

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОДНООЧАГОВОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ ПО ТОЛСТОСТЕННОМУ ЦИЛИНДРУ В АДИАБАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Т. П. Ивлева

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

Численными методами исследовано распространение одноочаговой спиновой волны по образцу цилиндрической формы с соосным внутренним каналом в предположении отсутствия теплоотвода от внешней поверхности образца и от поверхности канала. Показано, как меняются характеристики спиновой волны (максимальной температуры, продольной и окружной скоростей, шага «винта» и времени оборота очага вокруг оси образца) для образца данного размера при изменении радиуса канала, для образцов различного размера при фиксированном радиусе канала и для образцов с постоянной толщиной стенки.

Ключевые слова: фронтальные процессы, нестационарное горение, трехмерные спиновые волны.

ВВЕДЕНИЕ

Распространение спиновых волн при твердопламенном горении впервые было получено экспериментально и описано в [1, 2]. В серии работ [3–7] представлены результаты численного исследования трехмерных спиновых волн, обнаруженных при изучении распространения волн горения по сплошному цилиндрическому образцу.

Численное исследование трехмерных неустойчивых волн твердопламенного горения показало, что радиальный перенос тепла способствует дестабилизации спиновой волны, приводя к более сложной картине процесса, чем при горении цилиндрической оболочки [8, 9]. В связи с вышесказанным представляет интерес рассмотреть более общую задачу о распространении спиновой волны в полном цилиндрическом образце. Очевидно, что модели процессов, описывающие горение тонкой цилиндрической оболочки [8] и горение сплошного образца [3], являются частными случаями рассматриваемой модели.

В данной статье с помощью численного эксперимента исследована нестационарная трехмерная система уравнений, моделирующая твердопламенное горение, и впервые рассмотрены закономерности изменения механизма распространения одноочаговой спиновой волны по цилиндрическому образцу с каналом.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 представлена схема образца. Зажигание производится на верхнем его торце, фронт горения движется сверху вниз. Поскольку в данной задаче рассматриваются узкие зоны реакции, в качестве фронта горения можно рассматривать множество точек с половиной глубиной превращения реагентов. При распространении спиновых волн фронт искривлен

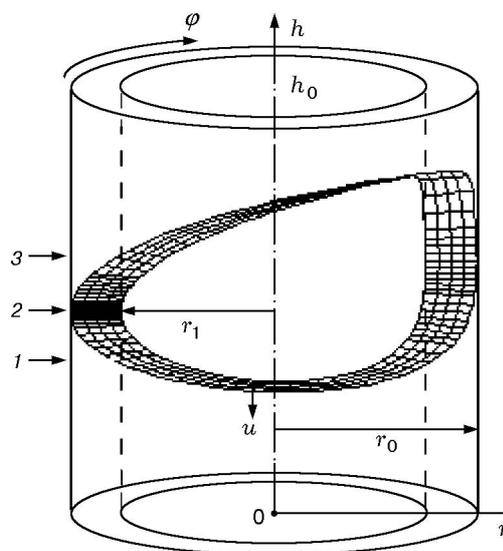


Рис. 1. Схема образца:

1 — смесь исходных реагентов, 2 — фронт горения, 3 — продукты реакции

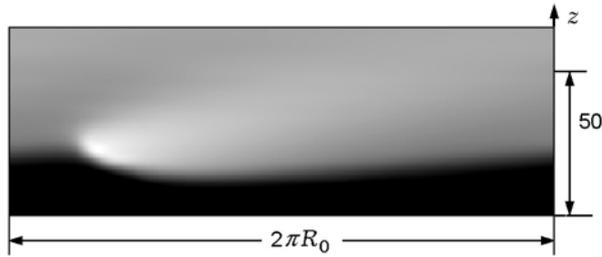


Рис. 2. Распределение температуры на развернутой поверхности образца при распространении стационарной одноочаговой спиновой волны

и отделяет смесь реагентов от лежащих выше фронта продуктов реакции. Классическая спиновая волна характеризуется наличием на поверхности образца одного высокотемпературного очага, движущегося с постоянной скоростью по винтовой траектории. На рис. 2 показано распределение температуры на развернутой поверхности образца в некоторый момент времени. Такая картина была получена при горении как тонкой цилиндрической оболочки, так и сплошного цилиндрического образца. В данной работе рассматривается влияние размеров внутреннего канала и радиуса образца на характеристики одноочаговой спиновой волны (скорость, шаг «винта» и т. д.).

Построенная математическая модель безгазового горения предполагает, что исследуемая среда однородна и гомогенна в тепловом отношении. Учитываются только наиболее важные составляющие процесса: теплопередача в образце и тепловыделение в ходе химического превращения. На данном этапе влияние теплообмена с окружающей образцом средой не учитывается. Теплофизические и макрокинетические характеристики предполагаются постоянными при изменении температуры и других параметров процесса.

Математическая модель в безразмерном виде представляет собой следующую систему уравнений:

$$R_1 \leq x \leq R_0:$$

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

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \begin{cases} \text{Td}(1 - \eta) \exp\left(\frac{\theta}{1 + \text{Ar}\theta}\right) & \text{при } \eta < 1, \\ 0 & \text{при } \eta \geq 1, \end{cases}$$

с начальными и граничными условиями:

$$\tau = 0: \quad \theta = \theta_0, \quad \eta = 0;$$

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

$$x = R_1 > 0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0; \quad (1)$$

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

$$z = Z_0: \quad \begin{cases} \theta = 0 & \text{при } \tau \leq \tau_{ign}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 & \text{при } \tau > \tau_{ign}; \end{cases}$$

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

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

Безразмерные переменные введены в соответствии с [10]:

$$T_* = T_0 + \frac{Q}{c}; \quad t_* = \frac{cRT_*^2}{k_0EQ} \exp\left(\frac{E}{RT_*}\right),$$

$$h_*^2 = \frac{\lambda t_*}{c\rho},$$

$$x = \frac{r}{h_*}, \quad z = \frac{h}{h_*}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad \tau_{ign} = \frac{t_{ign}}{t_*},$$

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

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

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

Здесь r_0, r_1 — внешний и внутренний радиусы образца; T — температура; η — глубина превращения по лимитирующему компоненту; t — время; r, φ, h — пространственные координаты: r — радиальная, φ — угловая, h — продольная; c — удельная теплоемкость; ρ — общая масса конденсированной фазы в единице объема (предполагается, что она не изменяется при химическом взаимодействии реагентов); Q — тепловой эффект реакции (на единицу массы смеси); R — универсальная газовая константа; E — энергия активации; λ — коэффициент теплопроводности; k_0 — предэкспоненциальный множитель; T_*, t_*, h_* — характеристические температура, время и длина; T_0 — начальная температура образца; h_0 — высота цилиндра; T_{ign} — температура зажигания;

t_{ign} — время действия зажигающего импульса. Безразмерные параметры: θ — температура; θ_0 — начальная температура; τ — время; x , φ , z — цилиндрические координаты: x — радиальная, φ — угловая, z — продольная; R_0 и R_1 — радиусы цилиндра и канала; Z_0 — высота цилиндра; τ_{ign} — безразмерное время действия теплового импульса; Td и Ar — малые параметры в теории горения (числа Тодеса и Аррениуса). При таком введении безразмерных переменных температуре горения в адиабатических условиях соответствует безразмерная температура $\theta = 0$, которая используется в качестве температуры зажигания.

Следует обратить внимание на условие (1). При $R_1 = 0$ данная модель переходит в задачу о горении сплошного цилиндрического образца [3].

Случай $R_1 = R_0$ можно рассматривать отдельно как двумерную задачу о горении цилиндрической оболочки [8, 9]. Однако физически это означает, что горящий слой бесконечно тонкий, что не может быть реализовано при экспериментальном исследовании.

Важной характеристикой процесса, определяющей возможность существования спиновых волн, является состав шихты, который при использовании безразмерных переменных характеризуется параметром $\alpha_{st} = 9.1Td - 2.5Ar$. Величина α_{st} определена при численном исследовании одномерной волны горения в [11], где было показано, что при $\alpha_{st} < 1$ плоский стационарный фронт неустойчив. В данной статье рассматривается горение образцов, соответствующих значению $\alpha_{st} \approx 0.9$, который определяется параметрами $Td = 0.13$ и $Ar = 0.115$. Предполагается отсутствие теплоотвода как от внешней поверхности образца, так и от поверхности канала. Итак, в работе исследуется только режим с одним очагом на поверхности образца, а управляющими параметрами задачи являются внешний (R_0) и внутренний (R_1) радиусы цилиндра.

Задача решалась методом конечных разностей по неявной схеме. Для сокращения времени расчетов использовалась трехмерная, неравномерная, адаптирующаяся к решению расчетная сетка, обеспечивающая сгущение узлов в зоне больших градиентов температуры и глубины превращения. Для того чтобы была возможность анализировать состояние образца на продольном осевом сечении, предусматривалось введение дополнительных расчетных то-

чек по угловой координате, таких, что для каждой точки должна существовать точка, симметричная ей относительно оси образца. Так, на рис. 1 напротив наиболее искривленной зоны фронта, где находится очаг, видно сгущение точек, появление которых объясняется названной выше причиной. Как и при введении дополнительных узлов при построении адаптирующейся к решению расчетной сетки, значения температуры и глубины превращения в этих точках определялись линейной интерполяцией по значениям функций в соседних точках. Для исследования достаточно долгого распространения волны, дающего право считать режим горения установившимся, производился «сдвиг» рассматриваемой области, т. е. отсекалась отдаленная от фронта часть продуктов, а образец наращивался смесью исходных реагентов снизу. В качестве граничных условий на торцах новой цилиндрической области использовались условия отсутствия теплоотвода. Вопрос иницирования горения в данной работе не рассматривается. Поскольку предметом исследования являются установившиеся режимы, величина τ_{ign} не имеет значения, если она достаточна для зажигания образца.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В [3] показано, что при спиновом горении сплошного образца параметры горения (максимальная температура в очаге, шаг «винта», скорость движения фронта и т. д.) отличаются от аналогичных характеристик, полученных при решении двумерной задачи о горении тонкой цилиндрической оболочки. Решая трехмерную задачу о распространении пламени по толстостенному цилиндру, можно понять, за счет чего возникает это различие.

Появление спинового режима горения объясняется следующим образом. В области параметров, где плоский стационарный фронт неустойчив, случайно возникшее возмущение не исчезает, как при устойчивом распространении плоской волны, а развивается, в результате чего возникает неоднородное по поперечному сечению образца распределение температуры и глубины превращения. Довольно хаотическое на этом этапе изменение характеристик распространяющегося фронта в конце концов приводит к формированию определенного вида спиновой волны. Одной из наиболее часто реализуемых форм нестационарного горения является одноочаговая спиновая волна. Легко пока-

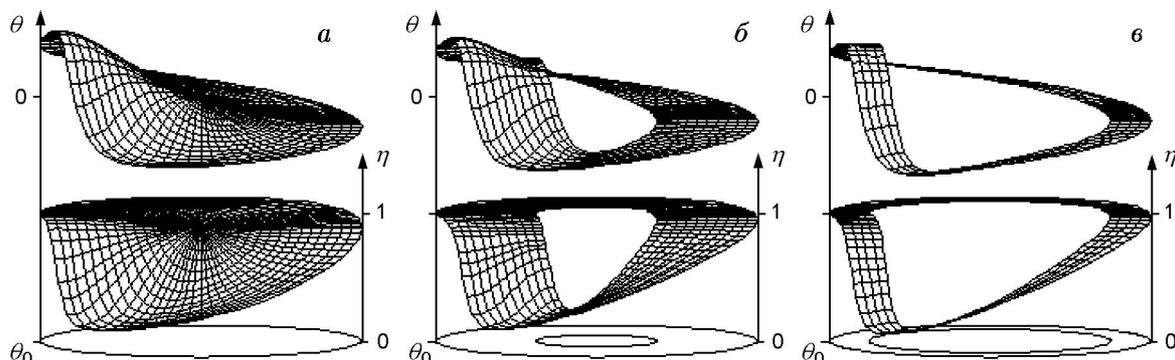


Рис. 3. Распределение температуры и глубины превращения в поперечном сечении, проходящем через точку с максимальной температурой ($R_0 = 20$):

a — $R_1 = 0$, b — $R_1 = 3R_0/8$, v — $R_1 = 7R_0/8$

зять, что волна такого типа в области своего существования устойчива, т. е. получающиеся конфигурации фронта, распределения температуры и глубины превращения не меняются со временем, а только поворачиваются вокруг оси и сдвигаются вниз. На рис. 3, a показано распределение температуры и глубины превращения в сечении образца, проходящем через точку с максимальной температурой. Хорошо видно, что перед высокотемпературной зоной, которая на рисунке движется против часовой стрелки, глубина превращения вещества неполная. Зона с наименьшей глубиной превращения в рассматриваемом сечении примыкает к поверхности образца, поскольку во внутренних областях поток тепла от лежащих выше продуктов реакции и из близлежащих зон способствует более полному взаимодействию реагентов. Поток тепла от высокотемпературного очага в достаточно прогретую зону с почти непрореагировавшей смесью реагентов вызывает горение в этой зоне, причем из-за предварительного прогрева достигается сверхадиабатическая температура. Иначе говоря, очаг сдвигается в эту зону, т. е. движется вдоль окружности. Поскольку фронт горения сдвигается вниз, точка с максимальной температурой также движется вниз. Таким образом, сложение движения вдоль окружности и вниз дает винтовое движение очага.

На рис. 3 показано распределение температуры и глубины превращения в сечении, перпендикулярном оси и проходящем через точку с максимальной температурой, для образцов с одним и тем же внешним радиусом, но с различными радиусами внутреннего канала. Угловая координата точки с максимальной темпе-

ратурой во всех трех случаях одна и та же, что позволяет наглядно сопоставить значения максимальной температуры при различных размерах внутреннего канала. Видно, что при увеличении радиуса канала максимальная температура несколько снижается, оставаясь выше адиабатической температуры горения. Поскольку температура в очаге падает, уменьшается и окружная скорость движения высокотемпературной зоны. Это, в свою очередь, увеличивает время, за которое очаг делает полный оборот вокруг оси цилиндра, что способствует прогреву более широкого слоя лежащей ниже смеси реагентов и, следовательно, увеличению шага винтовой траектории, которую описывает точка с максимальной температурой. На рис. 4 представлена зависимость основных характеристик спинового горения от радиуса внутреннего канала при постоянном внешнем размере цилиндра. Следует учитывать, что точка, в которой достигается максимальная температура в рассматриваемых случаях, т. е. в условиях отсутствия теплоотвода, постоянно находится на внешней поверхности образца. Несмотря на то, что максимальное значение температуры, окружная скорость, время оборота очага вокруг оси и шаг «винта» значительно изменяются при увеличении радиуса канала, средняя скорость движения фронта вдоль образца уменьшается незначительно. В [12] приближенными аналитическими методами показано, что в рассматриваемых условиях скорость стационарной волны $|\bar{u}| \approx Td$. По результатам численного исследования соотношение $|\bar{u}| \approx Td$ справедливо и для спиновых волн. Но если радиус образца достаточно мал, то $|\bar{u}|$ незначительно (на $3 \div 5\%$) больше, чем

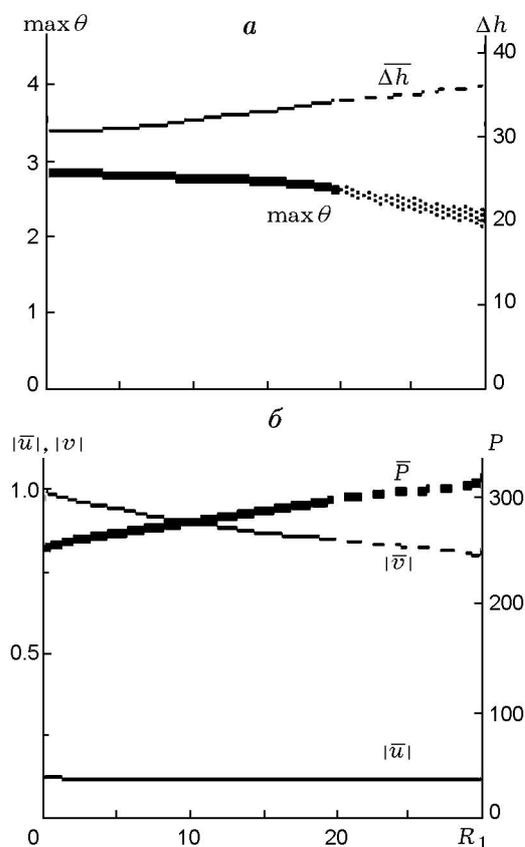


Рис. 4. Зависимости характеристик волны горения от величины радиуса внутреннего канала при постоянном радиусе образца $R_0 = 40$:

$\max \theta$ — максимальная температура, $|v|$ — окружная составляющая скорости точки с максимальной температурой, P — время одного оборота очага вокруг оси цилиндра, Δh — шаг «винта», $|\bar{u}|$ — средняя скорость фронта вдоль образца

Td. По мере увеличения радиуса образца скорость $|\bar{u}|$ убывает и на границе существования рассматриваемого режима может быть меньше Td не более чем на 10 %. Объясняется это тем, что распределение вдоль образца средней по поперечному сечению температуры практически совпадает с распределением температуры в плоской стационарной волне. Увеличение радиуса канала при фиксированном внешнем радиусе образца также ведет к уменьшению $|\bar{u}|$ на 2 ÷ 3 % по сравнению со значением $|\bar{u}|$, полученным при горении сплошного образца при тех же параметрах. На рис. 4 часть кривых представлена штриховой линией. Спиновая волна при соответствующих штриховым кривым параметрах становится квазистационарной. При таком распространении спиновой волны максимальная температура в оча-

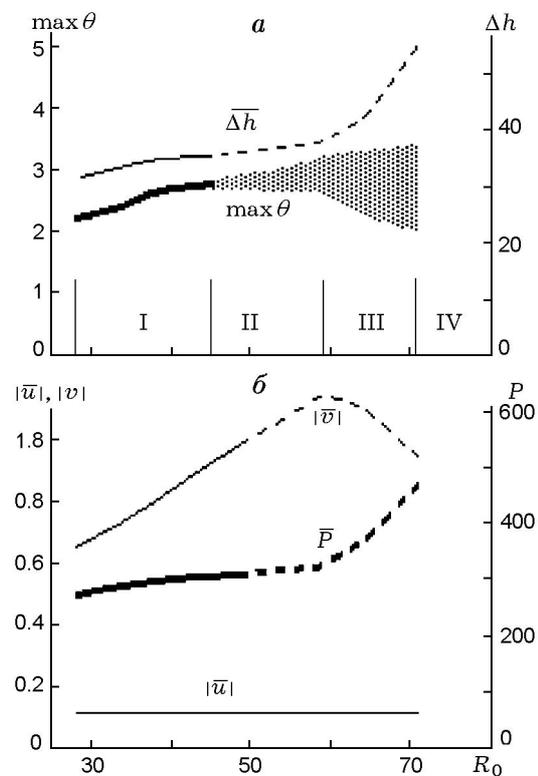


Рис. 5. Зависимости характеристик волны горения от радиуса образца при постоянном размере канала $R_1 = 20$

ге колеблется незначительно (разброс значений максимальной температуры обозначен точками), оставаясь существенно выше температуры горения в адиабатических условиях, которой соответствует $\theta = 0$. В зоне квазистационарности спиновой волны ее характеристики также изменяются незначительно, поэтому представлены полученными средними значениями, определенными по 20 ÷ 30 оборотам очага вокруг оси цилиндра. Следует отметить, что очаг может двигаться как по часовой стрелке, так и против нее с равной вероятностью, а направление движения волны вдоль образца противоположно направлению вертикальной оси. Поэтому на графике представлены модули скоростей.

На рис. 5 изображено изменение характеристик одноочаговой спиновой волны, распространяющейся по образцам с одинаковым внутренним каналом, но с разными внешними размерами. Здесь по значению R_0 можно выделить три зоны. Левая граница области I определена из соображений, что толщина стенки образ-

ца не должна быть меньше зоны прогрева. В зоне II спиновая волна становится квазистационарной, в III — периодической нестационарной, когда точка с максимальной температурой периодически смещается в глубь образца и снова выходит на поверхность. Волны такого типа получены при горении сплошного образца и описаны в [4–7]. При дальнейшем увеличении R_0 (зона IV) и заданных параметрах одноочаговые волны не существуют — они перестраиваются в многоочаговые спиновые волны. Из рис. 5 видно, что при увеличении радиуса образца (и соответственно толщины стенки цилиндра) в зонах I и II происходит увеличение максимальной температуры в очаге, окружной скорости, шага «винта» и времени оборота очага вокруг оси цилиндра. То есть увеличение длины окружности поперечного сечения образца сказывается сильнее, чем рост окружной скорости. В зоне II максимальная температура слегка колеблется, но это не влияет принципиально на поведение волны. Однако в зоне III, где точка с максимальной температурой перемещается в глубь образца и обратно, окружная скорость падает, что приводит к резкому росту средних значений шага «винта» и времени оборота.

На рис. 6 характеристики волны горения представлены для случая $R_0 - R_1 = 20$, т. е. показано, как меняются характеристики спиновой волны при одновременном увеличении внешнего и внутреннего радиусов цилиндра при сохранении толщины стенки образца. Здесь также существует две области параметров, в первой из которых одноочаговую спиновую волну можно считать стационарной, в то время как во второй области наблюдаются незначительные колебания максимума температуры в очаге.

Теперь рассмотрим область существования одноочаговых режимов на плоскости $(R_0, R_1/R_0)^*$. При получении численных решений значения максимальной температуры, будучи действительными числами, не могут идеально совпадать. Поэтому режимы, при которых различие значений максимальной температуры не превышает 5 % величины $1/Td$, мы считаем стационарными, в противном случае — нестационарными. При стационарных спинов-

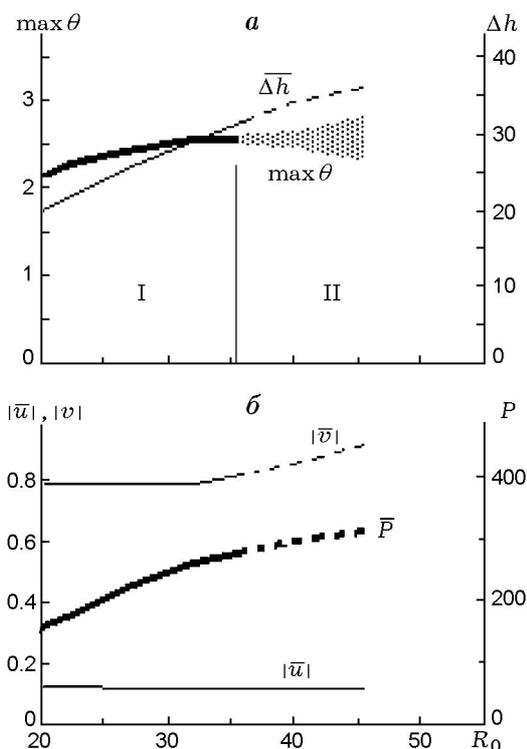


Рис. 6. Характеристики волны горения при $R_0 - R_1 = 20$

вых волнах распределение температуры на поверхности образца, аналогичное показанному на рис. 2 (который соответствует $R_0 = 30$ и $R_1 = 20$), не меняется, но приведенная конфигурация поворачивается вокруг оси и смещается вниз, так что точка с максимальной температурой движется по винтовой траектории. На рис. 7 представлены две области. В зоне I возможно получение стационарных одноочаговых спиновых волн. Речь идет именно о возможности, поскольку, как показано в [5], при распространении спиновых волн существует неединственность. Следует обратить внимание, что при $R_1/R_0 \approx 0.3$ одноочаговые стационарные спиновые волны существуют при больших значениях R_0 , чем в случаях больших и малых R_1 . Устойчивость распространения стационарных волн в зоне $R_1/R_0 \approx 0.3$ можно объяснить следующим образом. С одной стороны, толщина стенки цилиндра достаточно большая по сравнению с двумерным случаем, когда принципиальную роль играет длина окружности поперечного сечения цилиндра. При уменьшении R_1 закономерности, свойственные спиновым волнам на цилиндрической

*Вместо отношения радиусов можно рассматривать радиус канала или толщину стенки образца. Но эти величины взаимосвязаны, поэтому выбор одной из них не принципиален.

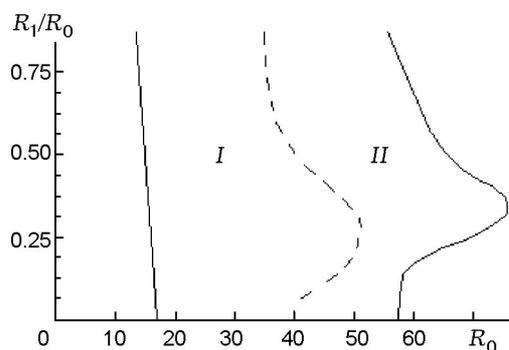


Рис. 7. Область существования одноочаговых стационарных (I) и нестационарных (II) режимов

оболочке, изменяются, поскольку всё большую роль играет трехмерность процесса. Поэтому в зоне $R_1/R_0 \approx 0.3$ стационарность сохраняется при больших значениях R_0 , чем при горении цилиндра с тонкой стенкой. С другой стороны, отсутствие колебаний во внутренней зоне, характерное для распространения спиновых волн по сплошному образцу с большим радиусом, при распространении фронта горения по образцу с каналом позволяет сохраняться стационарности волны. Поэтому одноочаговая спиновая волна, распространяющаяся по сплошному цилиндру (или при малых R_1), становится нестационарной при меньших значениях R_0 , чем спиновая волна, движущаяся по толсто-стенному цилиндрическому образцу.

Как было показано выше, увеличение радиуса образца может привести к возникновению нестационарности, т. е. такому распространению спиновых волн, при котором максимальная температура в очаге периодически изменяется. На рис. 8 показано, как могут меняться со временем максимальная температура в очаге и координаты точки, в которой этот максимум достигается. Рис. 8,а соответствует случаю незначительного удаления в область нестационарности, в то время как рис. 8,б демонстрирует изменение максимальной температуры и координат ее положения при параметрах вблизи границы области существования. В обоих случаях максимум температуры достигается на поверхности образца, поэтому радиальная координата не приведена. Однако при больших радиусах образца и незначительных размерах канала возможно появление режимов, аналогичных описанным в [4, 6], т. е. режимов, при которых очаг периодически ух-

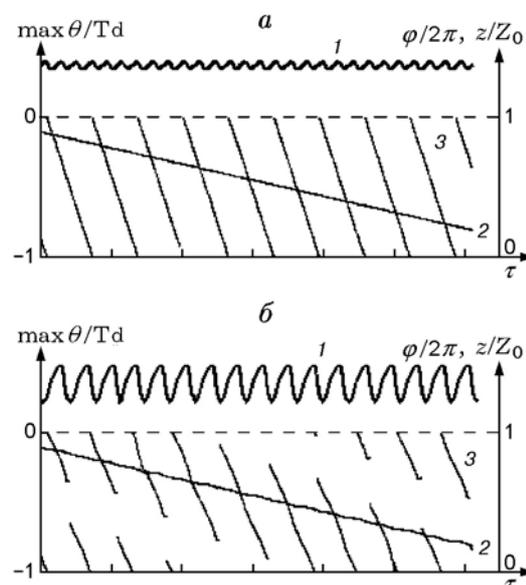


Рис. 8. Изменение во времени максимальной безразмерной температуры (1), продольной координаты (2) и угловой координаты (3):

а — $R_0 = 60$, $R_1 = 0.25R_0$; б — $R_0 = 65$, $R_1 = 0.25R_0$; одно деление на оси τ соответствует 500 безразмерным единицам времени, $Z_0 = 500$

дит в глубь образца.

Говоря об области существования одноочаговой спиновой волны, следует объяснить причины, по которым вне этой зоны классическая спиновая волна не существует. При малых значениях R_0 существование спиновых волн невозможно, поэтому фронт становится плоским. В этом случае процесс можно рассматривать как одномерный [11]. В области II на рис. 7 распространение одноочаговых спиновых волн становится нестационарным, хотя и остается периодическим. Однако нестационарные периодические одноочаговые спиновые волны имеют некоторые отличия в зависимости от величины R_1/R_0 . Как показано в [4], при распространении одноочаговых нестационарных спиновых волн по сплошному образцу очаг периодически растягивается вдоль радиуса, а затем выходит на поверхность, как бы двигаясь поперек образца. При небольших значениях R_1 получаются режимы, мало отличающиеся от одноочаговых режимов, описанных в [4, 6]. При больших значениях R_1 механизм распространения нестационарных волн приобретает другой характер: в какой-то момент перед очагом на поверхности образца возникает другой очаг, который как бы «перехватывает инициативу»

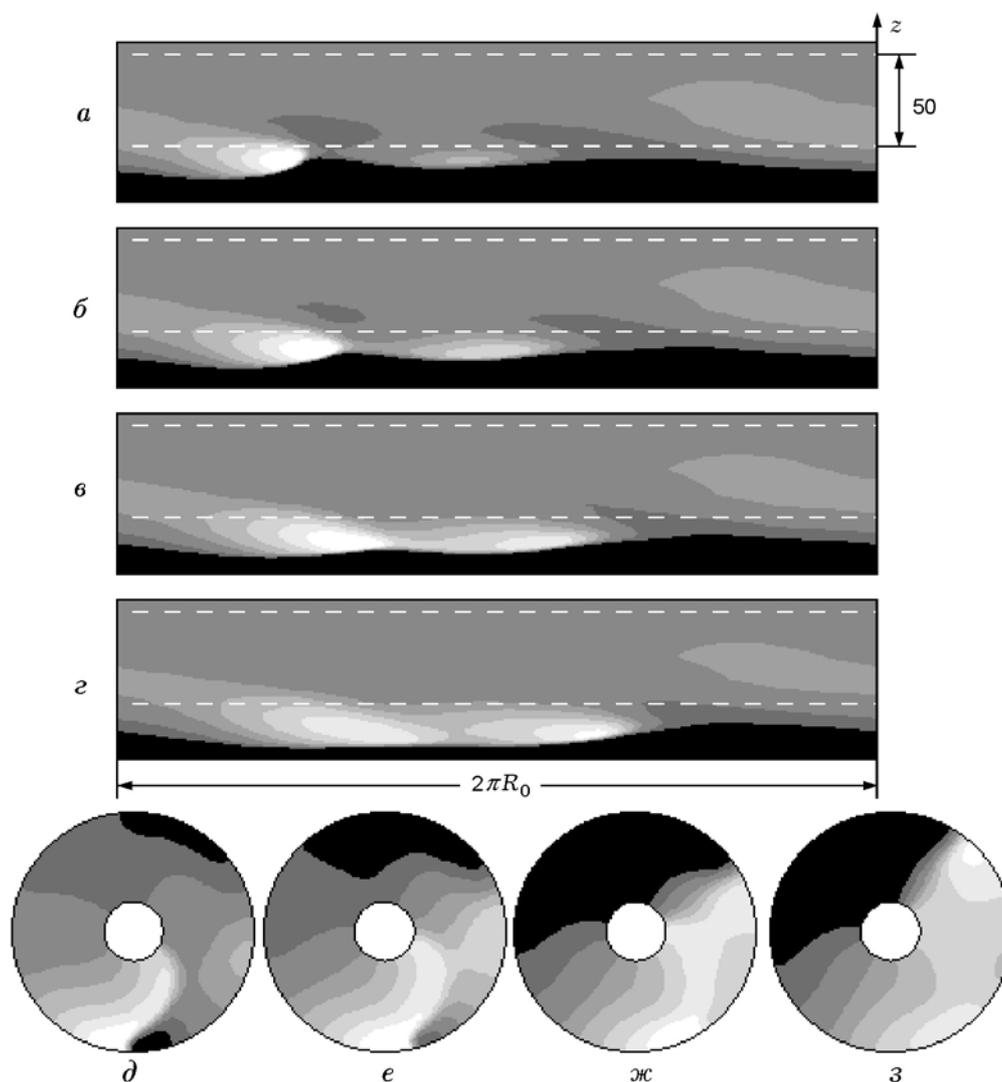


Рис. 9. Распределение температуры в последовательные моменты времени на поверхности образца (*a–г*) и в сечении, перпендикулярном оси и проходящем через точку с максимальной температурой (*д–з*):

$R_0 = 65$, $R_1 = 0.25R_0$; самая темная область соответствует $\theta < -1$, изотермы расположены через 0.5 характеристического температурного интервала

и движется дальше, в то время как прежний очаг, попав в зону сгоревших реагентов, гаснет (рис. 9, *a–г*). Из-за различия в механизме нестационарности период процесса по угловой координате при режимах типа полученных при горении сплошного образца (малые радиусы R_1) меньше 2π , в то время как при больших радиусах внутреннего канала — больше 2π . При средних значениях R_1 возможны режимы, несущие в себе черты обоих типов нестационарных режимов. На рис. 9, *д–з* представлено распределение температуры в сечениях образца, перпен-

дикулярных его оси и проходящих через точку с максимальной температурой, в последовательные моменты времени. Очаг на рис. 9, *д* не только растягивается вдоль радиуса, но его внутренняя часть продвинута вперед (движение — против часовой стрелки) из-за прогрева шихты за счет возникающего второго очага перед первым; на рис. 9, *е* показано увеличение температуры в новом очаге, на рис. 9, *ж* — объединение очагов внутри образца, на рис. 9, *з* температура в новом очаге стала выше, чем в старом. Дальнейшее распространение волны

происходит при наличии только одного очага вплоть до возникновения нового, в который перейдет максимум температуры, и т. д. На рис. 8, б видно, что угловая координата точки, в которой находится максимум температуры, периодически скачком перемещается вперед.

ВЫВОДЫ

1. Впервые рассмотрена модель горения цилиндрического образца с соосным внутренним каналом в адиабатических условиях. Данная задача является обобщением исследовавшихся прежде моделей горения сплошного образца и цилиндрической оболочки.

2. Численное исследование твердопламенного горения толстостенного цилиндра позволило впервые определить и объяснить закономерности изменения характеристик трехмерных одноочаговых спиновых волн: а) при изменении радиуса внутреннего канала и сохранении внешнего радиуса образца; б) при изменении радиуса образца и постоянном размере канала; в) при изменении радиусов образца и канала, но сохранении толщины стенки образца.

3. Получен и описан нестационарный периодический спиновый режим, при котором перед очагом на поверхности образца возникает новый очаг, в то время как старый гаснет, попадая в зону продуктов реакции. Затем перед этим очагом снова появляется новый очаг в зоне прогрева и т. д.

4. Показано, что область существования одноочаговых спиновых волн (стационарных и нестационарных) в образцах с каналом может быть больше, чем соответствующая область существования при горении как сплошных образцов, так и тонкостенных цилиндров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Максимов Ю. М., Пак А. Т., Лавренчук Г. В. и др. Спиновое горение безгазовых

систем // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 3. С. 156–159.

2. 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.
3. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов волн безгазового горения // Докл. РАН. 1999. Т. 369, № 2. С. 186–191.
4. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Трехмерные спиновые волны безгазового горения // Докл. РАН. 2000. Т. 371, № 6. С. 753–758.
5. Ivleva T. P., Merzhanov A. G. Structure and variability of spinning reaction waves in three-dimensional excitable media // Phys. Rev. E. 2001. V. 64, N 3. 036218.
6. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов безгазового горения // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 47–54.
7. Ivleva T. P., Merzhanov A. G. Three-dimensional modes of unsteady solid-flame combustion // Chaos. 2003. V. 13, N 1. P. 80–85.
8. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. Математическая модель спинового горения // Докл. АН СССР. 1978. Т. 239, № 5. С. 1086–1088.
9. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. О закономерностях спинового режима распространения фронта горения // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 2. С. 3–10.
10. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.
11. 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.
12. Новожилов Б. В. Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Докл. АН СССР. 1961. Т. 141, № 1. С. 151–153.

*Поступила в редакцию 11/V 2005 г.,
в окончательном варианте — 28/VII 2005 г.*