

## ВЛИЯНИЕ МАКРОНЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНЫ ТВЕРДОПЛАМЕННОГО ГОРЕНИЯ В ТЕРМИЧЕСКИ И ХИМИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Т. П. Ивлева

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка  
tanja@ism.ac.ru

Макронеоднородная среда моделируется набором цилиндров, спрессованных из смеси твердых реагентов, с соосными цилиндрическими сердечниками из инертного материала. Численными методами исследована трехмерная математическая модель, описывающая распространение волн горения по одному из цилиндров. Рассмотрено влияние расстояния между осями соседних цилиндров и поперечных размеров стержней на характеристики волн горения, распространяющихся по неоднородной среде. Показано, что существует оптимальное расстояние между инертными стержнями, при котором скорость волны горения вдоль образца значительно превышает теоретически предсказанную скорость классической волны горения, распространяющейся по сплошному образцу. Описаны новые типы спиновых волн, при движении которых высокотемпературный очаг перемещается внутри шихты.

Ключевые слова: фронтальные процессы, скорость горения конденсированных неоднородных сред, спиновые волны.

### ВВЕДЕНИЕ

При моделировании «безгазового», или твердопламенного, горения (ТПГ) обычно предполагают, что при распространении пламени как исходные реагенты, так и продукты находятся в твердой фазе и не происходит плавления и газовыделения [1]. Скорость распространения одномерной стационарной волны твердопламенного горения теоретически определена в [2]. Кроме того, при исследовании таких моделей макрооднородной среды обнаружено много интересных явлений: автоколебания фронта [3], спиновые волны [4–7], хаотическое распространение пламени [8, 9]. ТПГ в термически и химически неоднородных системах характеризуется новыми эффектами. Так, в [10–12] показано, что включение инертных проводочек (тепловых элементов — ТЭ) в горючий материал может приводить к росту скорости распространения волны горения по твердому топливу. В [13] численно исследовано горение цилиндрического образца с инертным сердечником в предположении двумерности процесса (при пренебрежении тангенциальной составляющей). Однако область параметров, в которой происходит увеличение скорости волны горения, не обнаружена. В [14, 15] численными методами исследовано влияние свойств инертно-

го сердечника (теплопроводности и диаметра) на скорость распространения фронта реакции. Было показано, что с ростом теплопроводности инертного сердечника средняя скорость распространения волны горения по образцу сначала убывает, а затем возрастает. В области малых скоростей распространения фронта горения появляются спиновые волны. Определены закономерности изменения максимальной температуры во фронте горения. Показано, что инертный стержень может служить стоком тепла от горящей шихты; проявляться как разбавление инертной составляющей; способствовать рекуперации тепла и увеличению скорости распространения волны горения. Введение инертного стержня может вести как к дестабилизации волны горения в области устойчивости плоского фронта, так и к стабилизации волны горения в области параметров, где плоский фронт неустойчив.

Данная работа является продолжением исследования горения термически и химически неоднородных систем, начатого в [14, 15]. Цель работы состоит в определении и описании новых эффектов, возникающих при изменении масштабов макронеоднородности среды и связанных с теплообменом между горящей шихтой и инертным стержнем.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Макронеоднородная среда моделируется набором цилиндрических образцов. Ее сечение, перпендикулярное направлению распространения волны горения, представлено на рис. 1, *a*. Благодаря предположению об отсутствии теплоотвода от поверхности цилиндров и теплообмена между ними можно не рассматривать ни способ упаковки цилиндров, ни среду, заполняющую промежутки между ними, а закономерности распространения пламени изучать по волне горения, движущейся по одному из цилиндров. На рис. 1, *b* представлена схема рассматриваемой области — цилиндрического образца радиуса  $r_0$  (из шихты ТПГ) со вставленным в него по оси инертным цилиндром радиуса  $r_1$  с отличными от шихты теплофизическими параметрами. Реакция инициируется на левом торце образца, фронт движется слева направо со скоростью  $u$ . За фронт принимается множество точек с половинной глубиной превращения по лимитирующему компоненту.

В данной математической модели смесь реагентов, продукты и материал стержня предполагаются однородными и гомогенными в тепловом отношении. Теплофизические и макрокинетические характеристики считаются постоянными при изменении температуры и других параметров процесса. Предполагается отсутствие теплоотвода от внешней поверхности рассматриваемой области, т. е. отсутствие теплообмена между цилиндрами, и наличие идеального контакта между горючим материалом

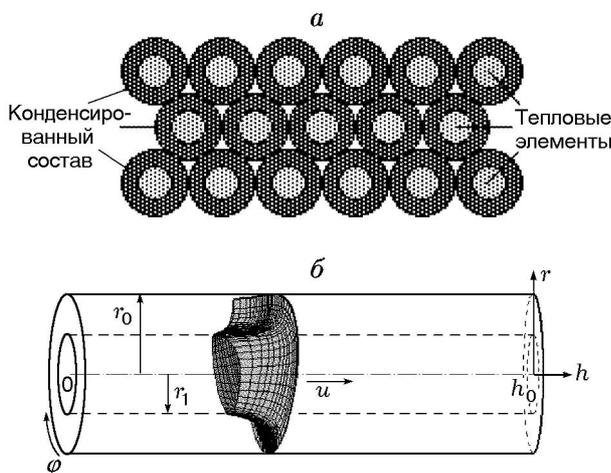


Рис. 1. Модель термически и химически неоднородной среды (*a*) и схема рассматриваемой области (*b*)

и инертным стержнем.

Математическая модель рассматриваемого явления в безразмерных переменных содержит:

уравнения теплопроводности и кинетики в шихте ( $R_1 \leq x \leq R_0$ ):

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{1}{x^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{1}{\text{Td}} \frac{\partial \eta}{\partial \tau},$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \text{Td} \cdot f(\eta, \theta),$$
(1)

где

$$f(\eta, \theta) = \begin{cases} (1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \Lambda \Gamma \theta} & \text{при } \eta < 1, \\ 0 & \text{при } \eta \geq 1, \end{cases}$$

уравнение теплопроводности в инертном стержне ( $0 \leq x < R_1$ ):

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \Lambda \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{1}{x^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right),$$

начальные условия ( $\tau = 0$ ):

$$\begin{aligned} R_1 \leq x \leq R_0: & \quad \theta = \theta_0, \quad \eta = 0, \\ 0 \leq x \leq R_1: & \quad \theta = \theta_0, \end{aligned}$$

граничные условия на торцах и боковой поверхности образца ( $\tau > 0$ ):

$$z = 0: \quad \begin{cases} \theta = \theta_{ign} & \text{при } \tau \leq \tau_{ign}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 & \text{при } \tau > \tau_{ign}, \end{cases}$$

$$z = Z_0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0,$$

$$x = R_0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0,$$

условия сопряжения на границе горючее — инертный стержень:

$$x = R_1 > 0: \quad \theta|_{R_1+} = \theta|_{R_1-},$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{R_1+} = \Lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{R_1-},$$
(2)

условия периодичности по угловой координате:

$$\theta(x, 0, z, \tau) = \theta(x, 2\pi, z, \tau),$$

$$\frac{\partial \theta(x, 0, z, \tau)}{\partial \varphi} = \frac{\partial \theta(x, 2\pi, z, \tau)}{\partial \varphi}.$$

Безразмерные переменные введены в соответствии с [16]:

$$\Lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_0}, \quad T_* = T_0 + \frac{Q}{c},$$

$$t_* = \frac{cRT_*^2}{k_0EQ} \exp \frac{E}{RT_*}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad \tau_{ign} = \frac{t_{ign}}{t_*},$$

$$h_*^2 = \frac{\lambda_0 t_*}{c\rho}, \quad x = \frac{r}{h_*}, \quad z = \frac{h}{h_*},$$

$$Z_0 = \frac{h_0}{h_*}, \quad R_0 = \frac{r_0}{h_*}, \quad R_1 = \frac{r_1}{h_*},$$

$$\theta = \frac{(T - T_*)E}{RT_*^2}, \quad \text{Ar} = \frac{RT_*}{E},$$

$$\text{Td} = \frac{cRT_*^2}{EQ}, \quad \theta_0 = -\frac{1}{\text{Td}}.$$

Здесь  $r_0, r_1$  — размерные радиусы образца и стержня;  $T$  — температура;  $\eta$  — глубина превращения по лимитирующему компоненту;  $t$  — время;  $r, \varphi, h$  — пространственные координаты:  $r$  — радиальная,  $\varphi$  — угловая,  $h$  — продольная;  $c$  — удельная теплоемкость, которая предполагается постоянной и одинаковой для материала стержня, смеси реагентов и продуктов реакции;  $\rho$  — общая масса конденсированной фазы в единице объема (предполагается, что она не изменяется при химическом взаимодействии реагентов и одинакова для стержня и смеси реагентов);  $Q$  — тепловой эффект реакции (на единицу массы смеси);  $R$  — универсальная газовая константа;  $E$  — энергия активации;  $\lambda_0, \lambda_1$  — коэффициенты теплопроводности реагирующего вещества и инертного материала соответственно;  $k_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $T_0$  — начальная температура образца;  $h_0$  — длина цилиндра;  $T_{ign}$  — температура зажигания;  $t_{ign}$  — время действия зажигающего импульса;  $T_*, t_*, h_*$  — характеристические температура, время и длина. Безразмерные величины:  $\theta$  — температура;  $\theta_0$  — начальная температура;  $\tau$  — время;  $\tau_{ign}$  — время действия теплового импульса;  $x, \varphi, z$  — цилиндрические координаты:  $x$  — радиальная,  $\varphi$  — угловая,  $z$  — продольная;  $R_0$  и  $R_1$  — радиусы цилиндра и стержня;  $Z_0$  — длина цилиндра;  $\text{Td}$  и  $\text{Ar}$  — малые параметры в теории горения (числа Тодеса и Аррениуса). При

таком введении безразмерных переменных температуре горения в адиабатических условиях при  $R_1 = 0$  соответствует  $\theta = 0$ . Далеко позади фронта температура выравнивается по поперечнику образца и стержня и принимает значение  $\theta_b = \theta|_{z=\infty} = -\frac{1}{\text{Td}} \left( \frac{R_1}{R_0} \right)^2$ . Именно эта температура и использовалась как температура зажигания.

Поскольку предметом исследования являются установившиеся режимы, т. е. режимы, «забывшие» этап зажигания, величина  $\tau_{ign}$  не играет роли, а вопрос иницирования горения здесь не рассматривается.

Следует обратить внимание на условие (2). При  $R_1 = 0$  данная модель переходит в задачу о горении сплошного цилиндрического образца.

Важной характеристикой процесса, определяющей возможность существования нестационарных режимов горения, является состав шихты, который при использовании безразмерных переменных характеризуется параметром  $\alpha_{st} = 9.1\text{Td} - 2.5\text{Ar}$ . Величина  $\alpha_{st}$  определена при численном исследовании одномерной волны горения в [3], где было показано, что в адиабатических условиях при  $\alpha_{st} < 1$  плоский стационарный фронт неустойчив. Впервые трехмерные нестационарные режимы были получены экспериментально при фильтрационном горении [17], а позже — и при «безгазовом» горении [4, 5]. Результаты численного исследования трехмерных нестационарных режимов горения сплошного цилиндрического образца приведены в [6–9].

Задача решалась методом конечных разностей по неявной схеме. Для сокращения времени расчетов использовалась трехмерная, с переменным шагом по всем пространственным координатам, адаптирующаяся к решению расчетная сетка, обеспечивающая сгущение узлов в зоне больших градиентов температуры и глубины превращения. При построении сетки использовались те же принципы, что и при решении одномерной и двумерной задач [18]. Но в данном случае, для того чтобы была возможность рассматривать состояние образца на продольном осевом сечении, предусматривалось введение дополнительных расчетных точек по угловой координате, таких что для каждой точки должна существовать другая, симметричная ей относительно оси образца. Значения температуры и глубины превращения в

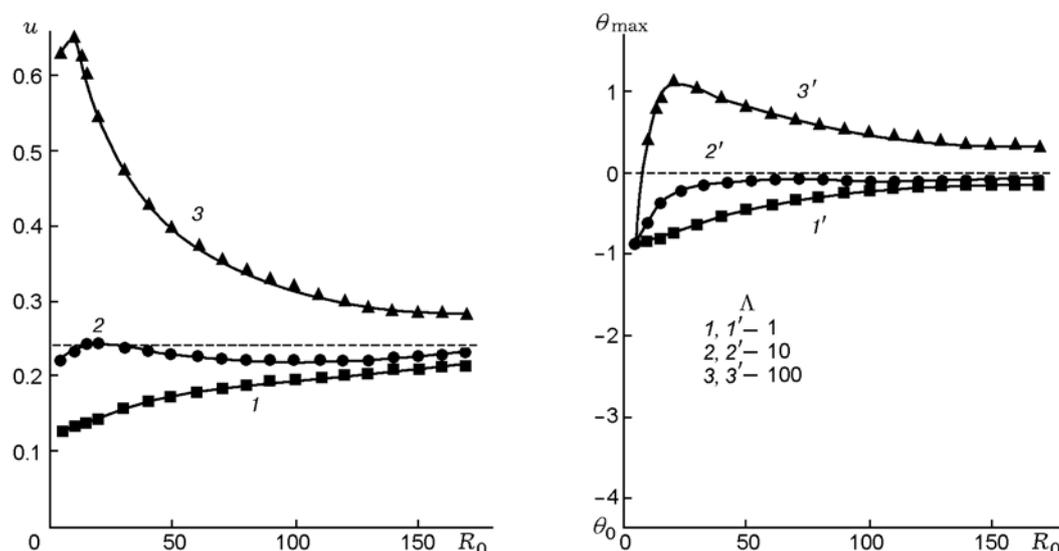


Рис. 2. Зависимость скорости распространения волны горения вдоль образца и максимальной температуры от радиуса образца:

$$R_1 = 0.5R_0, Td = 0.23, Ar = 0.2, \alpha_{st} \approx 1.6, \theta_0 \approx -4.35, \theta_b \approx -1.1$$

этих точках определялись линейной интерполяцией по значениям функций в соседних точках.

В [15] описаны закономерности изменения характеристик волны горения, распространяющейся по макронеоднородной среде, в зависимости от радиуса инертного стержня и соотношения теплопроводностей инертного стержня и горючего материала. В данной работе основное внимание уделяется исследованию влияния диаметра образца (расстояния между осями соседних тепловых элементов).

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2 представлены закономерности изменения основных характеристик волны горения для случая  $R_1 = 0.5R_0$ . Показано, как меняются скорость перемещения фронта вдоль образца и максимальная температура в зависимости от радиуса образца при различных значениях  $\Lambda$ . Для получения приведенных зависимостей рассматривались образцы с фиксированным соотношением радиусов образца и инертного стержня, чтобы за фронтом устанавливалась одна и та же температура  $\theta_b$ . Штриховой линией показаны характеристики волны горения, соответствующей случаю, когда обе границы шихты (внешняя и прилегающая к ТЭ) находятся в адиабатических условиях ( $\Lambda = 0$ ). В этом случае при любых радиусах

стержня скорость волны горения равна скорости распространения волны по сплошному образцу в адиабатических условиях, температура стержня не меняется, а в продуктах за фронтом устанавливается нулевая безразмерная температура. Если теплопроводность ТЭ меньше теплопроводности горючего или значительно превышает ее, стержень проявляет себя преимущественно как зона стока тепла от горячей смеси реагентов. В этом случае скорость и максимальная температура ниже, чем при распространении классической волны ТПГ (кривые 1 и 1'). Если теплопроводность ТЭ существенно выше теплопроводности горючего, ТЭ можно рассматривать как рекуператор тепла. Рекуперация тепла подробно описана в [15]. Как видно по кривым 3 и 3', скорость и максимальная температура могут при этом существенно превышать соответствующие характеристики стационарной волны ТПГ. Стоит обратить внимание, что в данном случае, в отличие от рассмотренных в [2] и [19], значение скорости распространения волны вдоль образца может быть как много больше  $Td$ , так и много меньше  $Td/\sqrt{\epsilon}$ . При увеличении  $R_0$  влияние ТЭ на процессы во внешних слоях образца ослабевает из-за увеличения толщины слоя шихты. Поэтому чем больше  $R_0$ , тем ближе характеристики рассматриваемой волны к соответствующим характеристикам стационарной волны ТПГ. Следовательно, чтобы полу-

чить большие скорости и температуры при горении макронеоднородной среды рассматриваемого типа, надо располагать тепловые элементы достаточно густо, близко друг от друга. Однако следует отметить, что в зоне, соответствующей очень маленьким расстояниям между ТЭ, теплоотвод от фронта к инертному стержню играет существенно большую роль, чем рекуперация тепла, и это приводит к снижению максимальной температуры и скорости даже при больших значениях  $\Lambda$ .

На рис. 2 показаны характеристики волн горения, распространяющихся с постоянной скоростью. Однако при других значениях  $R_0$  и  $R_1$  могут возникнуть нестационарные режимы горения даже при  $\alpha_{st} > 1$ . Так, на рис. 3 показано, что в области средних значений  $\Lambda$  получены спиновые волны; соответствующие им значения  $\bar{u}$  и  $\theta_{max}$  отмечены светлыми значками. В этой зоне  $\theta_{max}$  существенно выше из-за того, что в волне имеется высокотемпературный очаг реакции. Следует обратить внимание на соотношение  $\bar{u}$  и  $\theta_{max}$  в области больших значений  $\Lambda$ . При  $\Lambda > 250$  ( $\lg \Lambda > 2.4$ ) скорость волны растет, хотя  $\theta_{max}$  убывает. Аналогичную ситуацию можно получить и при фиксированном значении  $\Lambda$ . Так, на рис. 4, соответствующем значению  $R_0 = 20$ , на отрезке  $7 \leq R_1 < 12$ , выделенном штриховыми линиями, также при увеличении  $R_1$  скорость волны рас-

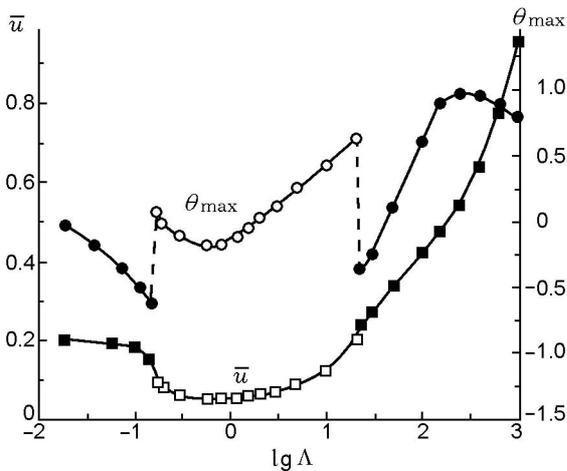


Рис. 3. Зависимость средней скорости распространения волны вдоль образца  $\bar{u}$  и максимальной температуры  $\theta_{max}$  от соотношения теплопроводностей инертного стержня и шихты  $\Lambda$ :

$Td = 0.23$ ,  $Ag = 0.2$ ,  $\alpha_{st} \approx 1.6$ ,  $\theta_0 \approx -4.35$ ,  $R_0 = 40$ ,  $R_1 = 27.5$

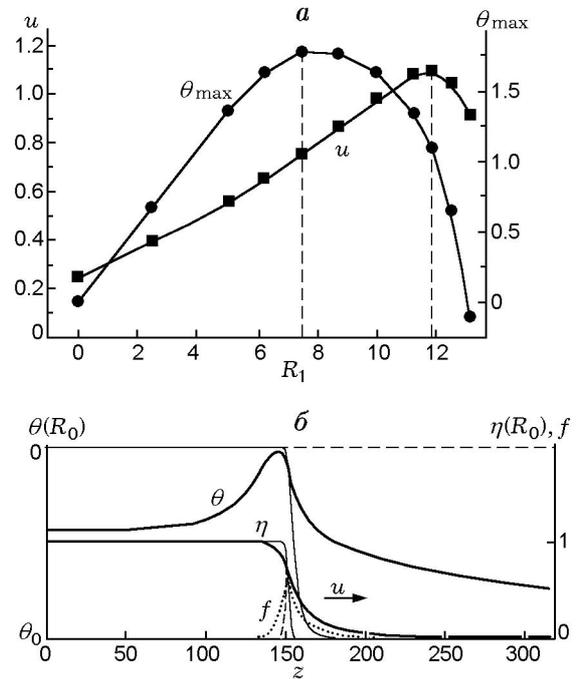


Рис. 4. Зависимость скорости распространения волны вдоль образца  $u$  и максимальной температуры  $\theta_{max}$  от радиуса теплового элемента при  $\Lambda = 500$  (а). Распределение температуры, глубины превращения и функции тепловыделения (1) вдоль образца (б):

$Td = 0.23$ ,  $Ag = 0.2$ ,  $\alpha_{st} \approx 1.6$ ; тонкие линии соответствуют классической стационарной волне ( $u \approx 0.23$ ,  $f_{max} \approx 0.29$ ), а толстые линии — волне, полученной при  $\Lambda = 500$ ,  $R_0 = 20$ ,  $R_1 = 13.125$  ( $u \approx 0.87$ ,  $f_{max} \approx 0.18$ ,  $\theta_{max} \approx -0.15$ )

тет, хотя  $\theta_{max}$  убывает. Значение  $\theta_{max}$  достигается на поверхности образца, поэтому имеет смысл рассматривать распределение температуры, глубины превращения и функции тепловыделения также на поверхности (в данном случае волна стационарна, распределение по угловой координате отсутствует). На рис. 4, а видно, что при фиксации всех параметров, кроме радиуса ТЭ, максимальная температура и скорость волны горения сильно меняются в зависимости от радиуса ТЭ. На рис. 4, б толстыми линиями показана структура волны, соответствующей крайнему правому значению  $R_1$ , при котором горение еще возможно, а тонкими линиями — структура классической стационарной волны при тех же значениях  $Ag$  и  $Td$ . В первом случае максимальная температура меньше нуля, однако скорость волны гораздо больше, чем при распространении классической стационарной волны. Объяснение это-

го факта состоит в следующем. Как показано в [2], скорость классической стационарной волны увеличивается с ростом максимальной температуры и убывает при увеличении тепловыделения во фронте. При наличии рекуперации тепла значительная часть исходной шихты реагирует в зоне, прогретой от ТЭ. Во фронте выделяется немного меньше тепла, чем во фронте классической стационарной волны. Таким образом, в описываемом случае уменьшение тепловыделения в большей степени увеличивает скорость волны горения, чем уменьшение максимальной температуры снижает ее.

На рис. 2–4 показаны режимы, соответствующие  $\alpha_{st} \approx 1.6$ , т. е. области параметров, где классическая стационарная волна горения устойчива. Основные описанные закономерности сохраняются и при  $\alpha_{st} < 1$ . Однако есть и отличия, которые следует рассмотреть.

В [15] описано горение образцов небольшого радиуса ( $R_0 \leq 40$ ), чтобы показать закономерности распространения нестационарных волн горения на примере одноочаговых спиновых режимов. Увеличение  $R_0$  может привести не только к усложнению режимов горения, но и к возникновению неединственности механизмов распространения спиновых волн [7], что значительно усложняет проведение исследования и анализ закономерностей процесса. Кроме того, как показано на рис. 5, одноочаговые спиновые режимы лежат в узкой области параметров, выше которой происходит срыв горения, а ниже одноочаговые спиновые режимы пере-

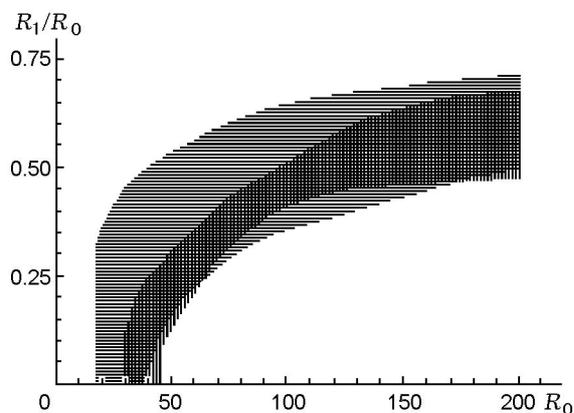


Рис. 5. Области существования одноочаговой спиновой волны (горизонтальная штриховка) и двухочаговой симметричной стационарной волны (вертикальная штриховка):

$Td = 0.13$ ,  $Ar = 0.115$ ,  $\alpha_{st} \approx 0.9$ ,  $\theta_0 \approx -7.7$ ,  $\Lambda = 1$

страиваются в спиновые волны с более сложной структурой. Проведение численных экспериментов при  $R_0 > 200$  сопряжено с большими трудностями. Весьма вероятно, что одноочаговые спиновые режимы могут быть получены и при  $R_0 > 200$ . При исследовании горения сплошного образца в [7] стационарные одноочаговые спиновые волны при  $Td = 0.13$  и  $Ar = 0.115$  были получены при  $R_0 < 40$ , т. е. на образцах значительно меньшего радиуса. Следовательно, введение инертного сердечника может значительно расширить область существования одноочаговых спиновых волн. Как показали расчеты, это справедливо и для многоочаговых спиновых волн. В частности, на рис. 5 показана область, где была получена двухочаговая стационарная спиновая волна. Эта область также существенно шире по  $R_0$ , чем область существования аналогичной волны, распространяющейся по сплошному образцу [7].

Учитывая сказанное выше, рассмотрим рис. 6 ( $\alpha_{st} \approx 0.9$ ). В отличие от рис. 2 ( $\alpha_{st} \approx 1.6$ ) здесь при  $\Lambda = 0$  скорость фронта меньше, чем значение  $Td$ , и убывает с ростом  $R_0$  (на графике случаю  $\Lambda = 0$  соответствуют значки в виде треугольников, повернутых вершиной вниз). Максимальная температура во фронте также меняется: увеличивается с ростом  $R_0$ . Закономерности распространения спиновых волн такого типа описаны в [20].

Сначала с увеличением  $\Lambda$  (до  $\Lambda \approx 1$ ) средняя скорость убывает, а затем растет. Но при  $\alpha_{st} \approx 0.9$  и малых значениях  $\Lambda$  средняя скорость волны не стремится к  $Td$  (как на рис. 2) при увеличении масштаба неоднородности (с ростом  $R_0$ ), а убывает вплоть до границы области существования, за которой происходит перестройка одноочаговой спиновой волны в более сложные режимы горения.

При  $\Lambda > 10$ , когда роль рекуперации тепла начинает сильно сказываться на структуре волны горения, средняя скорость фронта превышает  $Td$ . На рис. 6 светлыми значками показаны спиновые режимы горения, затемненными — стационарные. По кривой 4' видно, что максимальная температура при увеличении  $R_0$  сначала убывает, но при  $R_0 > 50$  растет вместе с  $R_0$ . Получающиеся при этом спиновые режимы принципиально отличаются от режимов, характеристики которых представлены на кривых 1–3 и 1'–3'. Спиновыми режимами горения, впервые описанными в [17], на-

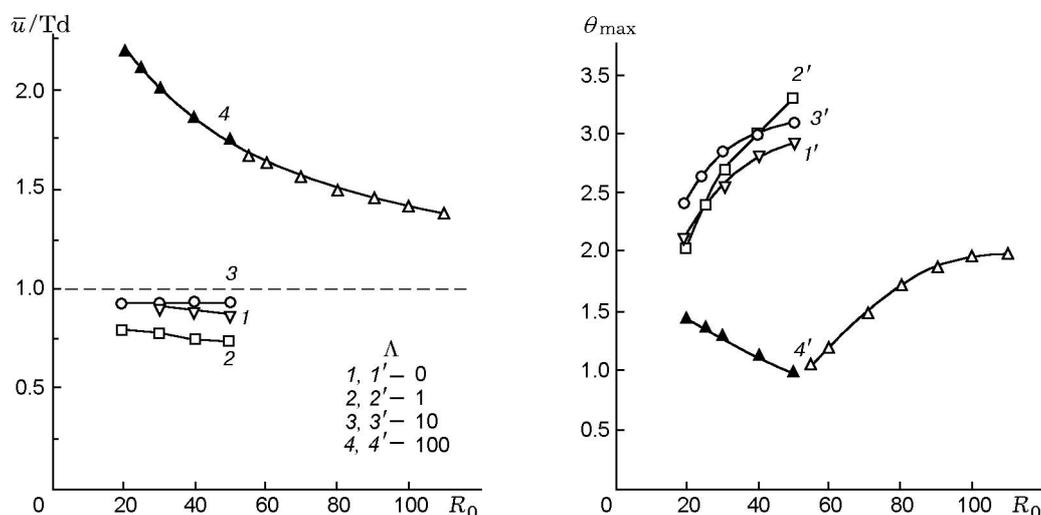


Рис. 6. Зависимость средней скорости распространения волны горения вдоль образца и максимальной температуры от радиуса образца:

$$R_1 = 0.25R_0, Td = 0.13, Ar = 0.115, \alpha_{st} \approx 0.9, \theta_0 \approx -7.7, \theta_b \approx -0.48$$

зывали режимы, при которых на поверхности образца можно наблюдать один или несколько высокотемпературных очагов реакции, движущихся по винтовой траектории. Именно такие режимы изучались в [4–9]. При распространении спиновых волн, характеристики которых показаны светлыми значками на кривых 4 и 4', на поверхности образца высокотемпературных очагов нет, более того, волна горения напоминает стационарную, движущуюся с постоян-

ной скоростью волну. На рис. 7 показано распределение температуры и глубины превращения на образующих, ограничивающих внешнюю и внутреннюю поверхности шихты на одном продольном осевом сечении. Видно, что как по внешней, так и по внутренней поверхности шихты волна горения движется с постоянной скоростью. Однако внутри шихты существует очаг, движущийся по винтовой траектории. На рис. 8, а показано распределение температуры на поперечном сечении, содержащем точку с максимальной температурой, в виде изотерм. Хорошо видна высокотемпературная зона. На рис. 8, б представлены распределения температуры и глубины превращения на том же сечении в виде аксонометрических проекций. Как было показано в [14], при больших значениях  $\Lambda$  для изучения установившихся режимов необходимо рассматривать достаточно длинные образцы. Их длина должна хотя бы на порядок превышать длину зоны прогрева ТЭ, которая тем больше, чем больше  $\Lambda$ . Поэтому, чтобы детально продемонстрировать  $\theta$  и  $\eta$  в зоне фронта, на рис. 8, в показана только небольшая часть продольного осевого сечения образца. Видно, что перед фронтом (гребнем волны) температура стержня выше температуры шихты, а во фронте и за ним — наоборот. То есть стержень нагревается от продуктов реакции и тепло передается вперед к смеси исходных реагентов. Лучше всего прогрета прилегающая к инертному стержню область ших-

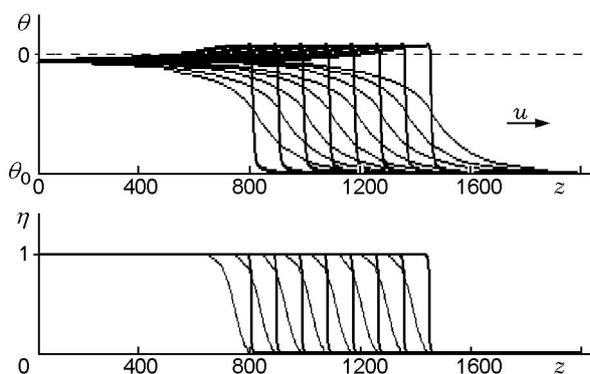


Рис. 7. Распределение температуры и глубины превращения вдоль образца в последовательные моменты времени с интервалом  $\Delta\tau = 500$ :

толстые линии соответствуют внешней поверхности образца, тонкие — границе шихты со стержнем;  $R_0 = 100$ ,  $R_1 = 0.25R_0$ ,  $Td = 0.13$ ,  $Ar = 0.115$ ,  $\alpha_{st} \approx 0.9$ ,  $\theta_0 \approx -7.7$ ,  $\theta_b \approx -0.48$ ,  $\Lambda = 100$

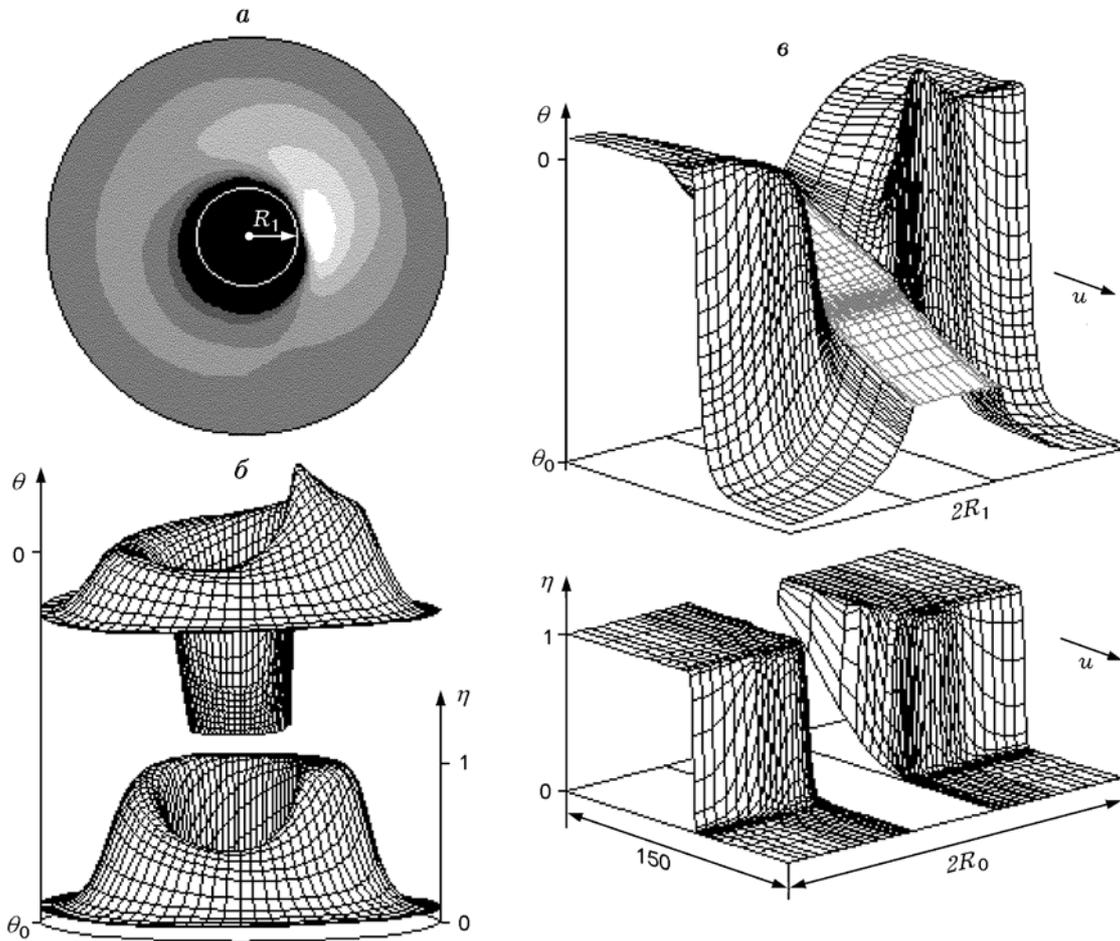


Рис. 8. Распределение температуры и глубины превращения на сечениях образца, проходящих через точку с максимальной температурой:

*a* — изотермы, самая темная область соответствует  $\theta < -1$ , далее с интервалом 0.5 до самой светлой, где  $\theta > 2$ ; *b*, *c* — аксонометрические проекции  $\theta$  и  $\eta$  соответственно на поперечном и осевом сечениях;  $R_0 = 100$ ,  $R_1 = 0.25R_0$ ,  $T_d = 0.13$ ,  $Ar = 0.115$ ,  $\alpha_{st} \approx 0.9$ ,  $\theta_0 \approx -7.7$ ,  $\theta_b \approx -0.48$ ,  $\Lambda = 100$

ты. Но именно из этой зоны отток тепла в области фронта самый большой. Поэтому внутри шихты формируется прогретая кольцевая область, по которой движется высокотемпературный очаг, отдавая тепло как к поверхностным слоям шихты, так и в сторону стержня. Соответственно, полное превращение шихты в продукт около инертного стержня происходит существенно позже, чем в кольцевой зоне, по которой движется высокотемпературный очаг.

На рис. 6 показано, как меняются средняя скорость волны вдоль образца и максимальная температура во фронте при изменении  $R_0$ . Изменение других характеристик нового типа спиновой волны приведено на рис. 9. Видно, что с ростом  $R_0$  периоды волны по времени ( $P_\tau$ ) и пространству ( $P_z$ ) растут, а окружная

скорость очага  $|v|$  убывает. Интересно, что расстояние точки с максимальной температурой от поверхности инертного стержня  $R_m$  с ростом  $R_0$  практически не меняется. В показанном на рис. 7 и 8 случае, т. е. при  $R_0 = 100$ , точка с максимальной температурой  $\theta_{\max} \approx 1.8$  находится на расстоянии  $R_m \approx 34.4$  от оси; период оборота очага вокруг оси  $P_\tau \approx 200$ ; период волны вдоль образца  $P_z \approx 35$ ; окружная скорость очага  $|v| \approx 1.2$ , а средняя скорость волны вдоль образца  $\bar{u} \approx 0.19$ .

Описанная выше спиновая волна может быть названа стационарной спиновой волной, так как распределение температуры и глубины превращения в образце со временем не меняется, а только поворачивается вокруг оси и смещается вдоль образца слева направо. При даль-

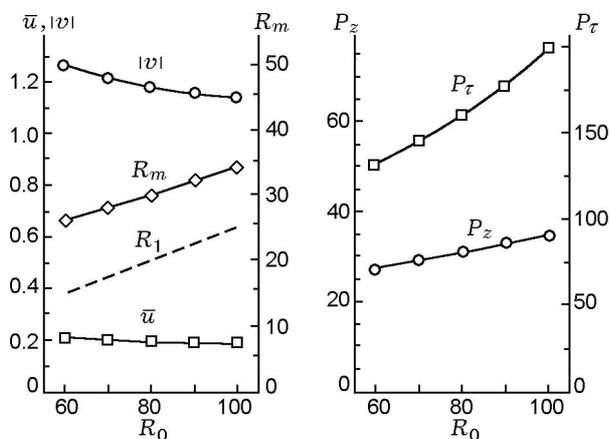


Рис. 9. Изменение характеристик спиновой волны нового типа при увеличении радиуса образца  $R_0$ :

$\bar{u}$  — средняя скорость движения волны горения вдоль образца;  $|v|$  — модуль окружной скорости точки с  $\theta = \theta_{\max}$ ;  $R_m = R(\theta_{\max})$  — расстояние от оси точки с  $\theta = \theta_{\max}$ ;  $P_\tau, P_z$  — период волны по времени и длине образца;  $R_1 = 0.25R_0$ ,  $Td = 0.13$ ,  $Ar = 0.115$ ,  $\alpha_{st} \approx 0.9$ ,  $\theta_0 \approx -7.7$ ,  $\theta_b \approx -0.48$ ,  $\Lambda = 100$

нейшем увеличении  $R_0$  прогрев исходной шихты инертным стержнем оказывается недостаточным для того, чтобы волна распространялась по поверхности образца с постоянной скоростью. Соответственно, спиновая волна ста-

новится периодической нестационарной спиновой волной нового типа, поскольку она принципиально отличается от периодических нестационарных спиновых режимов, описанных в [7–9]. Общее описание такой волны очень сложно. Рассмотрим некоторый момент времени. На рис. 10 показаны распределения  $\theta$  и  $\eta$  на трех поперечных сечениях образца. Рис. 10, *a, б* соответствуют правому, лежащему перед фронтом сечению; здесь видна высокотемпературная область, движущаяся по кольцевой зоне внутри шихты. В этом сечении максимум температуры  $\theta_{\max} \approx 0.54$  расположен в точке с  $R_m \approx 45.6$ . Следующее сечение проходит через точку с максимальной по всему образцу температурой и лежит левее на  $\Delta z \approx 6$ , — ему соответствуют рис. 10, *в, г* ( $\theta_{\max} \approx 2.21$  расположен в точке с  $R_m \approx 39.6$ ). Еще левее (на  $\Delta z \approx 8$ ) находится сечение, распределения  $\theta$  и  $\eta$  на котором показаны на рис. 10, *д, е*. В этом случае точка с максимальной температурой находится на поверхности образца ( $\theta_{\max} \approx 1.13$ ,  $R_m = R_0 = 120$ ). Итак, как и в представленном на рис. 8 случае, в передней части волны внутри шихты движется высокотемпературный очаг, назовем его «главным». Но здесь позади него (в нашем случае — левее) на поверхности образца наблюдается несколько более мелких очагов. Волны данного типа могут быть получены только на образцах большого

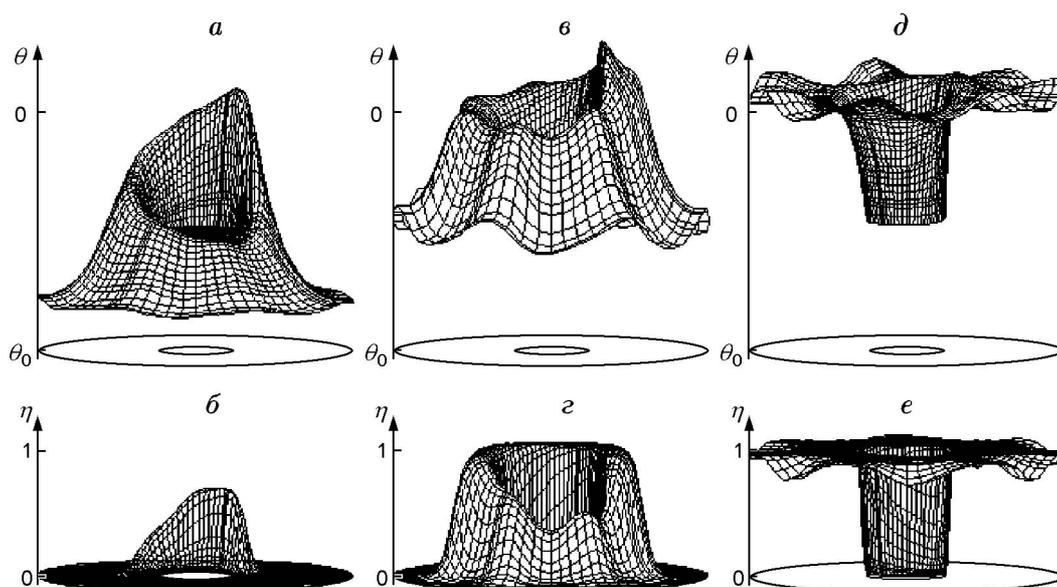


Рис. 10. Нестационарная спиновая волна при  $R_0 = 120$ ,  $R_1 = 0.25R_0$ ,  $Td = 0.13$ ,  $Ar = 0.115$ ,  $\alpha_{st} \approx 0.9$ ,  $\theta_0 \approx -7.7$ ,  $\theta_b \approx -0.48$ ,  $\Lambda = 100$ . Распределение температуры (*a, в, д*) и глубины превращения (*б, г, е*) на некоторых поперечных сечениях образца

радиуса, поэтому количество очагов на поверхности образца должно быть достаточно большим. На рис. 10, *д* видно, что таких очагов семь, в каждом из них максимальная температура достигается на поверхности образца, внутри шихты еще виден подъем температуры — след очага, лежащего правее «главного». Таким же образом проявляется возмущение температурного поля второстепенными очагами в приповерхностных слоях на рис. 10, *в*.

На рис. 10 показано состояние волны горения в фиксированный момент времени. Но данная волна не является стационарной, так как в процессе распространения ее структура периодически изменяется. В приведенном случае «главный» очаг двигается по часовой стрелке, в то время как приповерхностные очаги — против часовой стрелки. Поскольку все очаги перемещаются по возмущенному температурному полю, максимальная температура в них периодически меняется. Волны такого типа получены также с двумя и тремя «главными» очагами и с восемью и девятью приповерхностными очагами. Однако численные эксперименты такого типа требуют очень много времени, вследствие чего определение их характеристик представляет большие трудности.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описаны закономерности изменения характеристик волн горения в зависимости от масштаба неоднородности горячей системы. Показано, что использование тепловых элементов может вести как к уменьшению скорости распространения твердого пламени, так и к значительному ее увеличению. Получены высокоскоростные режимы распространения стационарных волн при относительно низких температурах во фронте. Более того, показано, что возможно увеличение скорости распространения волны горения при одновременном уменьшении температуры во фронте. Данная задача может иметь практическое значение для интенсификации сгорания топливной смеси с теплопроводящими элементами (проволочками).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г. Твердопламенное горение. Черноголовка: ИСМАН, 2000.
2. Новожилов Б. В. Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Докл. АН СССР. 1961. Т. 141, № 1. С. 151–153.
3. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 1. С. 19–28.
4. Максимов Ю. М., Пак А. Т., Лавренчук Г. В., Найбороденко Ю. С., Мержанов А. Г. Спиновое горение безгазовых систем // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 3. С. 156–159.
5. Максимов Ю. М., Мержанов А. Г., Пак А. Т., Кучкин М. Н. Режимы неустойчивого горения безгазовых систем // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 4. С. 51–58.
6. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов волн безгазового горения // Докл. РАН. 1999. Т. 369, № 2. С. 186–191.
7. Ivleva T. P., Merzhanov A. G. Structure and variability of spinning reaction waves in three-dimensional excitable media // Physical Review E. 2001. V. 64, N 3. 036218.
8. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов безгазового горения // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 47–54.
9. Ivleva T. P., Merzhanov A. G. Three-dimensional modes of unsteady solid-flame combustion // Chaos. 2003. V. 13, N 1. P. 80–85.
10. Бахман Н. Н., Лобанов И. Н. Влияние теплопроводящих элементов на скорость горения // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 3. С. 501–506.
11. Бахман Н. Н., Лобанов И. Н. Влияние диаметра теплопроводящих элементов на их эффективность при горении конденсированных систем // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 1. С. 46–50.
12. Рыбанин С. С., Стесик Л. Н. Теория горения конденсированного топлива с плоским теплопроводящим элементом систем // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 5. С. 634–643.
13. Прокофьев В. Г., Писклов А. В., Смоляков В. К. Влияние теплопроводящего элемента на безгазовое горение образцов цилиндрической формы в неадиабатических условиях // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 1. С. 66–71.
14. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Твердопламенное горение в термически и химически неоднородных средах // Докл. РАН. 2006. Т. 411, № 2. С. 206–210.
15. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Моделирование твердопламенного горения в термически и химически неоднородных средах // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 6. С. 21–30.
16. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.

17. Мержанов А. Г., Филоненко А. К., Боровинская И. П. Новые явления при горении конденсированных систем // Докл. АН СССР. 1973. Т. 208, № 4. С. 892–894.
18. Ивлева Т. П., Шкадинский К. Г. Алгоритм построения подвижной, неравномерной, адаптирующейся к решению расчетной сетки // Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР. 1979. № 1 (27). С. 18–19.
19. Зельдович Я. Б. Теория предела распространения тихого пламени // ЖЭТФ. 1941. Т. 11, вып. 1. С. 159–168.
20. Ивлева Т. П. Распространение одноочаговой спиновой волны по толстостенному цилиндру в адиабатических условиях // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42, № 4. С. 41–49.

*Поступила в редакцию 28/VI 2007 г.*

---