

ДВУМЕРНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожиллов

(Москва)

В линейном приближении исследован вопрос об устойчивости горения конденсированных систем по отношению к искривлениям фронта. Рассмотрены две простейшие модели горения: безгазовые системы и модель беспламенного горения твердого топлива. В первом случае продукты горения, так же как и исходное вещество, являются конденсированными, во втором — твердое топливо превращается в газ, в котором не происходит никаких химических реакций. Найдены границы устойчивости стационарного режима горения. Показано, что безгазовые системы менее устойчивы по отношению к двумерным возмущениям, чем к одномерным. Для модели беспламенного горения результат зависит от соотношения теплофизических констант исходного вещества и продуктов.

Рассмотрен вопрос о влиянии теплоотвода на одномерную устойчивость безгазовых составов. Увеличение теплоотвода уменьшает область устойчивого горения, причем одномерная неустойчивость возникает раньше, чем происходит срыв горения из-за сильного теплоотвода в стенки.

1. Устойчивость горения безгазовых систем. Обычно горение твердого топлива сопровождается переходом вещества из конденсированного состояния в газообразное. Однако имеются случаи, когда за фронтом экзотермической реакции, распространяющимся по твердому веществу, остаются продукты реакции в конденсированном состоянии. Примером может служить горение термитов, которые экспериментально исследовались в [1, 2]. Аналогичная картина возникает при распространении фронта полимеризации в конденсированной среде. Теоретически вопрос о стационарной скорости распространения фронта реакции в таких системах рассматривался в [3-6].

Исследуем устойчивость горения безгазового состава, используя предположение о сильной зависимости скорости химической реакции от температуры. Это предположение позволяет считать узкой зону превращения исходного вещества по сравнению с шириной зоны подогрева и рассматривать ее как поверхность, разделяющую исходное вещество (зона 1) и продукты реакции (зона 2). (Величины, относящиеся к каждой из этих зон, отмечаются индексами 1 и 2 соответственно). Возьмем систему координат, в которой невозмущенная поверхность пороха покоится ($x = 0$), а исходное вещество, расположенное при $x < 0$, движется со скоростью u , равной стационарной скорости распространения фронта химической реакции.

Стационарные распределения температуры

$$T_1^0 = T_0 + (T_a - T_0)e^{ux/x}, \quad T_2^0 = T_a \quad (1.1)$$

удовлетворяют одному и тому же уравнению теплопроводности

$$\lambda \frac{d^2 T^0}{dx^2} - \rho u c \frac{dT^0}{dx} = 0 \quad (1.2)$$

и граничным условиям

$$\begin{aligned} T_1^0|_{x=-\infty} = T_0, \quad T_1^0|_{x=0} = T_a \\ T_2^0|_{x=0} = T_a, \quad \left. \frac{dT_2^0}{dx} \right|_{x=\infty} = 0 \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь T_0 — начальная температура пороха, $T_a = T_0 + q/c$ — температура горения, ρ — плотность, c — теплоемкость, $\kappa = \lambda/\rho c$ — коэффициент температуропроводности (λ — коэффициент теплопроводности), q — тепловой эффект реакции. Стационарные значения температуры отменяются градусами.

Используя метод малых возмущений, зададим искривление поверхности горения следующим образом:

$$\xi = D \exp(\omega t + iKy) \quad (1.4)$$

где y — координата, направленная вдоль невозмущенного фронта реакции, ω — частота, t — время, K — волновое число, D — амплитуда возмущения. Без ограничения общности можно рассматривать двумерную задачу.

Возмущенные решения ищем в виде

$$T_i = T_i^0 + T_i'(x) \exp(\omega t + iKy) \quad (i = 1, 2) \quad (1.5)$$

Подстановка (1.5) в нестационарные уравнения теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T_i}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} \right) - \rho u c \frac{\partial T_i}{\partial x} \quad (1.6)$$

приводит к обыкновенным дифференциальным уравнениям второго порядка относительно $T_1'(x)$, $T_2'(x)$, решение которых дает

$$\begin{aligned} T_1' &= A \exp(z_1 u x / 2\kappa), & z_1 &= 1 + \sqrt{1 + 4\Omega + s^2} \\ T_2' &= B \exp(z_2 u x / 2\kappa), & z_2 &= 1 - \sqrt{1 + 4\Omega + s^2} \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\Omega = \frac{\kappa}{u^2} \omega, \quad s = 2 \frac{\kappa}{u} K$$

Здесь Ω — безразмерная частота, s характеризует отношение ширины михельсоновской зоны прогрева κ/u к длине волны возмущения $2\pi/K$, A и B — константы интегрирования. При выборе знака в z_1 и z_2 использовано условие затухания возмущений на бесконечности.

Возмущенные решения связаны между собой условиями на поверхности, где происходит химическая реакция: температура непрерывна, а поток тепла изменяется из-за тепловыделения в зоне реакции. В рассматриваемом приближении имеем

$$x = \xi, \quad T_1 = T_2, \quad -\lambda \frac{\partial T_1}{\partial x} + \rho \left(u - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) q = -\lambda \frac{\partial T_2}{\partial x} \quad (1.8)$$

Здесь учтено, что производная по нормали отличается от производной по x на величину второго порядка малости.

В дальнейшем считаем, что скорость горения зависит только от температуры в зоне химического превращения. Тогда в линейном приближении изменение скорости горения с температурой можно описать коэффициентом

$$k = (T_a - T_0) \frac{d \ln u}{dT_0} \quad (1.9)$$

явное выражение которого зависит от вида стационарного закона горения $u(T_a)$. В случае аррениусовской зависимости скорости химической реакции, которая рассматривалась в [3-6], при пренебрежении степенной зависимостью по сравнению с экспоненциальной имеем

$$u \sim \exp(-E/2RT_a), \quad k = \frac{(T_a - T_0)E}{2RT_a^2} \quad (1.10)$$

Здесь E — энергия активации, R — газовая постоянная.

Введение коэффициента температурной чувствительности скорости горения позволяет записать условие полного потребления реагирующего вещества следующим образом:

$$x = \xi; \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{ku(T_2 - T_0)}{T_a - T_0} \quad (1.11)$$

Линеаризуем соотношения (1.8), (1.11) относительно малых добавок; в результате при $x = 0$ имеем

$$\begin{aligned} \frac{dT_1^0}{dx} \xi + T_1' &= \frac{dT_2^0}{dx} \xi + T_2' \\ \lambda \frac{d^2 T_1^0}{dx^2} \xi + \lambda \frac{\partial T_1'}{\partial x} + \rho \frac{\partial \xi}{\partial t} q &= \lambda \frac{d^2 T_2^0}{dx^2} \xi + \lambda \frac{\partial T_2'}{\partial x} \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} &= -\frac{k}{T_a - T_0} \left(\frac{dT_2^0}{dx} \xi + T_2' \right) u \end{aligned} \quad (1.12)$$

Подставляя в эти соотношения решения (1.1), (1.4) и (1.7), получим однородную систему трех линейных уравнений относительно A , B и D , условие разрешимости которой дает

$$16\Omega^3 + 4\Omega^2(1 + 4k - k^2 + s^2) + 4\Omega k(1 + s^2) + s^2 k^2 = 0 \quad (1.13)$$

Положив здесь $\Omega = \pm i\psi$, найдем границу устойчивости $k_1(s^2)$

$$k_1 = (4 + 3s^2 + \sqrt{(4 + 3s^2)^2 + 4(1 + s^2)^3})/2(1 + s^2) \quad (1.14)$$

Минимальное значение $k_1 = 4$ и достигается при $s = 1$. Полагая в (1.14) $s = 0$, получим, что область неустойчивости к одномерным возмущениям расположена при $k > 2 + \sqrt{5} \approx 4.24$. Таким образом, фронт химической реакции более устойчив по отношению к одномерным возмущениям, чем к пространственным.

Частота на границе устойчивости чисто мнимая, т. е. потеря устойчивости носит колебательный характер. Как функция длины волны возмущения она выражается в виде

$$\psi^2 = 1/8(4 + 3s^2 + \sqrt{(4 + 3s^2)^2 + 4(1 + s^2)^3}) \quad (1.15)$$

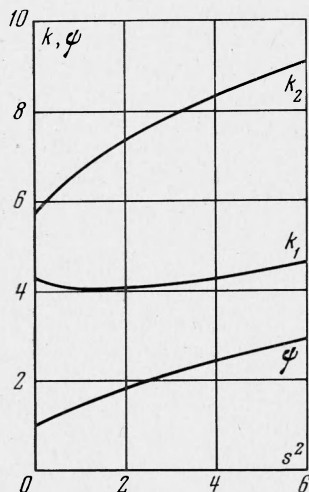
При удалении от границы устойчивости (увеличение k) можно достичь области, где возмущения будут нарастать экспоненциально. Границу колебательной и экспоненциальной неустойчивости $k_2(s^2)$ можно получить, воспользовавшись формулами Кардано для кубического уравнения (1.13). Она определяется уравнением

$$\begin{aligned} (s^2)^3 - (s^2)^2(2k_2^2 + 6k_2 - 3) + s^2(k_2^4 - 10k_2^3 + 26k_2^2 - 12k_2 + 3) + \\ + k_2^2 - 6k_2 + 1 = 0 \end{aligned} \quad (1.16)$$

Эту кривую можно построить численно, находя для каждого k нули функции в левой части (1.16). В частности, для $s = 0$ имеем $k_2 = 3 + 2\sqrt{2} \approx$

≈ 5.83 . Графики функций $k_1(s^2)$, $k_2(s^2)$ и $\psi(s^2)$ представлены на фиг. 1. Область неустойчивости расположена выше кривой $k_1(s^2)$.

Проделанный выше анализ устойчивости показывает, что безгазовые системы менее устойчивы к двумерным возмущениям, чем к одномерным. Потеря одномерной устойчивости происходит в области развитых двумерных возмущений. Это обстоятельство должно учитываться при попытках численного расчета нестационарной скорости фронта химической реакции в неустойчивой области. Одномерный подход к таким задачам некорректен.



Фиг. 1

Следует отметить также, что проведенный выше анализ устойчивости во многом повторяет исследование диффузионно-тепловой устойчивости газового пламени к пространственным возмущениям [7]. Авторы работы [7] ограничились выяснением влияния фактора $D - \kappa$ (D — коэффициент диффузии) на устойчивость газового пламени к длинноволновым возмущениям. Между тем задача решалась для среды с постоянной плотностью. Поэтому если не ограничиваться только длинноволновыми возмущениями и совершить предельный переход $D / \kappa \rightarrow 0$ в соответствующих соотношениях [7], то получится дисперсионное соотношение (1.13), которое дает неустойчивые корни при $k > 4$.

2. Влияние теплоотвода на одномерную устойчивость безгазовых составов. Я. Б. Зельдовичем [8] показано, что теплоотвод может привести к срыву горения. В [8] была найдена минимальная температура в зоне реакции T_b^* , при которой еще возможно стационарное горение, и вычислена соответствующая этой температуре скорость горения u_b^*

$$T_b^* = T_a - \frac{R T_a^2}{E}, \quad u_b^* = \frac{u}{\sqrt{e}} \quad (2.1)$$

Хотя теория пределов горения в [8] была развита для газов, ее можно применить и для горения конденсированных систем, подчиняющихся аррениусовской кинетике (закон горения выражается в этом случае зависимостью вида (1.10)).

В этом разделе показывается, что неустойчивость стационарного режима горения безгазового состава возникает раньше (при меньших тепловых потерях), чем осуществляется срыв горения. Исследуем для этого одномерную устойчивость фронта реакции, распространяющегося в условиях теплоотвода. Считая температуру постоянной по сечению трубы, добавим в правую часть уравнений (1.6) член, учитывающий тепловые потери

$$\rho c \frac{\partial T_i}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} - \rho u c \frac{\partial T_i}{\partial x} - \delta (T_i - T_0) \quad (2.2)$$

Здесь δ — коэффициент теплоотдачи.

Приведем сначала стационарные соотношения. Вместо (1.1) имеем

$$\begin{aligned} T_1^0 &= T_0 + (T_b - T_0) \exp \frac{u_b (1 + \beta) x}{2\kappa} \\ T_2^0 &= T_0 + (T_b - T_0) \exp \frac{u_b (1 - \beta) x}{2\kappa} \end{aligned} \quad \left(\beta^2 = 1 + 4 \frac{\delta}{\lambda} \frac{\kappa^2}{u_b^2} \right) \quad (2.3)$$

Здесь T_b и u_b — температура в зоне реакции и линейная скорость горения в условиях теплоотвода соответственно, β — параметр, характеризующий интенсивность теплоотвода ($\beta = 1$, $T_b = T_a$, $u_b = u$ при $\delta = 0$).

Уравнение баланса тепловой энергии на поверхности горения

$$x = 0, \quad -\lambda \frac{dT_1^\circ}{dx} + \rho u_b q = -\lambda \frac{dT_2^\circ}{dx} \quad (2.4)$$

определяет температуру сгорания

$$T_b = T_0 + \frac{q}{c\beta} \approx \frac{T_a}{\beta} \quad (2.5)$$

(В этом разделе полагаем $T_0 \ll T_b$.)

Соотношения на пределе горения (2.1) следуют из уравнения (2.5) и стационарной связи между скоростью горения и температурой в зоне реакции вида (1.10). Введение параметра β позволяет переписать первое соотношение (2.1) в виде

$$\beta^* = \frac{T_a}{T_b^*} = 1 + \frac{1}{2k} \quad \left(k = \frac{E}{2RT_a} \right) \quad (2.6)$$

Исследование одномерной ($K = 0$) устойчивости проведем по схеме, использованной в предыдущем разделе. Возмущения поверхности горения и температуры в зонах 1 и 2 имеют вид

$$\begin{aligned} \xi &= D \exp \omega t \\ T_1' &= A \exp(z_1' u_b x / 2\kappa), \quad z_1' = 1 + \sqrt{\beta^2 + 4\Omega} \\ T_2' &= B \exp(z_2' u_b x / 2\kappa), \quad z_2' = 1 - \sqrt{\beta^2 + 4\Omega} \end{aligned} \quad \left(\Omega = \frac{\omega \kappa}{u_b^2} \right) \quad (2.7)$$

Первые два соотношения в (1.12) останутся теми же; вместо третьего имеем

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -k \frac{\beta^2 u_b}{T_a} \left(T_2' + \frac{dT_2^\circ}{dx} \xi \right) \quad (2.8)$$

Подставляя решения (2.3), (2.7) в первые два соотношения (1.12) и в (2.8), получим с учетом (2.5) однородную систему уравнений относительно A , B , D , из которой следует характеристическое уравнение для Ω

$$4\Omega^2 + \beta\Omega(\beta + 4k - k^2\beta^3) + k\beta^2(\beta - k\beta^2 + k) = 0 \quad (2.9)$$

При $\beta = 1$ соотношение (2.9) совпадает с (1.13), если в последнем положить $s = 0$. Уравнение для границы устойчивости $k(\beta')$, вытекающее из (2.9), имеет вид

$$k = \frac{1}{\beta'^3} (2 + \sqrt{4 + \beta'^4}), \quad \beta' = \frac{T_a}{T_b'} \quad (2.10)$$

где T_b' — температура в зоне горения, соответствующая границе одномерной устойчивости.

Зависимости $\beta'(k)$, определяемая из (2.10), и $\beta^*(k)$ из (2.6) представлены на фиг. 2. Область неустойчивости расположена выше кривой $\beta'(k)$; область над кривой $\beta^*(k)$ соответствует срыву горения. Для данного состава (k фиксировано) при увеличении теплоотвода стационарный режим горения становится неустойчивым раньше, чем наступает срыв горения в результате теплоотдачи в стенку. Это имеет место при $2.7 < k < 4.24$ (при $k > 4.24$ фронт горения неустойчив к одномерным возмуще-

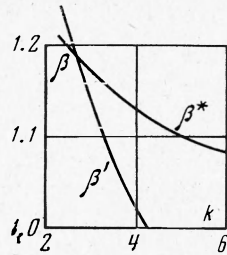
ниям и в адиабатических условиях). Таким образом, температура в зоне реакции T_b' (соответственно, скорость горения u_b'), отвечающая потере устойчивости, может значительно превышать температуру сгорания на пределе горения T_b^* (соответственно, скорость горения на пределе u_b^* , которая в \sqrt{e} раз меньше адиабатической).

На фиг. 3 в зависимости от параметра k построена величина скорости горения на границе устойчивости

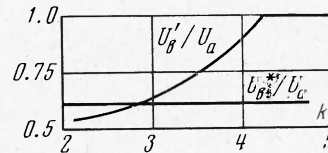
$$u_b'/u_a = \exp(k[1 - \beta'(k)]) \quad (2.11)$$

Для сравнения на фиг. 3 приведена также зависимость u_b^*/u_a из (2.1).

3. Устойчивость модели беспламенного горения. Рассмотрим теперь другую простейшую модель горения конденсированного вещества, когда в результате реакции образуются газообразные продукты, а химическое превращение происходит на поверхности твердой фазы. На опыте такой



Фиг. 2



Фиг. 3

режим, получивший название беспламенного горения, наблюдается при горении баллиститных порохов в условиях очень низкого давления [9].

Проведем анализ устойчивости такой модели по отношению к пространственным возмущениям. Стационарные распределения температуры в зонах 1 и 2 имеют вид

$$T_1^\circ = T_0 + (T_a - T_0) \exp(u_1 x / \kappa_1), \quad T_2^\circ = T_a \quad (3.1)$$

В силу уравнения неразрывности имеем

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 = j, \quad u_1 / u_2 = \rho_2 / \rho_1 \ll 1 \quad (3.2)$$

Уравнение баланса тепловой энергии на поверхности пороха

$$x = 0, \quad -\lambda_1 \frac{dT_1^\circ}{dx} + \rho_1 u_1 (q + c_1 T_a) = \rho_2 u_2 c_2 T_a \quad (3.3)$$

определяет стационарную температуру в зоне реакции

$$T_a = \frac{c_1}{c_2} T_0 + \frac{q}{c_2} \quad (3.4)$$

Возмущения поверхности пороха и температуры в зонах 1 и 2 имеют вид (1.4), (1.5). Решение линеаризованного уравнения теплопроводности (1.6) в зоне 1 дает

$$T_1' = A \exp(z_1 u_1 x / 2\kappa_1), \quad z_1 = 1 + \sqrt{1 + 4\Omega + s^2} \quad (3.5)$$

$$\Omega = \frac{\kappa_1}{u_1^2} \omega, \quad s = 2 \frac{\kappa_1}{u_1} K$$

Уравнение теплопроводности в области газообразных продуктов реакции

$$\rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right) - j_x c_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} - j_y c_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \quad (3.6)$$

содержит компоненты j_x и j_y потока вещества по осям координат. Поскольку, однако, стационарное распределение температуры в зоне 2 не зависит от координат, то в линеаризованное уравнение (3.6) не войдут возмущения величин j_x и j_y

$$\rho_2 c_2 \frac{\partial T_2'}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2'}{\partial y^2} \right) - j c_2 \frac{\partial T_2'}{\partial x} \quad (3.7)$$

Подставляя в (3.7) выражение для T_2' и решая получившееся уравнение, имеем

$$T_2' = B \exp(z_2 u_2 x / 2\kappa_2), \quad z_2 = 1 - \sqrt{1 + s^2 \alpha + 4 \frac{\kappa_2}{u_2^2} \omega}, \quad \alpha = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{c_1}{c_2} \right)^2 \quad (3.8)$$

Заметим, что с учетом (3.2)

$$\frac{\omega \kappa_2}{u_2^2} = \Omega \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{c_1}{c_2} \frac{\rho_2}{\rho_1} \ll 1 \quad (3.9)$$

Это позволяет в подкоренном выражении в (3.8) пренебречь последним слагаемым. Условие (3.9) означает безынерционность процессов в газовой фазе.

Подстановка решений (3.1), (3.5), (3.8) в первое уравнение (1.12), выражающее условие непрерывности температуры на поверхности горения, дает

$$\frac{u_1}{\kappa_1} (T_a - T_0) D + A - B = 0 \quad (3.10)$$

Вводя коэффициент температурной чувствительности скорости горения согласно (1.9), запишем условие полного потребления реагирующего вещества во фронте реакции, аналогичное (1.11)

$$x = \xi, \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} = - \frac{k}{T_a - T_0} u_1 \frac{c_2}{c_1} T_2' \quad (3.11)$$

Для закона горения вида (1.10)

$$k = \frac{(T_a - T_0) E}{2RT_a^2} \frac{c_1}{c_2} \quad (3.12)$$

Подстановка выражений для ξ и T_2' в (3.11) дает

$$\frac{k}{T_a - T_0} \frac{c_2}{c_1} B + \Omega D = 0 \quad (3.13)$$

Условие энергетического баланса на поверхности твердой фазы в рассматриваемом приближении имеет вид

$$x = \xi, \quad -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + \rho_1 \left(u_1 - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) (q + c_1 T_1) = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} + \rho_2 \left(u_1 - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) c_2 T_2 \quad (3.14)$$

Линеаризация (3.14) и подстановка выражений для малых добавок приводит к уравнению

$$\left(\frac{1}{2} z_1 - 1 \right) A - \frac{c_2}{c_1} \left(k - 1 + \frac{1}{2} z_2 \right) B = 0 \quad (3.15)$$

Приравнявая определитель системы линейных однородных уравнений (3.10), (3.13), (3.15) нулю, получим характеристическое уравнение для Ω

$$4\Omega^3 + \Omega^2 [1 + 8kr + s^2 - (1 + 2kr - r + r\sqrt{1 + s^2\alpha})^2] + \Omega 2kr(s^2 + r + r\sqrt{1 + s^2\alpha}) + k^2r^2s^2 = 0 \quad (3.16)$$

$$r = \frac{c_2}{c_1} = \left(\frac{dT_\alpha}{dT_0} \right)^{-1}$$

Граница устойчивости определяется уравнением

$$k = \frac{1}{2r} \left\{ \left[1 + R - \frac{s^2}{2(s^2 + R)} \right] + \sqrt{\left[1 + R - \frac{s^2}{2(s^2 + R)} \right]^2 + s^2(1 - r^2\alpha) + 2R(1 - r)} \right\} \quad (3.17)$$

$$R = r(1 + \sqrt{1 + s^2\alpha})$$

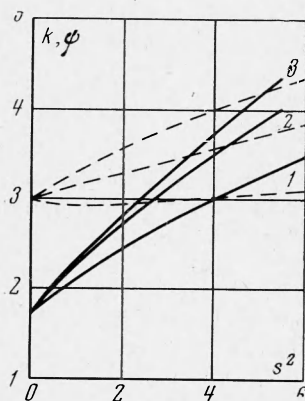
Частота на границе устойчивости чисто мнимая ($\Omega = i\psi$) и зависит от длины волны возмущения следующим образом:

$$\psi^2 = 1/2kr(s^2 + R) \quad (3.18)$$

где k как функция s^2 выражается из (3.17).

Исследование поведения нейтральной кривой (3.17) при $s \rightarrow 0$ показывает, что фронт реакции менее устойчив по отношению к пространственным возмущениям, чем к одномерным, при следующем соотношении теплофизических констант исходного вещества и продуктов:

$$\alpha < \frac{1}{2r^2} \frac{1 + \sqrt{1 + 8r}}{2 + \sqrt{1 + 8r}} \quad (3.19)$$



Фиг. 4

На фиг. 4 построены зависимости (3.17) и (3.18) для $r = 1$ и значений $\alpha_1 = 0$ (кривые 1), $\alpha_2 = 0.5$ (кривые 2), $\alpha_3 = 1$ (кривые 3). Нейтральные кривые нанесены пунктиром. Области неустойчивого горения расположены выше этих кривых. Границе одномерной устойчивости соответствует $k = 3$, что согласуется с результатами теории одномерной устойчивости горения пороха [10], которая дает следующую связь параметров на границе устойчивости: $r^{-1} = (k - 1)^2 / (k + 1)$.

Уменьшение параметра α приводит к расширению области неустойчивости. При $\alpha < 0.4$ система становится более устойчивой по отношению к одномерным возмущениям, чем к пространственным. Минимальное граничное значение $k \approx 2.91$ достигается при $\alpha = 0$, при этом $s \approx 1$. Сравнение фиг. 1 и фиг. 4 позволяет сделать вывод, что безынерционность зоны продуктов сгорания приводит к расширению области неустойчивости.

Поступила 29 III 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Б е л я е в А. Ф., К о м к о в а Л. Д. Зависимость скорости горения термитов от давления. Ж. физ. химии, 1950, т. 24, вып. 11.
2. М а к с и м о в Э. И., М е р ж а н о в А. Г., Ш к и р о В. М. Безгазовые составы как простейшая модель горения нелетучих конденсированных систем. Физика горения и взрыва, 1965, № 4.

3. З е л ь д о в и ч Я. Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ. ЖЭТФ, 1942, т. 12, № 11—12.
 4. Н о в о ж и л о в Б. В. Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе. Докл. АН СССР, 1961, т. 141, № 1.
 5. Н о в и к о в С. С., Р я з а н ц е в Ю. С. К теории стационарной скорости распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной среде. ПМТФ, 1965, № 3.
 6. Х а й к и н Б. И., М е р ж а н о в А. Г. К теории теплового распространения фронта химической реакции. Физика горения и взрыва, 1966, № 3.
 7. Б а р е н б л а т т Г. И., З е л ь д о в и ч Я. Б., И с т р а т о в А. Г. О диффузионно-тепловой устойчивости ламинарного пламени. ПМТФ, 1962, № 4.
 8. З е л ь д о в и ч Я. Б. Теория предела распространения тихого пламени. ЖЭТФ, 1941, т. 11, вып. 1.
 9. З е н и н А. А. Горение нитроглицеринового пороха в вакууме и при давлениях ниже атмосферного. Физика горения и взрыва, 1966, № 1.
 10. Н о в о ж и л о в Б. В. Критерий устойчивости стационарного режима горения пороха. ПМТФ, 1965, № 4.
-