

**РАСЧЕТ МОДЕЛЬНОЙ ЗАДАЧИ  
О СГОРАНИИ ОДНОМЕРНОГО ПЛОСКОГО ОБРАЗЦА  
БЕЗГАЗОВОЙ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ,  
ЗАКЛЮЧЕННОГО МЕЖДУ ПОВЕРХНОСТЯМИ  
С РАЗЛИЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ**

*В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев, В. М. Шевцова*

(Москва)

В [1] экспериментально исследовалось горение образцов пороха на металлической пластине. При достаточном приближении волны горения к контакту порох — металл тепловой поток из зоны реакции возрастает и горение прекращается, а на поверхности металла остается слой несгоревшего вещества. Толщина несгоревшего остатка пороха зависит от давления и начальной температуры и может быть измерена [2, 3]. В [4] получено численное решение соответствующей модельной задачи. Сопоставление данных эксперимента и теории дает возможность получать важные сведения о механизме горения пороха. Исследования закономерностей нестационарного горения пороха методом «замораживания» зоны горения [1] получило дальнейшее развитие в [5].

В данной работе содержится теоретический анализ задачи о нестационарном одномерном распространении зоны горения в безгазовой конденсированной системе в условиях теплового взаимодействия с охлаждаемой стенкой. Исследован случай автоколебательного режима горения [6].

Рассмотрим горение плоского слоя модельного безгазового конденсированного состава, на одной поверхности которого поддерживается температура  $T_+$  (горячая граница), на другой —  $T_-$  (холодная граница). В начальный момент температура слоя равна  $T_-$ , расстояние между холодной и горячей границами значительно превышает толщину прогретого слоя, поэтому наличие холодной стенки слабо влияет на процесс воспламенения и горения, инициируемый у горячей стенки. Вследствие теплопередачи от горячей стенки безгазовый состав прогревается, воспламеняется и по нему распространяется фронт реакции. В зависимости от численных значений характеристик безгазовой системы распространение зоны химической реакции может быть стационарным или пульсирующим. В данной работе выбирались значения характеристик, соответствующие пульсирующему режиму горения. При этом из-за того, приходит волна горения к холодной границе во время вспышки или депрессии, толщина слоя несгоревшего вещества на охлаждаемой пластине оказывается различной.

Одномерная задача о горении безгазовой к-фазы описывается следующей системой уравнений и граничных условий:

$$\begin{aligned} \rho c \cdot \partial T / \partial t &= \lambda \cdot \partial^2 T / \partial x^2 + \rho k Q (1 - y) \exp(-E/RT), \\ \rho \cdot \partial y / \partial t &= k \rho (1 - y) \exp(-E/RT), \\ T(0, t) &= T_+, T(L', t) = T(x, 0) = T_-, y(0) = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $T$  — температура;  $y$  — концентрация продуктов реакции;  $\rho$  — плотность;  $c$  — теплоемкость;  $\lambda$  — теплопроводность;  $E$  — энергия активации;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $R$  — газовая постоянная;  $k$  — предэкспоненциальный множитель;  $L'$  — толщина исследуемого образца, по порядку величины она больше десятка стационарных зон прогрева.

Запишем систему (1) в безразмерных переменных, выбрав их таким образом, чтобы в стационарном случае скорость распространения пламени равнялась единице [7]

$$\begin{aligned} \partial\Theta/\partial\tau &= \partial^2\Theta/\partial X^2 + \beta(1-y) \exp[\beta(\Theta-1)], \\ \partial y/\partial\tau &= \beta\gamma(1-y) \exp[\beta(\Theta-1)], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\Theta(0, t) = 1, \quad \Theta(0, L) = \Theta(X, 0) = y(0) = 0,$$

где  $\Theta = (T - T_-)/(T_+ - T_-)$ ;  $\beta = E(T_+ - T_-)/RT_+^2$ ;  $\gamma = c(T_+ - T_-)/Q$ ;

$$L = L'/\Delta x; \quad \tau = t/\Delta t; \quad X = x/\Delta x;$$

$$\Delta t = \gamma\beta \exp(\beta)/k; \quad \Delta x^2 = \lambda\gamma\beta \exp(\beta)/k\rho c.$$

При записи функции тепловыделения используется разложение экспоненты по Франк-Каменецкому [8].

Задача (2) решалась численно на ЭВМ. При счете использовалась неявная разностная схема. Основная трудность счета связана с резкой зависимостью функции тепловыделения от температуры. Зона химической реакции оказывается очень узкой, ее ширина по порядку величины равна  $1/\beta$ . (В задачах горения  $\beta$  обычно порядка 10—20.) Это накладывает сильные ограничения на шаги по пространству и времени. Чтобы правильно описать процессы тепломассообмена во фронте волны горения, необходимо, чтобы шаг по пространству был на порядок меньше ширины зоны реакции.

Ограничение на шаг по времени  $\tau^*$  следует из алгоритма решения. Если в разностном уравнении функция источника тепловыделения  $F$  берется с нижнего временного слоя, то во время всплеск, когда  $\Theta \geq 1$  и градиенты температуры и концентрации велики, ошибка в счете может быть существенна. Для избежания этого в данной работе проводилась квазилинеаризация функции тепловыделения и, кроме того, использовался итерационный процесс

$$F^{n+1} = \hat{F}^{n+1} + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right) (y^{n+1} - \hat{y}^{n+1}) + \left(\frac{\partial F}{\partial \Theta}\right) (\Theta^{n+1} - \hat{\Theta}^{n+1}).$$

Индекс  $(n+1)$  означает верхний  $(n+1)$  временной слой, знак  $\wedge$  означает  $k'$ -итерацию на  $(n+1)$ -слое. В качестве нулевой итерации бралось значение с нижнего  $n$ -слоя. Для температуры получалось разностное уравнение, которое решалось прогонкой

$$A\Theta_{j+1}^{n+1} - C\Theta_j^{n+1} + B\Theta_{j-1}^{n+1} + \Phi = 0.$$

Вследствие квазилинеаризации величина  $C$  здесь зависит от  $\hat{F}^{n+1}$ :

$$C = 1 + 2(\tau^*/h^2) - \tau^*\beta\hat{F}^{n+1} \quad (A = B = \tau^*/h^2).$$

Во время всплески для ряда значений  $\beta$  величина  $\hat{F}^{n+1}$  настолько велика, что может не выполняться условие хорошей обусловленности для прогонки [9]  $|C|/(|A| + |B|) > 1$ . В этом случае требуется значительное уменьшение шага по времени по сравнению с шагом в стационарном случае.

Поскольку в уравнениях (2) использовано разложение Франк-Каменецкого, для сравнения просчитан вариант, в котором оно не использовалось. Результаты в обоих случаях оказываются сходными, но при использовании разложения пространственная и временная переменные деформируются так, что время счета уменьшается примерно вдвое.

При расчете выбиралось  $\beta = 10$ , обеспечивающее автоколебательный режим горения [4]. Пространственно-временные распределения температуры и концентрации представлены на рис. 1, а, б.

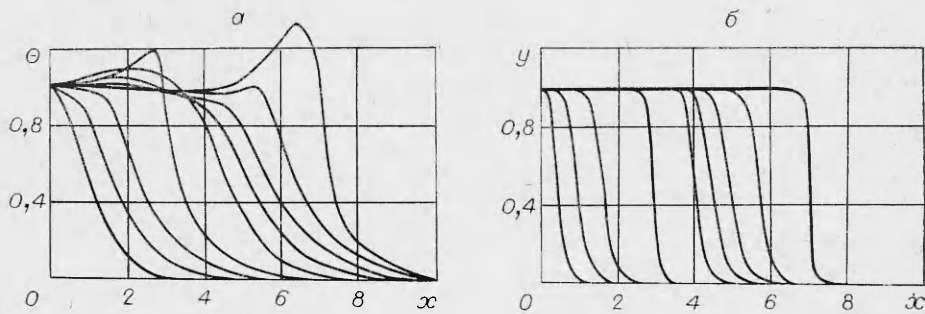


Рис. 1.

Очевидно, что при пульсирующем распространении горения характер взаимодействия зоны горения с холодной границей и толщина непрореагировавшего слоя горючего состава на холодной границе должны зависеть от длины образца, так как она определяет фазу пульсирующей волны горения в момент подхода к холодной границе. По мере приближения фронта горения к холодной границе возрастает теплоотвод из зоны реакции, увеличивается градиент температуры на границе, уменьшается скорость горения и на некотором расстоянии от охлаждаемой стенки происходит погасание.

Поток тепла  $q$  на холодной границе в зависимости от времени показан на рис. 2 для  $L=11$ . Видно, что, достигнув максимального значения, поток уменьшается вследствие прекращения горения и стремится к значению, соответствующему линейному распределению температуры в образце.

Зависимость толщины слоя несгоревшего вещества  $\delta$  от длины образца  $L$  показана сплошными линиями на рис. 3. На этом же рисунке штриховой линией показано изменение скорости фронта горения  $V$  в зависимости от пространственной координаты в случае, когда холодная граница находится на бесконечно большом расстоянии. Под скоростью фронта здесь понимается скорость перемещения в пространстве точки с концентрацией  $y=0,4$ . Детальное изучение колебаний скорости проводилось в [4]. Кривая 2 показывает зависимость толщины слоя несгоревшего вещества от начальной длины образца в случае автоколебательного режима горения при  $\beta=10$ . Толщина слоя несгоревшего вещества максимальна, когда холодная граница  $L$  расположена в том месте, где в отсутствие холодной границы имела бы место завершающая фаза вспышки (например, для  $L=10,5$ ). Это объясняется тем, что в предшествующей вспышке области депрессии вещества выгорает мало, а вследствие сильного теплоотвода охлаждаемой стенкой вспышка, в течение которой выгорело бы значительное количество вещества, не про-

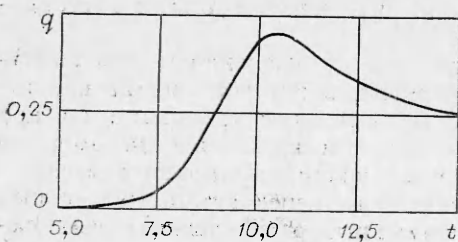


Рис. 2.

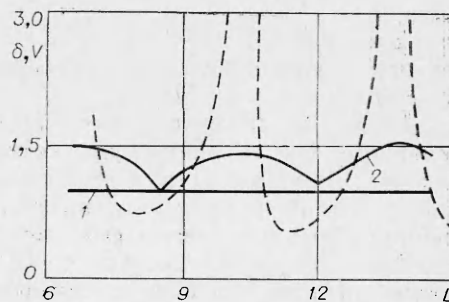


Рис. 3.

исходит. Для сравнения на рис. 3, 1 [1] показана толщина слоя несгоревшего вещества в стационарном режиме горения при  $\beta = 8$ . Эта величина, естественно, не зависит от длины образца и в выбранных переменных равна единице.

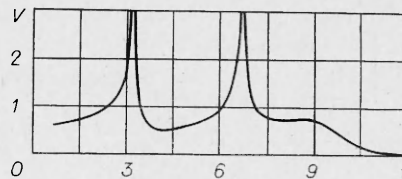


Рис. 4.

Соответствующее изменение скорости горения со временем для  $L = 11$  показано на рис. 4. После очередной вспышки (непоказанная на рисунке высота пиков скорости  $V = 16$ ) наступает область депрессии и затем скорость горения уменьшается до нуля, следующая вспышка не происходит.

В заключение отметим, что так же, как и для погасания пороха на металлической пластине, постановка соответствующего эксперимента и сопоставление экспериментальных данных о зависимости толщины несгоревшего слоя к-фазы от начальной длины образца с расчетными данными в случае безгазовых горючих составов в принципе может быть использовано для уточнения модельных представлений о механизме горения.

Поступила в редакцию  
18/III 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Новиков, П. Ф. Похил и др. Докл. АН СССР, 1968, 180, 6.
2. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1969, 2.
3. О. И. Нефедова, С. С. Новиков и др. ПМТФ, 1970, 2.
4. В. С. Берман, С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1972, 2.
5. А. А. Зелип, О. И. Лейпунский, В. М. Пучков. ФГВ, 1978, 14, 3.
6. К. Г. Шкадипский, Б. И. Хайкип, А. Г. Мержапов. ФГВ, 1971, 7, 1.
7. Б. В. Новожилов. Докл. АН СССР, 1961, 141, 1.
8. Д. А. Фрапк-Камеппецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1967.
9. С. К. Годунов, В. С. Рябенский. Разностные схемы. М., Наука, 1973.

#### О НЕСТАЦИОНАРНОМ ГОРЕНИИ В ОКРЕСТНОСТИ КОНТАКТА ДВУХ ТОПЛИВ

А. М. Липанов, А. В. Алиев

(Ижевск)

В работах [1, 2], посвященных процессам нестационарного горения твердого топлива, исследуется топливо с однородными свойствами. Если же рассматривать горение в окрестности контакта двух топлив с разными теплофизическими свойствами, то обнаруживаются новые закономерности, отсутствующие при рассмотрении однородного топлива. В частности, выход фронта пламени на границу топлив превращает предварительно стационарный процесс горения в нестационарный, требующий в ряде случаев совместного решения задач горения с задачами о процессах, происходящих в газовой фазе. В известной авторам литературе этот вопрос не исследовался.