c_p = \sum_i c_{p_i} c = T \sum_i a_i c_i + \sum_i b_i c_i$, откуда

$$\left(\sum_i a_i m_i z + \sum_i a_i n_i \right) \frac{T^2}{2} + \left(\sum_i b_i m_i z + \sum_i b_i n_i \right) T + \left(\frac{u^2 + v^2}{2} - \alpha z - \beta_j \right) = 0.$$

Подставляя решение этого выражения в уравнение состояния для совершенного газа, получим

$$\rho_j = p A_j(z) \left[R_0 \left(B_j(z) + \sqrt{B_j^2(z) + z A_j(z) c_j(z, u, v)} \right) \times \right. \\ \left. \times \left(z \sum_i \frac{m_{ij}}{\mu_i} + \sum_i \frac{n_{ij}}{\mu_i} \right) \right]^{-1}, \quad (9)$$

где R_0 — универсальная газовая постоянная; μ_i — молекулярный вес i -го компонента. Таким образом, при сделанных предположениях можно написать уравнение состояния для смеси реагирующих газов в явном виде, что позволяет сократить время численного расчета задачи.

Граничные условия для задачи о горении струи в канале [4, 9]:

$$y = 0: \quad \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \quad \langle v_* \rangle = 0, \quad (10)$$

$$\bar{y} = 1: \quad \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \quad \langle v_* \rangle = 0. \quad (11)$$

На оси канала они следуют из условия симметрии, на стенке канала (11) ставятся вместо условия «прилипания». Такое приближение возможно при описании смешения струй в канале, когда пограничный слой слабо влияет на характеристики течения в ядре потока. Для поперечной

скорости $\langle v_* \rangle$ соотношения (11) эквивалентны условию сохранения расхода и позволяют определить неизвестный градиент давления в канале.

Начальные условия для средних значений скорости и концентрации задавались в виде ступенек с поправками, принятыми для струйных течений на внутренний и внешний пограничные слои на стенке сопла. Начальные данные для характеристик турбулентности выбирались на основании зависимостей и оценок, приведенных в [5] для турбулентных течений струйного типа без зон рециркуляции.

Определяющая система уравнений интегрировалась численно с использованием двухслойной, монотонной, неявной конечно-разностной схемы первого порядка точности [9]. Конечно-разностный аналог этих уравнений с соответствующими граничными условиями решался стандартным методом прогонки.

Влияние T_0 на особенности смешения турбулентных диффузионных факелов в трубе

Известно [4, 5], что характер смешения спутных турбулентных потоков при наличии диффузионного горения в канале осложняется возникновением существенного продольного градиента давления, что может привести на значительных расстояниях от места подачи топлива к интенсификации смешения, а вблизи от места подачи топлива к его затягиванию. Из анализа результатов расчета горящих струй водорода и пропана в цилиндрическом канале (рис. 1, 2, где $\alpha = G_{ок}/L_0 G_T$, L_0 —

стехиометрический коэффициент, $G_{ок} = 2\pi \int_0^R \rho_2 u_2 y dy$, $G_T = 2\pi \int_0^R \rho_1 u_1 y dy$ —

расходы окислителя и топлива соответственно, R — радиус канала; здесь и далее скобки осреднения по времени опускаются), следует, что при фиксированном коэффициенте избытка окислителя α смешение существенно зависит от начальных температур горючего и окислителя. Так, при подогреве спутного потока воздуха от 300 до 2000 К (при $T_1 = 300$ К) длина факела водорода возрастает примерно в 4 раза. Длина факела определялась по значению полноты сгорания $\eta = 1$, когда учитывалось влияние пульсации концентрации. При определении длины факела без учета влияния пульсаций концентрации оказалось (рис. 3), что эта величина уменьшается на 20—30%.

Вариация параметров τ и m при фиксированном α приводит не только к заметному изменению длины факелов, но и длины начальных участков горящих струй (см. рис. 3). Самый короткий начальный участок в факелах водорода ($l \approx 10r$, l — длина начального участка) оказался для течений с максимальными градиентами скорости (см. рис. 3, 1, 3). При этом длины факелов для этих случаев различаются в 6 раз. Вблизи места подачи горючего максимальное значение относи-

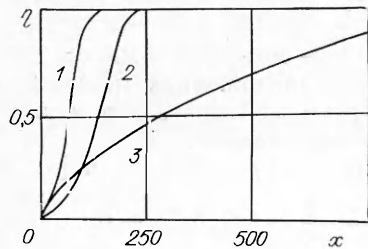


Рис. 1. Зависимость полноты сгорания η по длине факела x при горении водорода в канале; $R = 3$, $\alpha = 1,68$.

1 — $T_1 = 2000$ К, $T_2 = 300$ К, $\tau = 0,15$, $m = 0,075$; 2 — $T_1 = T_2 = 300$ К, $\tau = 1$, $m = 0,5$; 3 — $T_1 = 300$ К, $T_2 = 2000$ К, $\tau = 6,6$, $m = 3,6$.

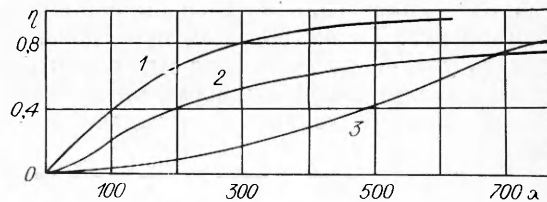
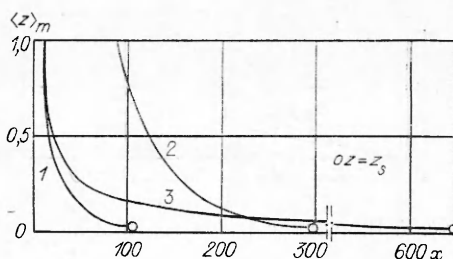


Рис. 2. Зависимость $\eta(x)$ для пропана; $R = 7$, $\alpha = 1,1$.

1 — $T_1 = 1800$ К, $T_2 = 300$ К, $\tau = 0,17$, $m = 0,09$; 2 — $T_1 = 300$ К, $T_2 = 1800$ К, $\tau = 6$, $m = 3,4$; 3 — $T_1 = T_2 = 300$ К, $\tau = 1$, $m = 0,57$.

Рис. 3. Изменение $\langle z \rangle_m$ пассивной примеси по длине водородного факела в канале (обозначения аналогичны рис. 1).



тельной турбулентной вязкости $\epsilon_{\max}^0 = \epsilon_{\max}/u_1 r$ в основном зависит от m и с увеличением m возрастает. Влияние τ на ϵ_{\max}^0 вблизи от места подачи топлива мало, однако на значительных расстояниях от начального сечения ($x/r \geq 70$) оно резко возрастает, становясь определяющим.

Сходные закономерности по влиянию параметров τ и m получены и для факела пропана (см. рис. 2). При подогреве горючего уменьшается длина факела, а при увеличении температуры воздуха она растет. Вместе с тем немонотонность уравнения состояния $\rho(z, u, p)$ для горения пропана приводит к ряду особенностей. Разогрев горючего может по-разному влиять на рост турбулентной вязкости для факелов пропана и водорода. В водороде горение приводит к повышению градиента плотности и, следовательно, к значительному порождению турбулентности во всей области течения. В пропановом факеле плотность горючего при умеренных температурах выше плотности воздуха и в некоторой области течения разогрев потока, наоборот, приводит к уменьшению градиента плотности и порождению турбулентности. При этом следует подчеркнуть, что общий уровень ϵ^0 в пропановом факеле оказывается несколько выше (в 2—3 раза), чем в факеле водорода, что связано с большей величиной начальной турбулентной вязкости в факеле пропана по сравнению с факелом водорода из-за существенной разницы параметра спутности m в этих факелах.

Ряд методических расчетов факелов пропана и водорода при $R = 3$, $\tau = 0,16$ и 1 показал, что в пропановом факеле более половины длины может занимать участок догорания при $\eta \approx 0,9$, а в водородном он занимает не более 15—20% от общей длины факела.

Кроме того, несмотря на то, что уровень турбулентной вязкости в факеле пропана существенно выше, тем не менее смешение в водородном факеле оказалось намного лучше. Это связано со значительно более высоким ускорением струи пропана. В пропановом факеле по мере выгорания диффузия продуктов сгорания в горючее приводит к уменьшению молекулярного веса смеси во внутренней области факела, а в факеле водорода — к его увеличению. Вследствие этого плотность смеси в пропановом факеле падает сильнее, чем в водородном ($\rho \sim \mu T^{-1}$) и, следовательно, сильнее растет скорость $\left(\frac{du}{dx} \sim -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}\right)$.

Подчеркнем, что уровень пульсаций концентрации в обоих типах факелов оказывается примерно одинаковым и может достигать даже на оси течения 60%.

Влияние степени конфузорности канала на характеристики турбулентных диффузионных факелов

При исследовании смешения горящих струй водорода в цилиндрических трубах, конфузорах и диффузорах оказалось, что степень диффузорности канала $\xi = \tan \beta$ (β — угол между положительным направлением оси Ox и стенкой канала, $-0,01 \leq \xi \leq 0,01$) существенно влияет на характеристики течения. Оказалось (рис. 4), что расширение (диффузор) приводит к удлинению факела, а сужение (конфузор) — к сокращению длины факела, что соответствует результатам [2].

Такое влияние геометрии проточной части канала на характер смешения горящих потоков обусловлено в основном более интенсивной генерацией турбулентности в конфузоре и подавлением ее в диффузоре

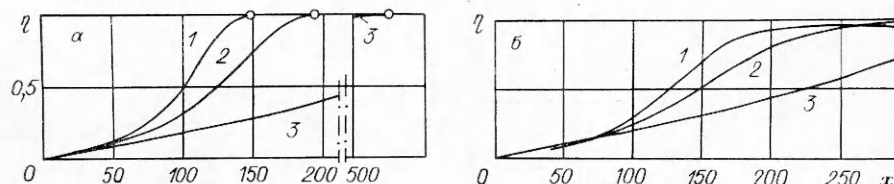


Рис. 4. Изменение η при горении водорода (а) и пропана (б) в каналах ($T_1 = T_2 = 300$ К, $R = 3$): 1 — конфузорный, $\xi = -0,01$; 2 — цилиндрический, $\xi = 0$; 3 — диффузорный, $\xi = 0,01$. а) $m = 0,5$; б) $m = 4$.

по сравнению с изменением интенсивности турбулентности в цилиндрической трубе. Действительно, при дозвуковых скоростях потока в канале вследствие тепловыделения возникает заметный продольный отрицательный градиент давления, который в конфузоре максимален вследствие ускорения потока за счет сужения канала и тепловыделения, а в диффузоре минимален из-за частичной компенсации (при рассматриваемых здесь углах раствора диффузора) эффектов, связанных с тепловыделением и расширением канала. В случае раздельной подачи топлива и окислителя горячая струя в среднем по сечению имеет плотность, меньшую чем окружающий ее поток окислителя. При отрицательности градиента давления ускорение потока обратно пропорционально плотности газа. Следовательно, горячая струя в канале ускоряется сильнее, чем холодный окислитель; существование при горении заметного дефекта скорости приводит к увеличению турбулентной вязкости. Из-за роста турбулентной диффузии смешение улучшается, интенсифицируется объемное тепловыделение, что в свою очередь приводит к повышению градиента давления.

Подчеркнем, что такое заметное влияние степени конфузорности имеет место на больших расстояниях от среза топливного сопла, где изменение площади канала становится существенным. Вблизи сопла ($x \leq 50r$) характеристики смешения и горения в основном определяются параметром m .

Влияние геометрии канала на особенности смешения и горения пропана в канале оказалось значительно слабее (рис. 4, б), чем для водорода, из-за наличия у факела пропана длинной зоны «догорания» в области больших полнот сгорания. Горение в этой области в основном определяется уровнем пульсаций концентрации.

Влияние ε_0 и r/R на изменения η

В [2, 9] показано, что изменение начальной вязкости в сопле практически не влияет на аэродинамику течения и особенности горения спутных потоков в канале.

Вариация относительного начального уровня турбулентной вязкости спутного потока ε_2^0 ($10^{-6} \leq \varepsilon_2^0 \leq 10^{-2}$) показала, что он является одним из наиболее важных определяющих параметров в рассматриваемой задаче, существенно влияет на изменение как локальной η_1 , так и интегральной по сечению η_2 полноты сгорания (рис. 5). Оказалось, что при уменьшении ε_2^0 от 10^{-2} до 10^{-6} длина факела возрастает в 1,5 раза, причем при изменении ε_2^0 от 10^{-5} до 10^{-6} картина течения практически не меняется.

С увеличением ε_2^0 длина начального участка факелов сокращается, а интенсивность затухания осевых значений скорости и концентрации резко возрастает. Оказалось, что при определении длины факела по стехиометрическому значению концентрации пассивной примеси роль параметра ε_2^0 еще более возрастает по сравнению со случаем, когда длина факела определяется по значению $\eta = 1$ и большую роль играют

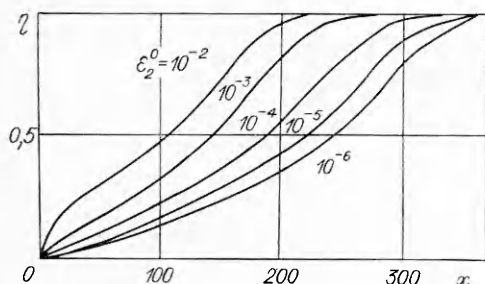


Рис. 5. Изменение интегральной по сечению полноты сгорания пропана по длине цилиндрического канала.

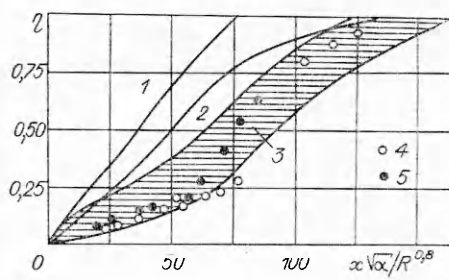


Рис. 6. Обобщающая универсальная зависимость полноты сгорания пропана в цилиндрической камере от комплекса $x\sqrt{\alpha}/R^{0,8}$.

пульсации концентрации. Так, при изменении ϵ_2^0 от 10^{-2} до 10^{-6} длина факела возрастает почти в 3 раза.

Результаты расчетов, выполненных при $3 \leq R \leq 13$, $1,01 \leq \alpha \leq 4$, $\epsilon_2^0 \approx 10^{-4}$, $T_1 = T_2 = 300$ К при горении пропана в воздухе и при $2 \leq R \leq 20$, $0,5 \leq \alpha \leq 2,5$, $T_1 = T_2 = 300$ К, $\epsilon_2^0 \approx 10^{-4}$ при горении водорода в воздухе, показали, что они могут быть обобщены зависимостью $\eta \sim x\sqrt{\alpha}/R^{0,8}$. Сравнение этой обобщающей зависимости с экспериментальными и теоретическими данными из [1, 5], приведенное на рис. 6, показало хорошее согласование.

Авторы благодарят А. Н. Секундова за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Строкин В. Н., Клячко Л. А. ИФЖ, 1969, XVII, 3, 447.
2. Аннушкин Ю. М. ФГВ, 1981, 17, 4, 59.
3. Зимоит В. Л., Левин В. М., Мещеряков В. А. и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 75.
4. Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н. и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив.— Черноголовка, 1980.
5. Бурико Ю. Я., Лебедев А. Б. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, 4, 25.
6. Зимоит В. Л., Мещеряков Е. А., Сабельников В. А.— В кн.: Теория и практика сжигания газов.— Л.: Недра, 1981.
7. Шваб В. А.— В кн.: Исследование процессов горения натурального топлива.— М.— Л.: Госэнергоиздат, 1948.
8. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1949, 19, 10.
9. Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н. и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем.— Черноголовка, 1977.
10. Khalil E. E., Spalding D. V., Whitelaw J. H. J. Heat and Mass Transfer, 1975, 18, 6, 775.

Поступила в редакцию 28/IV 1986

ПОВЫШЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ В ЗАКРЫТОМ ОБЪЕМЕ ПРИ СГОРАНИИ НЕИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Ю. С. Бирюлин, А. А. Борисов
(Москва)

Для практических целей часто необходимо знать параметры взрыва газообразных веществ при повышенных начальных давлениях p_i в широком диапазоне температур, экспериментальное определение которых для таких условий связано со значительными трудностями. Показательно, например, что стандартные методики [1] в подавляющем большинст-