

## ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ В БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМАХ С ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

*В. В. Александров, А. А. Давыденко, Ю. А. Коваленко,  
В. И. Петрожицкий, Н. П. Поддубный*

*(Новосибирск)*

В задачах о распространении фронта экзотермической реакции в смесях твердых веществ теплофизические параметры системы обычно полагают постоянными. Однако из-за большого перепада температуры и физико-химических превращений в волне горения, приводящих к изменению состава и структуры реакционной системы, они могут оказаться существенно непостоянными. Влияние переменности теплофизических характеристик на основные параметры горения специально не исследовалось, если не считать отдельные качественные соображения [1, 2].

Цель настоящей работы заключается, во-первых, в оценке влияния переменности теплопроводности  $\lambda$  и теплоемкости  $c$  на основные характеристики стационарной волны безгазового горения (скорость распространения, ширина реакционной зоны, распределение температуры и глубины превращения) и, во-вторых, в выяснении вопроса о том, какие постоянные  $\lambda$  и  $c$  вместо переменных лучше брать в приближенных расчетах. Рассмотрение проведено в предположении линейного изменения теплоемкости  $c$  температурой

$$c(T) = c_0 + (c_1 - c_0)(T - T_0)/(T_{ад} - T_0) \quad (1)$$

и теплопроводности с глубиной превращения

$$\lambda(\eta) = \lambda_0 + (\lambda_1 - \lambda_0)\eta. \quad (2)$$

Здесь  $c_0$  и  $c_1$  — удельные теплоемкости соответственно исходной смеси при начальной температуре  $T_0$  и продукта реакции при максимальной (адиабатической) температуре  $T_{ад}$ ;  $\lambda_0$  — среднее значение коэффициента теплопроводности исходной смеси в интервале температуры  $T_0 \div T_*$  ( $T_*$  — температура начала реакции);  $\lambda_1$  — теплопроводность продукта реакции при  $T = T_{ад}$ .

Формулы (1) и (2) наиболее естественно учитывают переменность  $\lambda$  и  $c$  в первом приближении. В то же время такое представление в определенной мере соответствует действительности [3—5] и использовалось уже в работах [6—8] для исследования различных вопросов. Удельная теплоемкость твердых веществ и смесей в основном определяется атомным составом и слабо зависит от того, как распределяются химические связи между элементами. Анализ справочных данных [3, 4] показывает, что при переходе от элементов к соединениям различия в теплоемкости, как правило, не превышают  $\sim 30\%$ , в то время как температурная зависимость теплоемкости индивидуальных веществ и их соединений с неплохой точностью аппроксимируется линейной функцией.

Теплопроводность в отличие от теплоемкости является структурно чувствительным свойством материалов и характеризуется слабой зависимостью от температуры. Непостоянство теплопроводности вызывается непосредственно физико-химическими превращениями в волне горения и связано как с изменением химического состава, так и с перестройкой структуры реакционной системы. Зависимость (2) применительно к случаю  $\rho = \text{const}$  соответствует модели смеси в виде чередующихся слоев исходного состава (со своей структурой) и продукта (с характерной для него структурой), параллельных направлению распространения волны горения. Соотношение толщины слоев меняется пропорционально глубине превращения  $\eta$ . Такие слоевые модели рассматриваются в теоретических работах по горению [2, 9] и, строго говоря, дают верхнее предельное значение теплопроводности смеси [5].

Запишем систему уравнений безгазовой модели горения [1]

$$\begin{aligned} \rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda(\eta) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \rho Q W(T, \eta), \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} &= W(T, \eta) \end{aligned} \quad (3)$$

с начальными и краевыми условиями

$$\begin{aligned} t=0: \quad \eta &= 0, \quad T = T_0, \\ x=0: \quad T &= T_n, \\ x \rightarrow -\infty: \quad \eta &= 0, \quad T = T_0. \end{aligned} \quad (4)$$

Скорость химической реакции для гетерогенной кшметки можно взять в виде [1]

$$W(T, \eta) = \begin{cases} K e^{-m\eta} \cdot e^{-E/RT}, & 0 \leq \eta < 1, \quad T \geq T_*, \\ 0, & \eta \geq 1, \quad T < T_*, \end{cases} \quad (5)$$

где все обозначения обычные [1, 2], за исключением:  $T_*$  — температура, при которой начинается химическая реакция в смеси;  $T_n$  — температура поджигающего массивного тела.

Краевая задача (3)—(5) в предположении (1), (2) сводилась к эквивалентной системе обыкновенных дифференциальных уравнений с точностью до разностной аппроксимации производных температуры и глубины превращения по координате и затем решалась на ЭВМ методом Рунге — Кутты. При этом варьировались степень торможения  $m$  и параметры  $\lambda_0$ ,  $\lambda_1$  и  $c_0$ ,  $c_1$ . Теплота реакции и плотность брались равными  $Q = 264$  кал/г и  $\rho = 2,8$  г/см<sup>3</sup>, температура начала реакции  $T_* = 900$  К,  $T_0 = 300$  К,  $T_{ад} = 1900$  К. Среднее значение теплоемкости

$$\bar{c} = \frac{1}{(T_{ад} - T_0)} \int_{T_0}^{T_{ад}} c(T) dT = \frac{(c_0 + c_1)}{2}$$

сохранялось постоянным (поэтому  $T_{ад}$  оставалась неизменной). В отдельных сериях расчетов было постоянным также и среднее значение теплопроводности

$$\bar{\lambda} = \int_0^1 \lambda(\eta) d\eta = \frac{(\lambda_0 + \lambda_1)}{2}.$$

В процессе счета задачи на расстоянии, равном примерно десяти волновым зонам от координаты  $x=0$  (где задавалась температура  $T_n = 0,95T_{ад}$ ), устанавливалось решение в виде стационарной волны горения, которое и являлось предметом исследования. В численных экспериментах определялись скорость распространения фронта реакции  $u$ , профиль температуры и глубины превращения, ширина реакционной зоны  $l$  (расстояние между сечениями с температурами  $T_*$  и  $0,99T_{ад}$ ). Результаты расчетов для одной из серий представлены на рис. 1 и в табл. 1. Три другие серии представлены данными табл. 2.

Из рис. 1, 1, 2, 4 видно, что изменение поведения теплопроводности при постоянной теплоемкости ведет к заметной трансформации профилей температуры и глубины превращения, причем с увеличением  $\lambda_0$  ширина зоны реакции возрастает. Изменение теплоемкости при одинаковом поведении теплопроводности (см. рис. 1, 3—5) приводит к некоторому расщеплению профиля. Все эти факты в совокупности позволяют сделать вывод о расширении зоны реакции с увеличением температуропроводности исходной смеси  $a_0 = \lambda_0/c_0\rho$ . Количественный анализ представленных в табл. 1 данных по ширине реакционной зоны дает практически линейную зависимость

$$l = A(m) + Ba_0. \quad (6)$$

Таблица 1

Скорость распространения и ширина реакционной зоны при различных значениях теплофизических параметров и степени торможения ( $\lambda = 0,0175$  кал/(см·с·К),  $c = 0,165$  кал/(г·К),  $E = 2 \cdot 10^4$  кал/моль,  $K = 1,25 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>)

$\lambda_0$	$\lambda_1$	$c_0$	$c_1$	$m=0$		$m=4$		$m=8$		$m=12$	
				$u$	$l$	$u$	$l$	$u$	$l$	$u$	$l$
0,005	0,030	0,25	0,08	—	—	3,75	0,012	1,24	0,123	—	—
		0,165	0,165	7,40	0,003	4,00	0,013	1,40	0,150	0,49	2,18
		0,08	0,25	—	—	4,36	0,015	1,90	0,185	—	—
0,0175	0,0175	0,25	0,08	—	—	3,97	0,018	1,13	0,133	—	—
		0,165	0,165	9,60	0,006	4,30	0,020	1,45	0,169	0,51	2,35
		0,14	0,19	—	—	4,48	0,021	1,60	0,182	—	—
		0,11	0,22	—	—	4,69	0,022	1,84	0,205	—	—
		0,08	0,25	—	—	4,93	0,024	2,14	0,231	—	—
0,030	0,005	0,25	0,08	—	—	3,59	0,022	0,92	0,144	—	—
		0,165	0,165	10,5	0,008	4,11	0,026	1,38	0,189	0,53	2,37
		0,08	0,25	—	—	5,01	0,031	2,32	0,268	—	—

Примечание. В табл. 1 и 2 размерность  $\lambda$  — кал/(см·с·К),  $c$  — кал/(г·К),  $u$  — см/с,  $l$  — см.

Дальнейшей обработкой точек численных экспериментов можно получить  $A(m) \approx \tau(m)u$  и  $B \approx 1/u$ . Этот результат и вид функции

$$\tau(m) = \frac{\exp(m + E/RT^*)}{mK} \quad (7)$$

следуют также из соображений размерности и качественного анализа второго уравнения системы (3). В (7)  $T^*$  примерно соответствует температуре максимума скорости тепловыделения и для узких зон может быть принята равной  $T_{ад}$ . При  $m=0$  (7) переходит в выражение

$$\tau(0) = K^{-1} \exp(E/RT_{ад}).$$

По размерности и порядку величины  $\tau$  равно времени реакции при температуре  $T^*$  [10]. Таким образом, первый член выражения (6) для ширины реакционной зоны отражает вклад в ее формирование непосредственно химической реакции, второй же обусловлен переносом тепла, ин-

Таблица 2

Скорость распространения и ширина реакционной зоны при различных значениях теплопроводности и степени торможения ( $c = 0,165$  кал/(г·К),  $E = 2,9 \cdot 10^4$  кал/моль,  $K = 1,25 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>)

$\bar{\lambda}$	$\lambda_0$	$\lambda_1$	$m=2$		$m=4$		$m=6$		$m=8$	
			$u$	$l$	$u$	$l$	$u$	$l$	$u$	$l$
0,005	0,0014	0,0084	2,47	0,003	1,70	0,007	1,05	0,020	0,58	0,065
	0,005	0,005	2,95	0,006	1,80	0,011	1,03	0,028	0,55	0,078
	0,0084	0,0014	2,89	0,008	1,66	0,015	0,89	0,035	0,47	0,092
0,0175	0,0035	0,0315	4,41	0,005	3,10	0,012	1,96	0,035	1,10	0,118
	0,005	0,030	4,69	0,005	3,20	0,013	1,98	0,038	1,10	0,123
	0,007	0,028	4,94	0,006	3,30	0,014	1,98	0,040	1,09	0,127
	0,0175	0,0175	5,53	0,011	3,40	0,021	1,93	0,051	1,03	0,146
	0,028	0,007	5,53	0,014	3,20	0,028	1,74	0,063	0,92	0,169
	0,030	0,005	5,47	0,015	3,10	0,029	1,69	0,066	0,89	0,174
0,030	0,0086	0,0514	6,13	0,007	4,25	0,017	2,53	0,049	1,43	0,160
	0,030	0,030	7,25	0,014	4,50	0,028	2,52	0,067	1,35	0,192
	0,0514	0,0086	7,16	0,020	4,10	0,038	2,21	0,083	1,17	0,229

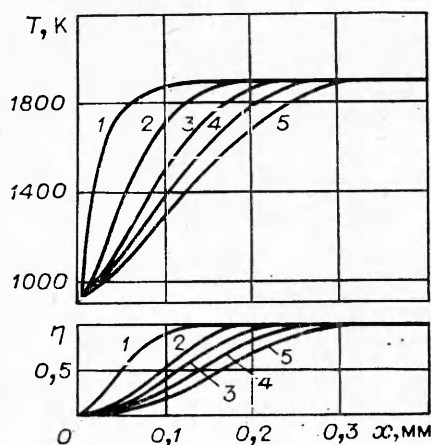


Рис. 1. Распределение температуры и глубины превращения в волне горения.  
 1 —  $\lambda_1 = 6\lambda_0$ ,  $c_0 = c_1 = c$ ; 2 —  $\lambda_0 = \lambda_1 = \bar{\lambda}$ ,  $c_0 = c_1 = c$ ;  
 3 —  $\lambda_0 = 6\lambda_1$ ,  $c_0 = 4c_1$ ; 4 —  $\lambda_0 = 6\lambda_1$ ,  $c_0 = c_1 = c$ ;  
 5 —  $\lambda_0 = 6\lambda_1$ ,  $c_1 = 4c_0$ .  $\bar{\lambda} = \text{const}$ ,  $\bar{c} = \text{const}$ ,  $m = 4$ .

лишь с увеличением  $m$ . Когда же степень торможения мала, с помощью приближения узкой реакционной зоны [10—12] легко показать (см. приложение), что теплоемкость входит только в виде интеграла по всему температурному перепаду во фронте реакции и, таким образом, играет роль лишь ее среднее значение.

Обращает на себя внимание поведение скорости распространения фронта реакции (см. табл. 1, 2) для различного поведения  $\lambda$  в волне горения при постоянной теплоемкости и  $\bar{\lambda}$ . При  $m = 0$  с изменением величины  $\frac{d\lambda}{d\eta} = \lambda_1 - \lambda_0$  от положительного до отрицательного значения (т. е. с ростом  $\lambda_0$ ) скорость  $u$  растет. Далее, при  $m = 4$ ; 8 в табл. 1 и  $m = 2$ ; 4 в табл. 2 она принимает максимальное значение при  $\lambda_1 \approx \lambda_0$  и, наконец, при  $m = 12$  снова растет с увеличением  $\lambda_0$ .

С помощью первого интеграла система обыкновенных дифференциальных уравнений, заменяющая (3) в стационарном случае, сводится к уравнению ( $c = \text{const}$ ) [2]

$$\frac{\partial \eta}{\partial T} = \frac{\lambda(\eta) W(\eta, T)}{u^2 [c(T - T_0) - \eta Q] \rho}, \quad (8)$$

из которого видно, что зависимость теплопроводности от  $\eta$  равносильна дополнительной зависимости функции тепловыделения от глубины превращения: когда  $\frac{d\lambda}{d\eta} > 0$ , происходит некоторое ускорение реакции с глубиной превращения по сравнению с  $\lambda = \text{const}$ , при  $\frac{d\lambda}{d\eta} < 0$  — дополнительное торможение тепловыделения с ростом  $\eta$ . В то же время увеличение теплопроводности исходной смеси  $\lambda_0$  ведет к росту скорости распространения волны. Эти два фактора и определяют отмеченное поведение  $u$ : при  $m = 0$  преобладает влияние увеличения  $\lambda_0$ , при  $m \geq 2$  появляется торможение реакции продуктом, которое «съедает» часть прироста скорости с увеличением  $\lambda_0$ , а дополнительное торможение с переменой знака  $\frac{d\lambda}{d\eta}$  на отрицательный приводит к появлению максимума при  $\lambda_1 \approx \lambda_0$ . В случае малых  $m$  в приближении узких зон нетрудно получить соответствующие выражения для  $u$ . На рис. 2 представлено поведение скорости с изменением параметра  $\frac{1}{\bar{\lambda}} \cdot \left( \frac{d\lambda}{d\eta} \right)$ , точками отмечены результаты численного эксперимента (см. приложение).

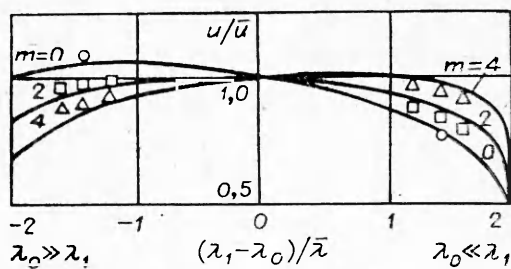


Рис. 2. Зависимость относительной скорости горения от параметра  $\left( \frac{d\lambda}{d\eta} \right) / \bar{\lambda}$ .

цирующего реакцию. Расчеты показывают хорошее согласие (6), (7) с данными, представленными в табл. 1, 2, причем до  $m = 8$  можно полагать  $T^* = T_{ад}$ .

Изменение поведения теплоемкости в волне горения при постоянном среднем значении существенно сказывается на параметрах волны

При больших  $m$  можно пренебречь всеми зависимостями от  $\eta$  по сравнению с экспоненциальной, положив в уравнении (8) везде, кроме экспоненты,  $\eta = 0$  (скорость горения определяется лишь начальным участком волны, к которому близок максимум функции тепловыделения). Такой прием формально аналогичен одной из возможных модификаций (замена  $T$  на  $T_{ад}$  везде, кроме аррениусовской экспоненты [2]) метода узких зон Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого [11] и также приводит к разделению переменных в уравнении (8), последующее интегрирование которого дает для  $u$  выражение

$$u^2 \approx mKa_0 \frac{RT^{*2}}{E(T^* - T_0)} \exp \left[ -m - \frac{E}{RT^*} \right]. \quad (9)$$

Отсюда следует, что при больших  $m$  скорость пропорциональна  $\sim \sqrt{\lambda_0}$ , что качественно отражают данные табл. 1 уже при  $m = 12$ .

В промежуточных случаях с ростом  $m$  максимум скорости может сначала перемещаться из области отрицательных производных  $\frac{d\lambda}{d\eta}$  (дополнительное торможение, по большие значения  $\lambda_0$ ) в область положительных производных (некоторое ускорение реакции, по меньшие значения  $\lambda_0$ ), одновременно размываясь (см. рис. 2). Это перемещение происходит тем сильнее, чем больше энергия активации  $E$  (т. е. сильнее зависимость скорости реакции от температуры), и является следствием некоторого смещения  $T^*$  (когда  $T^* < T_{ад}$ ) с изменением  $\frac{d\lambda}{d\eta}$ . Такой случай иллюстрируется табл. 2, где при  $m = 6; 8$  максимум скорости сильно сдвинут в сторону положительных значений производной. При дальнейшем увеличении  $m$  максимальное значение  $u$  совершает «обратный путь» в сторону больших  $\lambda_0$ , вырождаясь в зависимость (9).

Переменность теплофизических параметров в расчетах обычно учитывать неудобно, к тому же экспериментальные данные по теплоемкости и теплопроводности не полны. В лучшем случае имеются значения  $c$  и  $\lambda$  для исходной смеси и конечного продукта при  $T = T_0$ , а также измеренные, или чаще экстраполированные, значения для продукта при  $T = T_{ад}$ . В качестве аппроксимационных констант можно взять одно из этих значений либо какую-нибудь их комбинацию. Анализ результатов численных экспериментов показывает (см. табл. 2), что при расчете скорости горения наилучшее приближение дает замена переменной теплопроводности (2) средним значением  $\bar{\lambda}$ . С ростом  $m$  погрешность такого приближения уменьшается. Для ширины реакционной зоны более точное приближение дает аппроксимация  $\lambda$  начальным значением  $\lambda_0$ . Таким образом, что взять в качестве постоянной теплопроводности ( $\lambda_0$  или  $\bar{\lambda}$ ), необходимо решать отдельно в каждом конкретном случае, исходя из целей задачи и оценок перепада теплопроводности в волне горения. Аппроксимация переменной теплоемкости должна производиться средним значением  $\bar{c}$ , что кроме анализа результатов счета диктуется термодинамикой горения [3].

## Приложение

Для автомодельного решения типа бегущей волны  $T(x + ut)$ , описывающего стационарное распространение фронта реакции, система (3) запишется в виде

$$\rho c(T) u \frac{dT}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \lambda(\eta) \frac{dT}{d\xi} + \rho QW(T, \eta), \quad (10)$$

$$u \frac{d\eta}{d\xi} = W(T, \eta),$$

где  $\xi = x + ut$  — координата, связанная с фронтом реакции. Граничные условия:

$$\xi \rightarrow -\infty: \quad \eta = 0, \quad T = T_0; \quad (11)$$

$$\xi \rightarrow \infty: \quad \eta = 1, \quad \frac{dT}{d\xi} = 0.$$

Первый интеграл системы (10) дает

$$\frac{d\eta}{dT} = \frac{K \lambda(\eta) e^{-m\eta} \exp[-E/RT]}{u^2 \rho \int_{T_0}^T c(T) dT - Q\eta}, \quad (12)$$

В уравнении (12) использована кинетическая функция (5).

В предположении сильной зависимости скорости реакции от температуры (большие значения  $E$ , что всегда имеет место при горении [11]) зона реакции представляется узкой по сравнению с зоной прогрева. Тогда в (12) пренебрегают всеми зависимостями от  $T$ , кроме  $\exp(-E/RT)$ , полагая  $T = T_{ад}$  (реакция идет вблизи максимальной температуры); переменные  $T$  и  $\eta$  разделяются и уравнение интегрируется. При этом

$$\int_{T_0}^{T_{ад}} c(T) dT = (T_{ад} - T_0) \bar{c} = Q$$

и исчезает зависимость от изменения теплоемкости в волне горения.

Для собственного значения рассматриваемой задачи (скорости фронта) имеем

$$u^2 \approx \frac{K \bar{R} \bar{T}_{ад}^2}{Q \rho E} \exp\left(-\frac{E}{RT_{ад}}\right) \left[ \int_0^1 \frac{1-\eta}{\lambda(\eta)} e^{m\eta} d\eta \right]^{-1}. \quad (13)$$

Введем безразмерную теплопроводность

$$\tilde{\lambda}(\eta) = \frac{\lambda(\eta)}{\bar{\lambda}} = \frac{\lambda_0}{\bar{\lambda}} + v\eta,$$

где  $v = \frac{1}{\bar{\lambda}} \frac{d\lambda}{d\eta} = \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\bar{\lambda}}$ ;  $\bar{\lambda}$  — предполагаемая постоянной средняя теплопроводность.

Тогда (13) можно переписать в виде

$$u^2 \approx \frac{1}{2} \bar{u}_0^2 \sigma_m(v).$$

Здесь  $\bar{u}_0^2 = \frac{2K\bar{\lambda} RT_{ад}^2}{Q\rho E} \exp\left(-\frac{E}{RT_{ад}}\right)$  — скорость распространения фронта реакции нулевого порядка ( $m = 0$ ) при постоянной теплопроводности  $\bar{\lambda}$  [11, 12];

$$\sigma_m(v) = \left[ \int_0^1 e^{m\eta} \frac{1-\eta}{\tilde{\lambda}(\eta)} d\eta \right]^{-1}. \quad (14)$$

Далее черта над символом скорости  $u$  означает скорость при постоянной теплопроводности, равной среднему значению  $\bar{\lambda}$ , а индекс  $m$  — соответствующее значение степени торможения. Очевидно, имеет место равенство

$$\bar{u}^2 \approx \frac{1}{2} \bar{u}_0^2 \sigma_m(0),$$

которое позволяет ввести безразмерную скорость  $\tilde{u} = u/\bar{u}$  следующим образом:

$$\tilde{u}^2 = \frac{\sigma_m(v)}{\sigma_m(0)}.$$

Интегрируя (14), для функций  $\sigma_m$  получаем следующие отношения:

$$m = 0: \quad \sigma_0(v) = \frac{v}{x_2 \cdot \ln\left(\frac{x_2}{x_1}\right) - 1}, \quad v \neq 0, \pm 2,$$

$$\sigma_0(-2) = 2, \quad x_1 = \frac{1}{v} - \frac{1}{2}, \quad \sigma_0(2) = 0, \quad x_2 = \frac{1}{v} + \frac{1}{2}, \quad \sigma_0(0) = 2.$$

$$m \neq 0: \quad \sigma_m(v) = \frac{mv}{1 + mx_2 \exp(-mx_1) [\text{Ei}(mx_2) - \text{Ei}(mx_1)] - e^m}, \quad v \neq 0, \pm 2,$$

$$\sigma_m(-2) = \frac{2m}{(e^m - 1)}, \quad \sigma_m(2) = 0, \quad \sigma_m(0) = \frac{m^2}{(e^m - m - 1)}.$$



Здесь  $Ei(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^x}{x} dx$  — интегральная показательная функция,  $x < 0$  (при  $v < 0$ );

если  $v > 0$  (соответственно  $x > 0$ ), то вместо  $Ei(x)$  следует взять модифицированную интегральную показательную функцию  $\bar{Ei}(x)$ .

На рис. 2 построены графики функции  $\bar{y} = \sqrt{\sigma_m(v)/\sigma_m(0)}$  для  $m = 0; 2; 4$  и дано сравнение с результатами численного решения задачи (3) — (5), показывающее хорошее согласие (погрешность не превышает  $\sim 8\%$ ).

Поступила в редакцию 8/VII 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов. Теория безгазового горения. Препринт ОИХФ АН СССР. Черногоровка, 1973.
2. Б. И. Хайкин. — В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1975.
3. Н. П. Новиков, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов. Там же.
4. У. Д. Верятин, В. П. Маширев и др. Термодинамические свойства неорганических веществ. Справочник. М.: Атомиздат, 1965.
5. А. Ф. Чудновский. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. М.: Физматгиз, 1962.
6. Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1966, 1, 4, 47.
7. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1972, 5, 106.
8. А. А. Зенин, А. Г. Мержанов, Г. А. Нерсисян. Исследование структуры тепловой волны в СВС-процессах на примере синтеза боридов. Препринт ОИХФ АН СССР. Черногоровка, 1980.
9. Н. Н. Бахмац, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
10. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
11. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 1.
12. Б. В. Новожилов. Докл. АН СССР, 1961, 141, 1.

### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПТЕРЬ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗА-ОКИСЛИТЕЛЯ

О. С. Рабинович, И. Г. Гуревич

(Минск)

При вынужденной фильтрации через пористую среду газа, содержащего химически активный по отношению к конденсированной фазе компонент, в последней возможно распространение различных по структуре волн экзотермической реакции [1, 2]. Сложность происходящих при этом процессов побуждает при их описании к тем или иным приближениям и допущениям, среди которых едва ли не первым является допущение об адиабатичности системы. Вместе с тем реальные условия осуществления фильтрационного горения всегда сопряжены с теплотерями. В работах [3—5] показано, что во многих процессах (встречная и спутная волны с естественной фильтрацией окислителя, фильтрационное горение диссоциирующих систем и др.) влияние теплотерей на их макрокинетические характеристики очень велико и оказывается более сложным, чем при медленном горении газовых смесей [6].

Настоящая работа продолжает и развивает эти исследования в отношении к технологически важным режимам фильтрационного горения при вынужденной фильтрации газа.

Рассматриваются встречный и спутный инверсионный режимы фильтрационного горения. Такое ограничение в постановке задачи связано с тем, что только эти режимы позволяют удовлетворить важному для многих технологических процессов требованию: провести их при температу-