

УЧЕТ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАМЕНИ В МОДЕЛЯХ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВ

С. И. Футько

Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, 220072 Минск, foutko@itmo.by

На основе теории Дамкеллера для турбулентной скорости горения уточнена базовая система уравнений, описывающая процесс горения внутри пористого тела, а также в режиме волны фильтрационного горения газов. Получено лучшее соответствие моделей имеющимся экспериментальным данным измерений массовой скорости горения в таких системах. Показано, что поправка на турбулентность внутрипорового течения становится существенной при скоростях фильтрации более 0,5 м/с. Анализируемые данные представлены в виде диаграммы Борги. Выяснено, что для пористых сред со средним размером пор $\approx 2 \div 3$ мм типичным для процессов фильтрационного горения газов является слаботурбулентный режим «складчатого» пламени.

Ключевые слова: турбулентность, тепловая волна, режимы турбулентного горения, фильтрационная волна, сверхадиабатический эффект.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что фильтрационному горению газов (ФГГ) посвящено значительное количество исследований (см. обзоры [1, 2]), лишь недавно, начиная с работ [3, 4], математическое описание процессов ФГГ стало выходить за рамки преимущественно качественного анализа. Произошло это благодаря введению детальных кинетических схем химических процессов.

Горение в газовой фазе — процесс, в котором химические превращения тесно связаны с локальными параметрами газового потока и влияют друг на друга (например, искривление фронта пламени существенно меняет скорость распространения горения). Поэтому более подробное описание химических превращений позволяет уточнить заведомо сложную картину внутрипорового течения в процессах ФГГ.

В [5] было показано, что турбулизация горения существенна лишь при ФГГ в режиме «высоких скоростей».

В данной статье представлена система уравнений, описывающая процесс ФГГ в режиме «низких скоростей» с учетом турбулизации газового потока как следствия течения в пористой среде. Показано, что турбулентность существенно влияет на массовую скорость горения как для стабилизированного, так и нестабилизированного процесса ФГГ.

1. МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ

В соответствии с теорией Дамкеллера [6] предполагается, что основной механизм турбулентного горения заключается в увеличении площади поверхности ламинарного фронта горения в результате искривления последнего турбулентными пульсациями скорости (рис. 1). Таким образом достигается увеличение массовой скорости горения в системе согласно соотношению

$$u_t = u_l \frac{A_l}{A_t}. \quad (1)$$

Здесь u — скорость горения; A — площадь поверхности фронта реакции; индексами t, l обозначены турбулентный и ламинарный режимы распространения пламени.

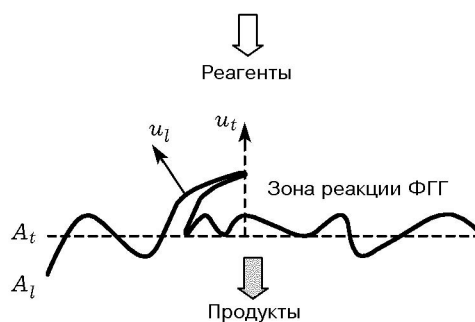


Рис. 1. Турбулентный фронт реакции ФГГ согласно теории Дамкеллера [6]

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98М-139).

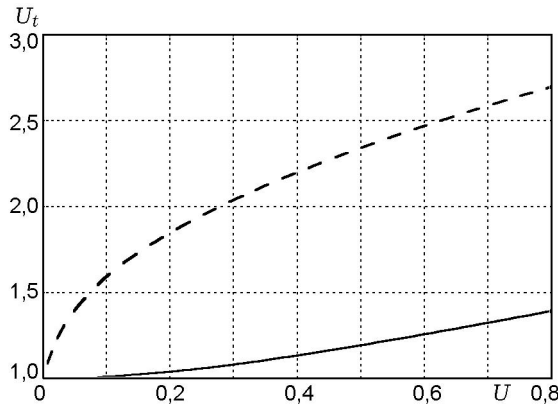


Рис. 2. Скорость турбулентного горения: штриховая линия — уравнение (2) при $Re_t = 100$ [8], сплошная — соотношение (4) [9]

В первом приближении можно считать, что турбулентность горения генерируется только пульсациями скорости газового потока при протекании через пористую среду, и пренебрегать при этом обратным влиянием пламени на структуру течения [7].

Для турбулентного режима горения со слабовозмущенным ламинарным фронтом существует значительное количество эмпирических зависимостей вида (см. обзор [8]):

$$U_t - 1 = 0,6U^{1/2}Re_t^{1/4}. \quad (2)$$

Здесь $Re_t = u'd_p/\nu$ — турбулентное число Рейнольдса, построенное на масштабе размера поры d_p ; u' — среднеквадратичная пульсационная скорость; ν — кинематическая вязкость;

$$U_t = u_t/u_l = A_l/A_t, \quad U = u'/u_l. \quad (3)$$

Далее в расчетах скорости турбулентного горения используется аппроксимационная формула [9], являющаяся приближенным аналитическим решением «Г-уравнения» для распространения фронта пламени:

$$U_t = \exp(U^2/U_t^2). \quad (4)$$

Преимущество соотношения (4) в том, что оно удовлетворительно аппроксимирует экспериментальные данные для всех турбулентных режимов горения (подробнее см. ниже), при этом ему соответствуют более умеренные значения турбулентных скоростей. Сравнение результатов расчетов по формулам (2) и (4) приведены на рис. 2.

ФГГ — это процесс, включающий в себя сложное (существенно трехмерное) внутривязное течение, поэтому учет влияния параметров течения на горение с помощью эмпирических коэффициентов необходимо при уточнении одномерных моделей.

2. ПОПРАВКА НА ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ДЛЯ СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ПЛАМЕН

Рассмотрим случай стабилизации пламени внутри инертного пористого тела (например, на границе двух сред с различными размерами пор d_p). Для учета турбулентной структуры течения будем использовать относительно полную (в смысле описания основных процессов ФГГ) систему уравнений из [4]. Так как локально, в каждой точке фронта реакции, горение протекает по ламинарному механизму, то уравнения сохранения отдельных компонентов газа имеют вид

$$(\rho_g u_g)_l A_l \frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx}(\rho_g A_l Y_k V_k) - A_l \dot{\omega}_k W_k = 0. \quad (5)$$

Здесь $(\rho_g u_g)_l$ — массовый расход газа, приходящийся на единицу площади A_l (искривленного) ламинарного фронта пламени; ρ_g — плотность газа; W_k — молярная масса; V_k — диффузионная скорость; Y_k , $\dot{\omega}_k$ — соответственно мольная доля и скорость образования k -го компонента.

В систему поступают реагенты с постоянным массовым расходом $M = GA_t$, где $G = (\rho_g u_g)_t$ — расход, приходящийся на единицу площади поперечного сечения A_t пористого образца.

Предполагается, что стационарные уравнения (5) применимы для описания осредненных по времени величин A_l , $(\rho_g u_g)_l$ и др.

Выражения (5) с учетом соотношения (1) преобразуются к виду

$$\frac{G}{U_t} \frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx}(\rho_g Y_k V_k) - \dot{\omega}_k W_k = 0, \quad (6)$$

где введенный согласно определению (3) параметр U_t представляет собой поправку на турбулентность. Аналогично можно переписать уравнения сохранения энергии в газовой и твердой фазах:

$$\frac{G}{U_t} \frac{dT_g}{dx} - \frac{1}{c_{p,g}} \frac{d}{dx} \left(\lambda_g \frac{dT_g}{dx} \right) +$$

$$+ \frac{1}{c_{p,g}} \sum_{k=1}^K \dot{\omega}_k h_k W_k - \frac{1}{c_{p,g}} \alpha_V (T_s - T_g) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda_s \frac{dT_s}{dx} \right) - \frac{d}{dx} q_r + \alpha_V (T_s - T_g) = 0. \quad (8)$$

Здесь T — температура, $c_{p,g}$ — удельная теплоемкость газа, α_V — коэффициент межфазового теплообмена, λ — теплопроводность; ρ — плотность, h_k — энтальпия k -го компонента, q_r — радиационный поток; индексы: g — газ, s — каркас.

В результате система уравнений (6)–(8) описывает процессы ФГГ с учетом турбулентности внутрипорового течения, при этом коэффициент U_t ($U_t \geq 1$) выражает степень отклонения режима горения от ламинарного (в последнем случае $U_t = 1$).

Из вида полученных уравнений ясно, что поправка достигается простой заменой

$$G \rightarrow G/U_t. \quad (9)$$

Такая система уравнений является наиболее полной, так как она не только включает детальное описание химических реакций, но и учитывает сложную гидродинамику фильтрационного потока.

Значение коэффициента U_t можно рассчитать по формуле (4), используя значения среднеквадратичной пульсационной скорости u' , которые можно получить путем исследования потока газа вблизи выходного сечения пористой среды в отсутствие горения.

Рассмотрим высокопористые ретикулярные пенообразные керамические материалы, которые ввиду их широкого применения в различных устройствах ФГГ исследованы наиболее полно.

Например, в работе [10] приведены результаты измерений внутрипоровой структуры течения при скоростях фильтрации $u_D = 0,2 \div 1,5$ м/с, типичных для горелок ФГГ. Измерения проводились на расстоянии $\Delta l \geq 3$ мм от выходного сечения образца для пенообразной керамики (Al_2O_3) с диаметром пор $d_p = 0,8 \div 2,5$ мм и пористостью $\varepsilon = 0,78$. Распределение по радиусу средних скоростей на выходе из пор характеризуется значительной неравномерностью скорости (скорость изменяется в два и более раз относительно среднего

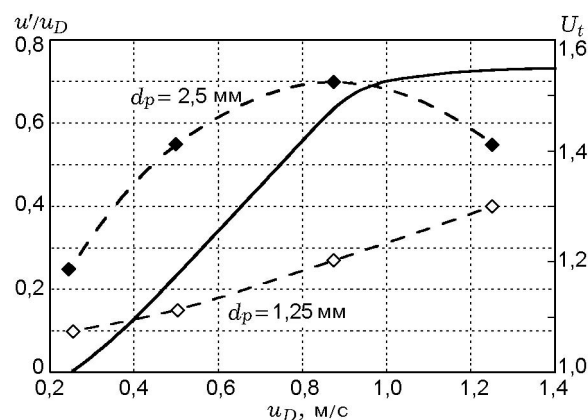


Рис. 3. Коэффициент турбулентности U_t , рассчитанный по соотношению (4) (сплошная линия) и с использованием результатов измерений интенсивности турбулентности [10] (штриховые линии)

значения), причем над перегородками пористой матрицы наблюдаются зоны обратного течения. Для образца с $d_p = 2,5$ мм пульсационная скорость увеличивалась линейно практически от нуля при $u_D \approx 0,25$ м/с до осредненного по пространству постоянного значения $u' \approx 0,6 \div 0,7$ м/с при $u_D > 0,8$ м/с, что объясняется достижением полностью развитого турбулентного режима внутрипорового течения. Наибольшая интенсивность пульсаций соответствует местам максимального градиента локальной скорости на границе застойных зон.

Генерация турбулентности в этом случае обусловлена возмущением газового потока сложной структурой пористой среды.

На рис. 3 представлены рассчитанные по (4) значения коэффициента U_t ($d_p = 2,5$ мм) и экспериментальные данные [10] для осредненных по пространству значений нормализованной интенсивности турбулентности u'/u_D . Полученные таким образом коэффициенты U_t применялись для корректировки численного решения уравнений (6)–(8), представленных в работе [4] в приближении ламинарного режима горения ($U_t = 1$). В качестве ламинарной скорости горения u_l принималась скорость Дарси, полученная решением системы (6)–(8) при $U_t = 1$. На рис. 4 приведены результаты такой корректировки, а также результаты измерений [11] массовой скорости горения в устройстве ФГГ, изготовленном из аналогичного [10] кера-

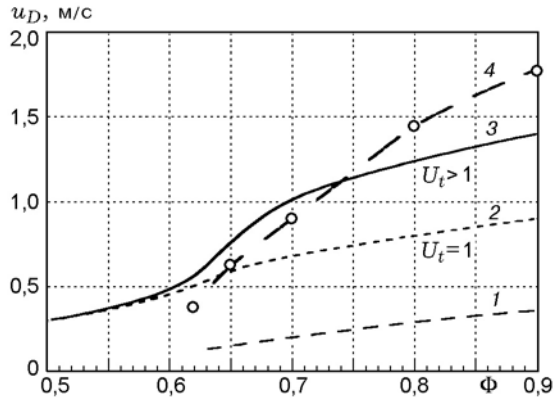


Рис. 4. Зависимость массовой скорости горения для стабилизированного пламени ФГГ от состава метановоздушной смеси:

1 — данные для свободных пламен; 2 — расчет по (6)–(8) для модели плоского ламинарного фронта [4]; 3 — расчет по (6)–(8) с поправкой на турбулентность ($U_t > 1$); 4 — экспериментальные данные [11]

мического материала ($c d_p = 2,5$ мм, $\varepsilon = 0,87$).

Как видно из рис. 4, различие между кривыми 1 и 2 характеризует вклад рекуперации тепла через пористую среду в увеличение массовой скорости горения, при этом горение протекает в ламинарном режиме (расчет по формулам (6)–(8) из [4]). Различие же между кривыми 2 и 3 характеризует вклад турбулентности газового потока в увеличение скорости горения. Гораздо лучшее согласие численного решения с экспериментом в последнем случае (в особенности резкое увеличение скорости горения при $u_D > 0,5$ м/с) достигается учетом сильного увеличения пульсационной скорости в этом диапазоне расходов газа.

Соответствие с экспериментальными данными, по-видимому, будет еще лучше, если учесть, что в расчетах использовались заниженные значения интенсивности турбулентности из [10] вследствие значительного удаления (3 мм) плоскости измерений от пористого образца. Экстраполяция результатов измерений для различных Δl в сторону уменьшения значений Δl до $\approx 1,2$ мм приводит к увеличению интенсивности турбулентности до ≈ 20 %.

В рамках подхода Дамкеллера полученная поправка на турбулентность не меняет распределения температур в системе, а только увеличивает суммарную скорость горения по мере увеличения амплитуды пульсаций внутрипоровой скорости с ростом расхода.

3. ПОПРАВКА НА ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ДЛЯ ВОЛНЫ ФГГ

Проведем аналогичные (6)–(8) преобразования для системы уравнений, описывающей волну ФГГ. Перейдем в систему координат $x = \xi - u_w t$, связанную с фронтом горения, движущимся с постоянной скоростью u_w . Основные уравнения для волны ФГГ могут быть представлены в следующем виде (см., например, [12–15]):

$$\frac{\varepsilon c_{p,g} \rho_g u_g}{U_t} \frac{dT_g}{d\xi} = -\varepsilon \sum_{k=1}^K h_k \dot{\omega}_k W_k + \alpha_V (T_s - T_g), \quad (10)$$

$$\begin{aligned} -(1 - \varepsilon) c_s \rho_s u_w \frac{dT_s}{d\xi} &= \\ &= (1 - \varepsilon) \frac{d}{d\xi} \lambda_s \frac{dT_s}{d\xi} - \alpha_V (T_s - T_g), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\frac{\varepsilon c_{p,g} \rho_g u_g}{U_t} \frac{dY_k}{d\xi} = \varepsilon \dot{\omega}_k W_k, \quad (12)$$

где $G = \varepsilon \rho_g u_g = \text{const}$, c_s — теплоемкость каркаса, ρ_s — его плотность. При этом баланс энергии в волне с учетом турбулентности определяется соотношением [14]

$$T_{s,\max} = T_0 + \frac{\Delta T_{ad}}{1 - u U_t}. \quad (13)$$

Здесь $T_{s,\max}$ — максимальная температура каркаса, ΔT_{ad} — адиабатический разогрев смеси, $u = u_w / u_{th}$ — безразмерная скорость фронта горения, где $u_{th} = c_{p,g} G / (1 - \varepsilon) c_s \rho_s$ — скорость распространения тепла в системе.

При учете внешних теплопотерь, описываемых осредненным по объему коэффициентом β , балансовое уравнение (13) можно преобразовать, используя соответствующее выражение из [14]:

$$\begin{aligned} u_w = u_{th} U_t^{-1} \left\{ 1 - ((\Delta T_{ad} / \Delta T_{s,\max})^2 - \right. \\ \left. - 4\beta \lambda_s U_t^2 / c_{p,g}^2 G^2)^{1/2} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Отсюда, в частности, следует, что введение параметра U_t также приводит к усилению зависимости решения от величины коэффициента β .

На рис. 5 в приближении бесконечно узкой реакционной зоны [15] представлены результаты расчетов по формулам (10)–(12) максимальной температуры каркаса $T_{s,\max}$ и скорости

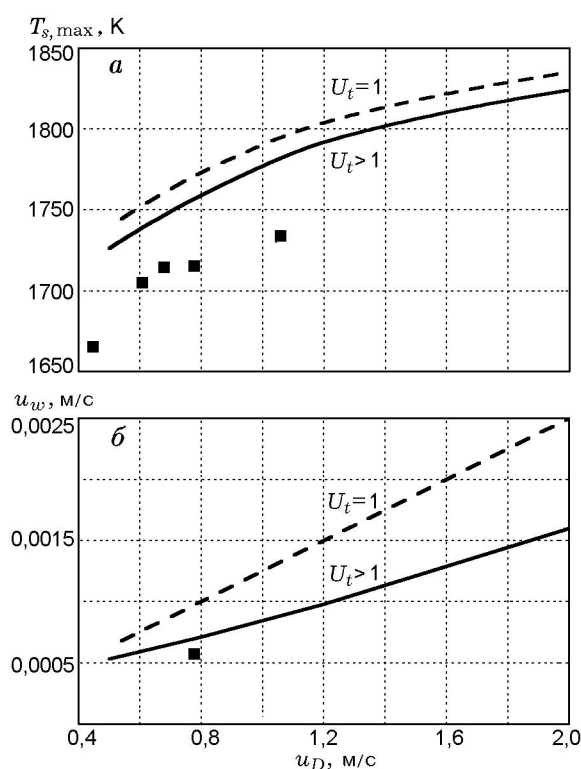


Рис. 5. Влияние турбулентности пламени на макрохарактеристики сверхадиабатической волны ФГГ ($\Phi = 4,0$):

a — расчет по (10)–(12) максимальной температуры каркаса; *b* — скорость фронта волны; точки — экспериментальные данные из [17], сплошные линии — турбулентный режим горения, штриховые — плоский ламинарный фронт

фронта горения u_w сверхадиабатической волны ФГГ (метановоздушная смесь с коэффициентом избытка горючего $\Phi = 4,0$). Эффективная теплопроводность в каркасе с учетом радиационной составляющей из [13] и осредненный по объему коэффициент межфазного теплообмена (по [16]) определялись по формулам

$$\lambda_s = \lambda_{s,0} + \frac{32\varepsilon\sigma D_p T_s^3}{9(1-\varepsilon)}, \quad \alpha_V = \frac{9(1-\varepsilon)^2 \lambda_g}{D_p^2 \varepsilon} \text{Nu}_{eq}. \quad (15)$$

Здесь $\lambda_{s,0}$ — эффективная теплопроводность пористой среды; D_p — диаметр частиц засыпки; Nu_{eq} — эквивалентное число Нуссельта; σ — постоянная Стефана — Больцмана.

В расчетах использовался набор параметров для пористой среды из [17], соответствующий засыпке из шариков Al_2O_3 с $D_p = 3$ мм. Так как результаты измерений внутрипоровой

интенсивности пульсаций для засыпок из частиц в литературе отсутствуют, в расчетах по (10)–(12) использовались значения коэффициента U_t , полученные выше для пенообразных керамик (с $d_p = 2,5$ мм). Следует отметить, что даже грубый учет пульсаций скоростей ведет к лучшему согласию с соответствующими экспериментальными данными [17] (см. рис. 5).

Из рис. 5, *a* следует, что при $U_t > 1$ наблюдается примерно равномерный и небольшой сдвиг в сторону меньших значений $T_{s,max}$. Это объясняется тем, что в области малых расходов газа (где решение очень чувствительно к изменению расхода [15]) коэффициент U_t мал, так как пульсации скорости невелики. При больших расходах газа ($u_D > 1$ м/с) ситуация противоположная.

Из проведенного анализа следует, что в случае сверхадиабатической волны фильтрационного горения поправка на турбулентность существенно уменьшает скорость распространения зоны реакции ($u_w \sim U_t^{-1}$), при этом также несколько меняются (довольно слабо, логарифмически по U_t) температурные поля в системе.

4. РЕЖИМЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ФГГ

Представим экспериментальные данные из [11] в виде диаграммы Борги (рис. 6). В соответствии с работой [18] выделим основные режимы горения: пламя с плоским ламинарным фронтом ($\text{Re}_t \leq 1$), три режима турбулентного горения, а именно: слаботурбулентный — в соответствии с поверхностной моделью турбулентного горения ($\text{Re}_t > 1$, $\text{Ka} \leq 1$, $\text{Da} \geq 1$), распределенная реакционная зона ($\text{Re}_t > 1$, $\text{Ka} > 1$, $\text{Da} \geq 1$) и реактор идеального смешения ($\text{Re}_t > 1$, $\text{Da} < 1$). Согласно поверхностной модели турбулентного горения химические превращения протекают в тонком слое (порядка толщины ламинарного пламени), а турбулентность проявляется в искривлении поверхности фронта (как показано на рис. 1). Данный режим, в свою очередь, подразделяется на режим «складчатого» пламени с небольшими амплитудами пульсаций ($u'/u_l \leq 1$) и режим, при котором фронт горения изгибается достаточно сильно ($u'/u_l > 1$), чтобы образовывались «островки» реагентов.

В качестве интегрального масштаба естественно выбрать характерный размер поры d_p . Далее будем использовать турбулентные

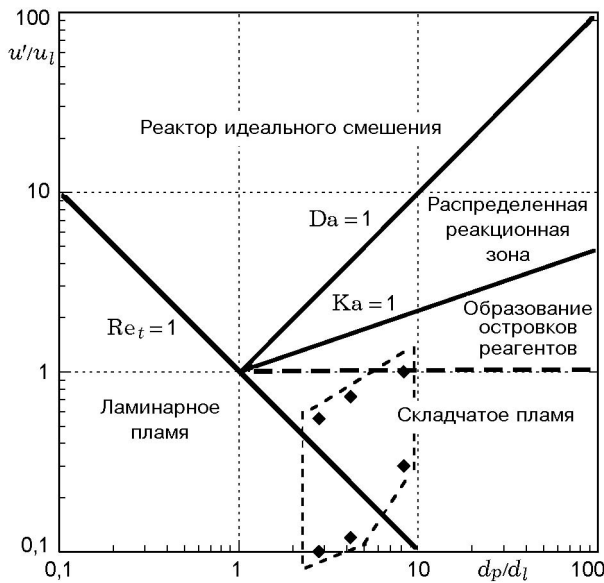


Рис. 6. Диапазон режимов турбулентного фильтрационного горения газов (диаграмма Борги):

точки — экспериментальные данные [10, 11] по стабилизированному ФГГ для пенообразной керамики Al_2O_3 с $d_p = 0,8 \div 2,5$ мм и метановоздушных смесей $\Phi = 0,6 \div 0,9$

числа Рейнольдса, Карловица и Дамкеллера согласно определениям

$$Re_t = \frac{u'd_p}{\nu}, \quad Ka = \frac{t_l}{t_K} = \frac{d_l}{u_l} \left(\frac{\varepsilon_k}{\nu} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

$$Da = \frac{t_p}{t_l} = \frac{d_p u_l}{d_l u'}$$

Здесь $t_l = d_l/u_l$ — характерное время горения по ламинарному механизму; $t_p = d_p/u'$ — интегральный, а $t_K = (\nu/\varepsilon_k)^{1/2}$ — колмогоровский временной масштаб. Скорость диссипации энергии определяется согласно $\varepsilon_k = u'^3/d_p$, а оценка длины ламинарного горения получается из условия $Pr \approx 1$ как $d_l = \nu/u_l$. Из этих выражений составляем следующие соотношения:

$$u'/u_l = Re_t(d_p/d_l)^{-1}, \quad u'/u_l = Da^{-1}(d_p/d_l), \quad (17)$$

$$u'/u_l = Ka^{2/3}(d_p/d_l)^{1/3},$$

описывающие соответственно границы турбулентных режимов горения:

$$Re_t = 1, \quad Da = 1, \quad Ka = 1. \quad (18)$$

Из рис. 6 видно, что экспериментальные данные из [11] для стабилизированного ФГГ

в высокопористых керамиках находятся в диапазоне трех различных режимов горения. При небольших диаметрах пор ($d_p \leq 1$ мм) и/или малых значениях расхода газа ($u_D \leq 0,2$ м/с) возможен ламинарный режим горения с пренебрежимо малым искривлением фронта горения пульсациями скорости. Для более крупнозернистых сред ($d_p \geq 2$ мм) в широком диапазоне расходов газа свойствен слаботурбулентный режим со «складчатым» фронтом горения. И наконец, при значительных расходах газа ($u_D \geq 1$ м/с), по-видимому, возможно локальное «захлестывание» фронта пламени (при возмущении его пульсациями с наибольшими амплитудами) с образованием «островков» реагентов. Вероятность возникновения такого режима возрастает с увеличением диаметра пор или расхода газа, что может сказаться на составе конечных продуктов на выходе из системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе теории Дамкеллера предложена поправка на турбулентность пламени системы уравнений как для стабилизированных, так и для волновых процессов фильтрационного горения газов. В результате:

- модифицированные уравнения позволяют описать наблюдаемый в экспериментах по стабилизированному ФГГ быстрый рост массовой скорости горения с увеличением расхода газа и/или коэффициента избытка окислителя;

- показано, что для нестабилизированного горения (волна ФГГ) при введении данной поправки соответствие с экспериментом также лучше;

- с помощью диаграммы Борги продемонстрировано, что ФГГ может протекать как в чисто ламинарном, так и в слаботурбулентном режиме, причем наиболее характерным является турбулентный режим «складчатого» пламени;

- с увеличением внутрипоровых размеров и/или при значительных расходах газа возможно появление режима горения с «образованием островков горючего», который может проявляться в повышенном содержании реагентов в конечных продуктах.

Из проведенного анализа можно сделать вывод о существенном вкладе турбулентности в массовую скорость горения для систем на основе ФГГ со следующими рабочими параметрами: $d_p \geq 2 \div 3$ мм, скорость фильтрации бо-

лее 0,5 м/с, составы с коэффициентом избытка окислителя не меньше 0,6 (для метановоздушных смесей).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Babkin V. S.** Filtrational combustion of gases // Pure Appl. Chem. 1993. V. 65. P. 335–344.
2. **Howell J. R., Hall M. J., Ellzey J. L.** Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media // Prog. Ener. Combust. Sci. 1996. V. 22. P. 121–145.
3. **Chen Y.-K., Matthews R. D., Howell J. R.** The effect of radiation on the structure of premixed flame within a highly porous medium // ASME Winter Annual Meeting, ASME HTD-81. 1991.
4. **Hsu P. F., Matthews R. D.** The necessity of using detailed kinetics in models for premixed combustion within porous media // Combust. Flame. 1993. V. 93. P. 457–466.
5. **Babkin V. S., Korzhavin A. A., Bunev V. A.** Propagation of premixed gaseous explosion flame in porous media // Combust. Flame. 1991. V. 87, N 2. P. 182–190.
6. **Damkohler G.** Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen // Zs. Elektrochem. 1940. V. 46. P. 601.
7. **Математическая теория горения и взрыва** // Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе М.: Наука, 1980.
8. **Gulder O. L.** Turbulence models for premixed combustion // 23rd Intern. Symp. on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 2000. P. 743–750.
9. **Yakhot V.** An approximate solution of the G-equation // Combust. Sci. Technol. 1988. V. 60. P. 191.
10. **Hall M. J., Hiatt J. P.** Exit flows from highly porous media // Phys. Fluids. 1994. V. 6, N. 2. P. 469–479.
11. **Chaffin C., Koenig M., Koeroghlian M. M., et al.** Experimental investigation of premixed combustion within highly porous media // Proc. of the ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference. 1991. V. 4. P. 219–224.
12. **Futko S. I.** A theoretical study on upper-temperatures limits attainable in filtrational combustion wave // 28th Intern. Symp. on Combustion: WIP Abstracts. Edinburgh, 2000. P. 407.
13. **Foutko S. I., Shabunya S. I., Zhdanok S. A., Kennedy L. A.** Superadiabatic combustion wave in a diluted methane-air mixture under filtration in a packed bed // 26th (Intern.) Symp. on Combustion. Pittsburgh, 1997. P. 3377–3382.
14. **Zhdanok S. A., Kennedy L. A., Koester G.** Combustion wave in a diluted methane-air mixture under filtration in a packed bed // Combust. Flame. 1995. V. 100. P. 221–231.
15. **Futko S. I., Zhdanok S. A.** Influence of mixture composition on high-temperature limits in filtration combustion wave: a parametric study // Proc. Nonequilibrium Processes and their Applications / S. A. Zhdanok (Ed.). Minsk: Belarus Academy of Sciences, 2000. P. 114–118.
16. **Аэров М. Е., Тодес О. М., Наринский Д. А.** Аппараты со стационарным зернистым слоем. М.: Химия, 1979.
17. **Гаврилюк В. В., Дмитренко Ю. М., Жданок С. А. и др.** Исследование процесса конверсии метана в водород в режиме одиночной волны фильтрационного горения // Тепломассообмен ММФ-2000. IV Минский международный форум. Минск, 2000. Т. 4. С. 21–31.
18. **Borghi R.** Regimes of the turbulent premixed flames // Recent Advances in Aeronautical Science / C. Bruno, C. Casci (Eds). London: Pergamon, 1984.

*Поступила в редакцию 3/X 2000 г.,
в окончательном варианте — 19/IV 2002 г.*