

5. Мержанов А.Г., Боровинская И.П., Володин Ю.Е. Горение пористых образцов металлов в газообразном азоте и синтез нитридов. Отчет филиала ИХФ АН СССР, Черноголовка, 1971.
6. Мержанов А.Г., Боровинская И.П., Володин Ю.Е. О механизме горения пористых металлических образцов в азоте // Докл. АН СССР. — 1972. — 206, № 4. — С. 905.
7. Мержанов А.Г., Филоненко А.К., Боровинская И.П. Новые явления при горении конденсированных систем // Там же. — 1972. — 208, № 4. — С. 892.
8. Филоненко А.К., Вершинников В.И. Закономерности спинового горения титана в азоте // ФГВ. — 1975. — 11, № 3. — С. 353.
9. Филоненко А.К. Спиновое горение титана при пониженном давлении // Там же. — 1991. — 27, № 1. — С. 41.
10. Новожилов Б.В. К теории поверхностного спинового горения // Докл. РАН. — 1992. — 326, № 3. — С. 485.

142432, п. Черноголовка
ИСМ РАН

Поступила в редакцию 20/XII 1992,
после доработки — 10/VI 1993

УДК 536.46 + 662.1

Г.С. Асланян, И.Л. Майков, И.З. Филимонова

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Разработана численная модель расчета горения пылеугольных частиц в двумерном турбулентном осесимметричном потоке газообразного окислителя. Учтено влияние турбулентности газовой среды на скорость движения частиц. Излучение рассматривается в рамках модели четырех потоков. Достигнуто удовлетворительное соответствие с имеющимися экспериментальными данными.

В последние годы получило существенное развитие моделирование двумерных и трехмерных турбулентных течений [1—3]. Большой интерес вызывает введение в подобные задачи конденсированной фазы, так как это позволяет проследить одновременно за процессами турбулентного смешения, взаимного гидродинамического влияния фаз и кинетики горения частиц, а также излучения. Применительно к углю проблема осложняется наличием потока летучих компонентов с поверхности частиц и необходимостью введения дополнительной функции смешения данного потока с несущим.

Существуют два метода описания поведения частиц в потоке: Лагранжа (дискретное) [4—6] и Эйлера (непрерывное) [7]. Точность расчетов в значительной степени определяется учетом влияния турбулентности газовой среды на поведение твердой фазы [2]. Эта проблема изучена в [4—6].

В настоящей работе разработана численная модель расчета горения пылеугольных частиц в двумерном турбулентном осесимметричном потоке газообразного окислителя. Газовая фаза описана в рамках представления Эйлера, твердая — в рамках представления Лагранжа.

Эйлерово описание газовой фазы. Движение газовой фазы описывается уравнениями неразрывности и сохранения импульса. Общий вид этих уравнений в двумерной осесимметричной системе цилиндрических координат в предположении ньютоновой жидкости, отсутствия массовых сил и установившегося движения для переменной Φ имеет вид [1]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (r \rho u \Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v \Phi) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left(r \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = S_{\Phi}. \quad (1)$$

Выражения для функций Φ , Γ_{Φ} и S_{Φ} приведены в таблице.

Турбулентность рассматривается в рамках модели $k - \epsilon$, основывающейся на введении эффективной турбулентной вязкости μ_e по аналогии с

© Г.С. Асланян, И.Л. Майков, И.З. Филимонова, 1994.

Φ	Γ_Φ	S_Φ
u	μ_e	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_e \frac{\partial u}{\partial r} \right) + S_p^u$
v	μ_e	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_e \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{2\mu_e v}{r} + \frac{\rho w^2}{r} + S_p^v$
w	μ_e	$\frac{\rho w v}{r} - \frac{w}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r \mu_e)$
k	$\frac{\mu_e}{\sigma_k}$	$G - \rho \epsilon$
ϵ	$\frac{\mu_e}{\sigma_\epsilon}$	$C_1 \frac{\epsilon}{k} G - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}$
f_p	$\frac{\mu_e}{\sigma_f}$	0
η	$\frac{\mu_e}{\sigma_\eta}$	S_p^η
h	$\frac{\mu_e}{\sigma_h}$	S_p^h

Примечание: $\mu_e = \mu^e + \mu^t$; $\mu^t = C_\mu \rho \frac{k}{\epsilon}$; $G = u_i \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + r \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right\}$.

ламинарной вязкостью как коэффициент пропорциональности между корреляционным турбулентным членом и градиентом средней скорости потока [8]:

$$-\rho \overline{u'v'} = \mu_e \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right).$$

Уравнения для k и ϵ приведены в таблице. Здесь и далее используются следующие обозначения: B — параметр массового потока с частицы; C — константа; d — диаметр частицы или сопла для подачи дутья; D — коэффициент диффузии; f — газовая функция смешения; F — сила трения; h — энтальпия; K — константа скорости реакции; m — масса частицы; $\dot{m}$ — массовый поток газа в данной ячейке; M — молекулярная масса газа; n — объемная плотность частиц; $\dot{n}$ — количество частиц, проходящих по траектории в единицу времени; Nu — число Нуссельта; p — давление; r, x — координаты; R — универсальная газовая постоянная; Re — число Рейнольдса; S — эффективная реагирующая поверхность в единице объема, источниковые члены; t — время; T — температура; u, v, w — составляющие скорости газа; v — скорость частицы; V — объем; X — массовая доля потока частиц данной фракции; Y — массовая доля; z — массовая концентрация элемента; Γ — коэффициент переноса; ϵ — скорость диссипации k ; η — функция смешения стефановского потока; k — энергия турбулентных пульсаций; μ, ν — динамическая и кинематическая вязкости; ρ — плотность; σ — число Шмидта; τ — напряжение трения; Φ — основная переменная. Индексы: s — угольный; d — диффузионный; e — эффективное значение (нижний индекс); i — номер элемента, номер фракции; $i1, i2$ — номера элементов в первичном и вторичном потоках; in, out — значения на входе и выходе из ячейки; j — номер траектории; m — массовый; 0 — начальное значение; p — первичный поток, частица; s — вторичный поток; e — ламинарный; t — турбулентный; $'$ — поправка, пульсационная составляющая.

В предположении достижения локального термодинамического равновесия в гомогенных реакциях фактором, лимитирующим скорость протекания

химических реакций, является скорость смешения реагирующих компонентов f_z , определяемая через массовые концентрации элементов и представляющая собой массовую долю вещества первого потока в смеси:

$$f_p = \frac{z_i - z_{i2}}{z_{i1} - z_{i2}}.$$

Соответственно $1 - f_z$ есть массовая доля вещества второго потока в смеси [9]. Для функции f_z выводится транспортное выражение в форме (1).

Уравнение сохранения энергии для энтальпии газа с учетом энтальпии образования отдельных компонентов газовой фазы также сводится к стандартному виду (1) и приведено в таблице. Для замыкания системы уравнений используется уравнение состояния: $p = Mp/RT$.

Значения постоянных C_s , C_1 , C_2 , σ_k , σ_s , σ_f , σ_h , σ_η приведены в работе [8].

Лагранжево описание частиц. В отличие от газовой фазы угольные частицы не являются непрерывной средой и движутся локально в соответствии со своими траекториями, обусловленными предысторией движения в газовой среде. Поэтому для их описания используется лагранжев подход. Уравнение движения для одиночной частицы имеет вид

$$m_p d(v_p)/dt = m_p g + F_p/n_p.$$

Сила трения между частицей и окружающей средой описывается соотношением

$$F_p = S_p \rho_g C_d n_p (v_p - v_g) |v_p - v_g|,$$

где $C_d = (24/Re)(1 + 0,15Re^{0,687})/(1 + B_m)$ для чисел Рейнольдса Re относительного движения частиц и газа, не превышающих 1000 [4].

Турбулентные пульсации скоростей твердой фазы — один из основных факторов, влияющих на интенсивность процесса окисления угольных частиц [2].

Средняя скорость частицы может быть представлена в виде суммы средних конвективной и диффузионной скоростей [11]: $v_p = v_{pc} + v_{pd}$, v_{pc} — скорость частицы в отсутствие турбулентности, а v_{pd} — скорость турбулентного движения частицы, вычисляемая в предположении, что скорость турбулентной диффузии пропорциональна среднему градиенту объемной плотности частиц:

$$v_{pd} n_p = v'_p / \sigma'_p \cdot \nabla n_p,$$

где $v'_p = v'_g (1 + t_p/t')^{-1}$ [12].

Время релаксации частицы t_p связано со стоковым торможением частицы: $t_p = m_p / 3\pi\mu_g d_p$. Характерное время турбулентности задается выражением $t' = v'_g / \overline{v'_g v'_g}$, которое при использовании $k - \epsilon$ -модели преобразуется к виду $t' = 1,5 C_\mu k / \epsilon$.

Уравнение энергии для частиц описывает процессы теплообмена с газовой средой, излучения, пиролиза, сушки и гетерогенного горения:

$$(m_p C_p) dT_p / dt = Q_r + (h_g - h_p) dm_p / dt + Q_{pg},$$

где Q_r — радиационный теплообмен; h_g — энтальпия газа на поверхности частицы с учетом энтальпии образования; Q_{pg} — теплообмен газ — частица.

Поле частиц моделируется как дискретный набор траекторий, каждая из которых задается определенным количеством частиц одного размера и начальным положением в первичном потоке. Количество частиц, проходящее по данной траектории в единицу времени $\dot{n}_{ij}$, постоянно и может быть вычислено исходя из начального потока твердого топлива m_{p0} и начальной массы частиц данной фракции:

$$m_{p0} : \dot{n}_{ij} = \dot{m}_{p0} X_{i0} Y_{j0} / m_{p0}.$$

Влияние движения и горения частиц на состояние газовой фазы учитывается посредством источниковых членов. Источниковый член для уравнения

неразрывности газовой фазы равен изменению массы частиц за время прохождения данной ячейки:

$$(S_p^m)_{яч} = [(\sum_i \sum_j \dot{n}_{ij} [(m_{pij})_{out} - (m_{pij})_{in}]) / V]_{яч}.$$

Источниковый член для осевой компоненты импульса имеет вид

$$(S_p^u)_{яч} = ((1/V) \sum_i \sum_j \dot{n}_{ij} [(u_{pij} m_{pij})_{out} - (u_{pij} m_{pij})_{in}]_{яч} + u_p (S_p^m)_{яч}.$$

Аналогично вычисляется источниковый член S_p^v для радиальной компоненты импульса. Источниковый член для уравнения энергии представляет собой количество энтальпии, передаваемое частицами газу:

$$(S_p^h)_{яч} = ((1/V) \sum_i \sum_j \dot{n}_{ij} [(h_{pij} m_{pij})_{out} - (h_{pij} m_{pij})_{in}]_{яч} + (S_p^q)_{яч}.$$

Кинетика выхода летучих. Процесс выхода летучих моделируется одно-канальной схемой с константой скорости $K_v^j = 1,14 \cdot 10^5 \exp\left(-\frac{8900}{T_{pj}}\right)$ [13].

Следуя подходу Филда, предполагаем, что летучие состоят из пяти основных компонентов (CO , CO_2 , H_2O , H_2 , CH_4) и жидкого кислородсодержащего углеводорода (смолы), представляемого приближенной формулой CH_mO_n . Массовое содержание каждого летучего компонента рассчитывается в соответствии с рекомендациями, полученными на основе обработки экспериментальных данных по различным углям, в виде квадратичной зависимости от содержания летучих [14].

Кинетика гетерогенных реакций. В работе учитываются гетерогенные реакции, протекающие между связанным углеродом и кислородом:



Скорости гетерогенных реакций с k -окислителем описываются зависимостями типа $q_k = K^{\psi}(1 + d_p S/6) \rho_g Y_k S$, учитывающими диффузионное торможение в пограничном слое и реагирование в порах частицы с константами химических скоростей реакций [14]

$$K_1 = 2T_{pj} \exp(-10\,300/T_{pj}),$$

$$K_2 = \begin{cases} 223,3 T_{pj} \exp(-18030/T_{pj}) & \text{при } T_{pj} < 1505 \text{ K,} \\ 823,1 T_{pj} \exp(-9596/T_{pj}) & \text{при } T_{pj} > 1505 \text{ K,} \end{cases}$$

с которыми эффективные константы связаны соотношением [15]

$$\frac{1}{K_k^{\text{эф}}} = \frac{1}{K_k} + \frac{d}{\text{Nu} D_k}.$$

Функция смешения стефановского газового потока. Аналогично газовой функции смешения f_r целесообразно ввести функцию смешения η для стефановского потока газа, вышедшего из угля в процессе выхода летучих и гетерогенного горения: $\eta = \dot{m}_c / (\dot{m}_p + \dot{m}_s + \dot{m}_c)$. Консервативная величина f_p в терминах потоков массы представима в виде $f_p = \dot{m}_r / (\dot{m}_p + \dot{m}_s + \dot{m}_c)$.

Для функции η может быть получено уравнение в стандартной форме (1) с источниковым членом, равным сумме масс вышедших летучих и сгоревшего углерода. По функциям смешения f_p и η рассчитывается элементный состав газовой фазы в данной ячейке:

$$b_i = \eta b_{in} + f_p b_{ip} + (1 - \eta - f_p) b_{is}.$$

Использование найденных значений b_i позволяет по элементному составу и энтальпии компонентов рассчитать равновесные концентрации молекулярных компонентов CO , CO_2 , H_2O , H_2 , CH_4 и температуру газа в каждой пространственной точке.

Рис. 1. Траектории движения частиц различного диаметра с учетом (а) и без учета (б) турбулентности.

d , мкм: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 50, 4 — 80, 5 — 100.

Радиационный перенос энергии. Для описания радиационного переноса предпочтение отдано методу шести потоков, сведенному в задаче за счет учета аксиальной симметрии к четырем осевым и радиальным потокам, распространяющимся в положительном и отрицательном направлениях [16].

Численный метод. Уравнения решаются в естественных переменных u , v , p при помощи алгоритма SIMPLE [1] с использованием сдвинутой (шахматной) сетки, в которой узловые точки для u , v лежат на границе области интегрирования, а для p — между гранями контрольного объема. Уравнения для дискретных аналогов решаются методом прогонки по осям r и x , имеющим более быструю сходимость по сравнению с другими итерационными методами (например, Гаусса — Зейделя). Вследствие нелинейности решаемых уравнений для обеспечения их сходимости используется метод нижней релаксации.

Результаты расчетов. Гидродинамическая модель задачи апробирована на серии расчетов изотермического течения турбулентной ограниченной газовой струи в камере с осевой симметрией, для которой имелись экспериментальные данные [17]. Результаты расчетов показали наличие характерной рециркуляционной зоны на входном участке камеры с хорошим согласием с экспериментально обнаруженным местом присоединения возвратного течения. Показано также удовлетворительное совпадение распределения осевой скорости по длине камеры и ее радиальных профилей. Наконец, модель взаимодействия реагирующих потоков тестировалась сопоставлением с имеющимися экспериментальными данными по горению метана в воздухе. Отмечено хорошее согласие функции смешения, а также концентраций H_2O , CO_2 и CH_4 [9].

На данном этапе работы основное внимание уделялось описанию движения и горения частиц в турбулентном потоке окислителя. Исследовалось влияние турбулентной добавки скорости на движение частиц. На рис. 1 представлены траектории движения в реакторе частиц различного диаметра, имеющих одинаковое входное расположение относительно оси канала (радиуса R), с учетом и без учета турбулентных пульсаций скорости. Рис. 1 наглядно демонстрирует возможность попадания частиц в зону возвратного течения, что качественно совпадает с результатами расчетов [6].

Как следует из рис. 1, б, без учета турбулентности частицы следуют линиям тока движущегося газа.

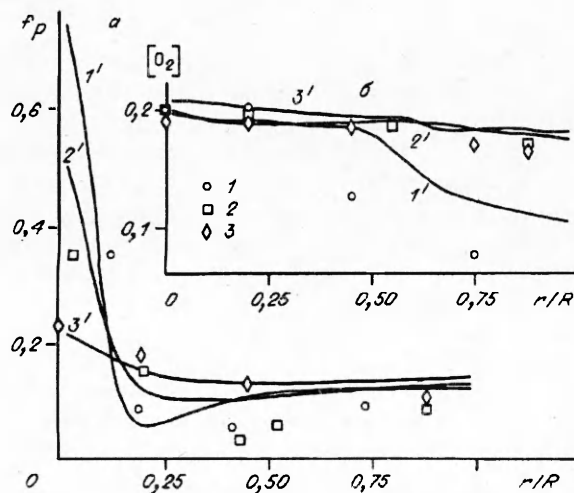


Рис. 2. Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии) данных для радиальных распределений газовой функции смешения (а) и мольной доли кислорода (б) вдоль оси реактора.

x , м: 1, 1' — 0,178, 2, 2' — 0,330, 3, 3' — 0,483.

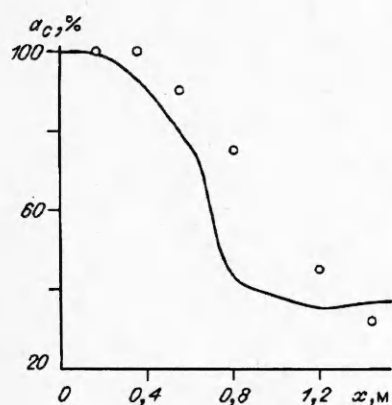


Рис. 3. Экспериментальные (точки) и расчетные (линия) данные по доле непрореагировавшего угля α_c вдоль оси реактора.

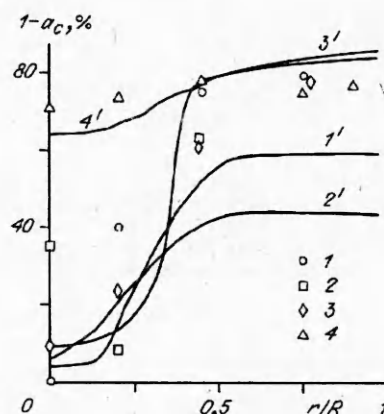


Рис. 4. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) данные для радиальных распределений степени выгорания угля вдоль оси реактора.
x, м: 1, 1' — 0,178, 2, 2' — 0,330, 3, 3' — 0,483, 4, 4' — 1,397.

Расчеты по горению твердой фазы сопоставлены с результатами эксперимента [18], проведенного в цилиндрическом реакторе длиной 1,524 и диаметром 0,20 м. На входе в реактор заданы потоки: первичный газовый — 5,6 г/с с входной скоростью 29,3 м/с, первичный поток твердой фазы — 3,8 г/с, вторичный поток — 36,1 г/с со скоростью 34,5 м/с. Средний диаметр загружаемых частиц 49,9 мкм. Уголь содержит 45,4 % летучих, 43,6 % углерода, 8,6 % золы, 2,4 % влаги. Элементный состав угля (на сухую массу, %): Н — 5,7, С — 70,2, N — 1,4, S — 0,5, O — 13,4, зола — 8,9.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных для радиального распределения функции смешения и мольной доли O_2 вдоль продольной оси x при сжигании угля демонстрирует удовлетворительное согласие данных расчета и эксперимента (рис. 2).

На рис. 3 и 4 изображены расчетные кривые выгорания органической массы угля вдоль продольной оси реактора и для различных расстояний от оси реактора. Наблюдаемое согласие здесь лишь качественное, ожидать количественного соответствия не приходится, так как, к сожалению, в [18] не приведены кинетические данные выхода летучих и реагирования частиц.

Таким образом, представленная модель расчета горения угольных частиц в турбулентном осесимметричном потоке в приближении газового локального термодинамического равновесия позволяет получить поля осредненных термогазодинамических параметров течения, концентраций газовых компонентов, поля энергии турбулентных пульсаций и скорости ее вязкой диссипации, а также поле скоростей выгорания угольных частиц. Кроме того, по данной модели можно рассчитать характеристики горения частиц вдоль их траекторий.

Наряду с этим следует отметить ограничения применяемой модели, связанные в первую очередь с предположением отсутствия взаимодействия твердых частиц между собой, что выполняется для значений порозности потока, близких к единице. В большинстве современных камер сгорания этот параметр превышает 0,9. Этим же параметром определяется применимость модели турбулентности $k - \epsilon$ и радиационной модели. По численной модели анализируется многообразие процессов, протекающих в горячей двухфазной турбулентной системе; результаты расчетов демонстрируют удовлетворительное согласие с имеющимися экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Patankar S.V. Numerical heat transfer and fluid flow. — Washington: Hemisphere, 1980.
2. Smoot L.D., Smith P.J. Coal combustion and gasification. — New York; London: Plenum Press, 1984.
3. Либби П.А., Вильямс Ф.Ф. Турбулентные течения реагирующих газов. — М.: Мир, 1983.

4. Smith P.J., Smoot L.D. // Combust. and Flame. — 1981. — 42. — P. 277.
5. Lockwood F.C., Salooja A.P., Syed S.A. // Ibid. — 1980. — 38. — P. 1.
6. Celic I. // Particulate Sci. Techn. — 1988. — 6. — P. 53.
7. Blake T.R., Herline W.E., Schneyer G.P. // 87th National Meeting of the AIChE. — Boston, MA, 1979.
8. Launder B.E., Spalding D.B. Mathematical models of turbulence. — London: Academic Press, 1972.
9. Асланян Г.С., Майков И.Л. — М., 1993. — (Препр./ ИВТАН; № 2-364).
10. Bailey G.H., Slater I.W., Eisenblat P. // British Chem. Eng. — 1970. — 15. — P. 912.
11. Hinze J.O. // Progr. Heat Mass Transfer. — 1971. — 6. — P. 943.
12. Melville E.K., Bray N.C. // Numerical Heat Transfer. — 1979. — 22. — P. 647.
13. Badzioch S., Hawksley P.B.W. // Industrial and Eng. Chem. Process Dev. — 1970. — 9. — P. 521.
14. Field M.A., Gill D.W., Morgan B.B. et al. // Combustion of Pulverized Coal, BCURDA, Leatherhead, 1969.
15. Канторович В.В. Основы теории горения и газификации твердого топлива. — М.: Изд-во АН СССР, 1968.
16. Chu C.M., Churchill S.W. // J. Phys. Chem. — 1955. — 59. — P. 955.
17. Habib M.A., Whitelaw I.H. // J. of Fluids Engineering. — 1979. — 101. — P. 521.
18. Thurgood J.R., Smoot L.D., Hedman P.O. // Combust. Sci. Technol. — 1980. — 21. — P. 213.

127412, г. Москва,
ИВТАН

Поступила в редакцию 6/VIII 1993,
после доработки — 20/XII 1993

УДК 534.222.2 + 536.46

А. В. Пинаев

О РЕЖИМАХ СГОРАНИЯ И КРИТЕРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ЗАГРОМОЖДЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Выполнен анализ проблемы. Проведены эксперименты с топливовоздушными смесями в пористой среде. Определены скорости, давления в волнах детонации и горения, критические начальные параметры и границы критерия Пекле. В оптических съемках обнаружено снижение средней скорости детонации и замедленное воспламенение в пористой среде при прохождении волны через свободный зазор.

1. Часто на практике возникает опасность воспламенения и взрыва газовых смесей в условиях загроможденного пространства. В [1—4] выполнены исследования в ударных трубах с периодическими препятствиями в виде спиралей, колец, цилиндров и перегородок. Установлено, что взрывной процесс распространяется в виде квазистационарных волн сжатия с ≈ 2 –8-кратным перепадом давления во фронте, скорость волн в зависимости от активности газовых смесей меняется в диапазоне от 20–200 до 300–1800 м/с. В [1—4], как и в работе [5], где рассмотрены каналы переменного сечения, не ставилась цель определить пределы горения или детонации. Для обоснованного получения критерия взрывобезопасности авторам этих работ необходимо было бы перебирать большое количество вариантов взаимного расположения препятствий, отверстий (промежутков) и их размеров. Более приемлема для исследований, на наш взгляд, сыпучая пористая среда (ПС), обладающая геометрическим подобием при изменении размера частиц — с переходом к более мелкой или крупной фракции.

Применительно к проблеме огнепреградителей наиболее примечательные опытные данные о гашении или проскоке пламени через насадки с пористой средой получены в [6–8]. Подробная библиография по этому вопросу содержится в [7, 8]. В отличие от других работ в [6–8] установлено, что гашение пламени в пористой среде, узких каналах, зазорах, между сетками удовлетворительно описывается критерием Пекле [9] $Pe \approx \text{const}$. Здесь $Pe = u_n c \rho d_k / \lambda$; u_n — нормальная скорость пламени; d_k — максимальный диаметр гасящего канала; c, ρ, λ — соответственно удельная теплоем-

© А.В. Пинаев, 1994