

конгломератов. В результате резко уменьшается по сравнению с ожидаемым темп нарастания давления и затягиваются все стадии развития процесса. Указанные эффекты имеют непосредственное отношение к другому механизму перехода в детонацию, связанному с возникновением в зоне горения за фронтом пламени вторичной волны сжатия [6]. Этот механизм требует специального анализа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T. K. Davis, K. K. Kuo. J. Spacecraft and Rockets, 1979, 16, 4, 203.
2. T. E. Minor, A. W. Horst, J. L. Johndrow. 16-th JANAF Combustion Meeting/Ed. F. W. Christian. V. 1. CPTA Publication 308, Laurel, Md.
3. K. K. Kim. AIAA J., 1984, 22, 6, 793.
4. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев, А. И. Коротков и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
5. В. А. Фотеенков, А. И. Коротков и др. ФГВ, 1982, 18, 2, 137.
6. А. И. Коротков, А. А. Сулимов и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 315.
7. Б. С. Ермолаев, Б. В. Новожилов и др. ФГВ, 1985, 21, 5, 3.
8. Б. С. Ермолаев, В. С. Посвяиский и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 52.
9. R. R. Bernecker, Donna Price. Proc. VI Symp. (Intern.) on Detonation/Ed. D. J. Edwards. ACR-221, ONR, Arlington, Virginia, 1976.
10. А. В. Соколов, Ю. Н. Аксенов.— В кн.: Взрывное дело/Под ред. Л. В. Дубнова и Б. Я. Светлова. № 52/9. М.: Госгортехиздат, 1963.

Поступила в редакцию 2/1 1986,  
после доработки — 30/IX 1986

### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНЕРТНОЙ ПРЕГРАДЫ И ТЕПЛОПOTЕРЬ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ

А. Ю. Крайнов

(Томск)

Для обеспечения пожаровзрывобезопасности устройств и технологических процессов, обеспечения необходимого режима зажигания безгазовых составов волной горения [1—4] достаточно часто в качестве пламепреградителей используются прослойки инертного вещества. В [5] исследовалась задача о прохождении волны горения сквозь инертную преграду для конкретных конденсированного вещества и прослойки: рассмотрено влияние толщины прослойки на период задержки распространения волны горения. Физико-химические и кинетические параметры конденсированного вещества взяты из области неустойчивости стационарного фронта горения [6].

Ниже исследуется влияние теплофизических характеристик вещества инертной прослойки, ее толщины и влияние теплоотвода в окружающую среду на распространение волны горения сквозь инертную преграду.

Рассматривается бесконечный образец вещества, способного к экзотермической химической реакции. В образец введена прослойка инертного вещества толщиной  $\delta$ . В направлении к прослойке со скоростью  $u_{ст}$  распространяется стационарный фронт горения. Предполагается, что на боковых границах происходит теплообмен с окружающей средой по закону Ньютона. Теплофизические характеристики реагирующего и инертного веществ предполагаются независимыми от температуры.

Процесс нестационарного распространения фронта горения сквозь инертную преграду в предположении усреднения температуры по толщине и зависимости скорости реакции от температуры по закону Арре-

ниуса описывается системой уравнений: в зонах реагирующего вещества  $-\infty < x < 0$ ,  $\delta < x < \infty$

$$\lambda_1 \rho_1 \partial T / \partial t = \lambda_1 \partial^2 T / \partial x^2 + Q k_0 a \exp(-E/RT) - \alpha(T - T_0), \quad (1)$$

$$da/dt = -a k_0 \exp(-E/RT), \quad (2)$$

в зоне инертной прослойки  $0 < x < \delta$

$$c_2 \rho_2 \partial T / \partial t = \lambda_2 \partial^2 T / \partial x^2 - \alpha(T - T_0), \quad (3)$$

с сопряженными граничными

$$\begin{aligned} \lambda_1 \partial T(-0, t) / \partial x &= \lambda_2 \partial T(+0, t) / \partial x, \quad T(-0, t) = T(+0, t), \\ \lambda_2 \partial T(\delta - 0, t) / \partial x &= \lambda_1 \partial T(\delta + 0, t) / \partial x, \quad T(\delta - 0, t) = T(\delta + 0, t), \\ \partial T(\pm \infty, t) / \partial x &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

и начальными условиями

$$a(x, 0) = a_0, \quad T(x, 0) = T_0. \quad (5)$$

Здесь  $c$  — удельная теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $k_0$  — предэкспонент;  $E$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $a$  — концентрация исходного вещества;  $T$  — температура;  $t$  — время;  $x$  — координата; индексы 1 и 2 соответствуют реагирующему и инертному веществам.

Выбраны традиционные для теории горения безразмерные переменные и параметры [7]:  $\tau = t/t_*$ ,  $\xi = x/x_*$ ,  $x_* = \sqrt{\lambda_2 \lambda_1 / (c_2 \rho_2)}$ ,  $a' = a/a_0$ ,  $t_* = c_1 \rho_1 R T_r^2 \exp(E/RT_r) / (Q k_0 a_0 E)$ ,  $\Theta = E(T - T_r) / (R T_r^2)$ ,  $\beta = RT_r / E$ ,  $\gamma = c_1 \rho_1 R T_r^2 / (Q a_0 E)$ ,  $c'_1 = c_2 \rho_2 / (c_1 \rho_1)$ ,  $\omega = \alpha R T_r^2 \exp(E/RT_r) / (E Q k_0 a_0)$ ,  $\Delta = \delta / x_*$ ,  $\Lambda = \lambda_2 / \lambda_1$ . Система уравнений (1)–(5) записывалась в безразмерном виде.

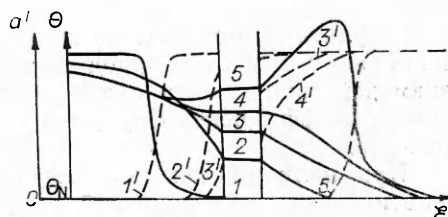
Время задержки распространения фронта горения сквозь инертную преграду  $\tau_p$  будет функцией определяющих параметров задачи:

$$\tau_p = \tau_p(\gamma, \beta, \Lambda, c, \Delta, \omega).$$

Задача решалась численно на неравномерной адаптируемой к решению сетке, сгущающейся в зоне интенсивного химического тепловыделения. Параметры  $\gamma$  и  $\beta$  выбраны из соображений устойчивости одномерного фронта горения [6].

При отсутствии теплообмена с окружающей средой воспламенение в веществе позади прослойки происходит при любых значениях  $\Delta$ . Нестационарная картина распространения фронта горения сквозь инертную преграду показана на рис. 1. Стационарно распространяющийся фронт горения начинает взаимодействовать с инертной преградой, когда подходит к ней на расстояние толщины прогретого слоя перед фронтом  $\kappa_1 / u_{cr}$  (рис. 1, 1, 1'). При  $\Lambda < 1$  скорость распространения фронта горения перед прослойкой увеличивается и сгорает практически все вещество перед прослойкой. В случае  $\Lambda \gg 1$  срыв горения происходит на расстоянии от прослойки порядка толщины прогретого слоя (рис. 1, 2, 2'). Затем наступает стадия прогрева инертной прослойки и химически активного вещества позади нее. Во время этой стадии оставшееся перед инертной прослойкой вещество догорает и начинает развиваться реакция позади прослойки (рис. 1, 3, 3'). Далее идет формирование фронта горения. Здесь скорость реагирования еще мала, но реакция идет в широ-

Рис. 1. Нестационарная картина процесса распространения фронта горения сквозь инертную преграду:  $\Lambda = 2089$ ,  $c = 1,82$ ,  $\Delta = 9$ ,  $\beta = 0,05$ ,  $\gamma = 0,133$ ,  $\omega = 0$ .  
— температура; — — — концентрация.  
 $\tau$ : 1, 1' — 0, 2, 2' — 210, 3, 3' — 850, 4, 4' — 1200, 5, 5' — 1350.



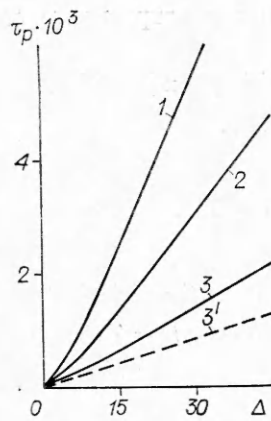


Рис. 2. Зависимость  $\tau_p(\Delta)$ .  
 1 —  $\Lambda = 0,5$ ,  $c = 1,82$ ; 2 —  $\Lambda = 2089$ ,  
 $c = 1,82$ ; 3 —  $\Lambda = 2089$ ,  $c = 1,0$ ; 3' —  
 $c = 1,82$ ,  $\Lambda \gg 1$ .

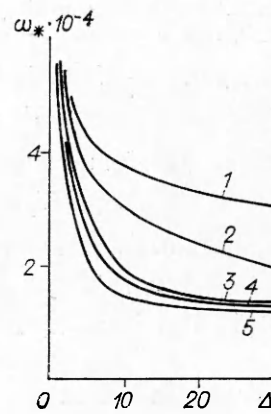


Рис. 3. Зависимость  $\omega_*(\Delta)$ .  
 1 —  $\Lambda = 2089$ ,  $c = 0,001$ ,  $\beta = 0,05$ ,  
 $\gamma = 0,133$ ; 2 —  $\Lambda = 2,09$ ,  $c = 0,001$ ;  
 3 —  $\Lambda = 2089$ ,  $c = 1,82$ ; 4 —  $\Lambda = 0,5$ ,  
 $c = 0,001$ ; 5 —  $\Lambda = 0,5$ ,  $c = 1,82$ .

кой зоне позади прослойки, и за время формирования фронта горения успевает выгореть значительная область позади прослойки (рис. 1, 4, 4'). Далее фронт горения выходит на стационарный режим распространения. Во время предыдущих стадий перед вновь сформировавшимся фронтом горения образовался широкий прогретый слой, поэтому фронт горения на стационарный режим выходит через высокий максимум скорости распространения.

Время задержки распространения фронта фиксировалось как разность моментов времени срыва горения (падение скорости до  $u = u_{cr}/\sqrt{e}$ ) и формирования фронта (достижение  $u = u_{cr}/\sqrt{e}$ ). Увеличение теплоемкости прослойки  $c$  и уменьшение коэффициента теплопроводности  $\Lambda$  при фиксированном  $\Delta$ , а также увеличение  $\Delta$  приводит к росту  $\tau_p$  (рис. 2).

Время воспламенения вещества позади инертной прослойки оцениваем, используя квазистационарный метод Я. Б. Зельдовича. Считаем, что после срыва горения вещество перед прослойкой прогрето до  $T_r$ , а прослойка и вещество позади нее находятся к этому моменту при  $T_0$ . Решая задачу об инертном прогреве в случае  $\Lambda \gg 1$  операционным методом, усредняя распределение температуры по толщине прослойки, получаем

$$\Theta(\delta, \tau) = \{\Theta_0 \exp[(2/c\Delta)^2 \tau] [1 - \operatorname{erf}(2\sqrt{\tau}/c\Delta)] + \Theta_0\} / 2,$$

$$\partial\Theta(\delta, \tau) / \partial\xi = \Theta_0 \exp[(2/c\Delta)^2 \tau] [1 - \operatorname{erf}(2\sqrt{\tau}/c\Delta)] / c\Delta$$

и трансцендентное уравнение

$$\sqrt{2} \exp(\Theta(\delta, \tau)/2) = -\partial\Theta(\delta, \tau) / \partial\xi,$$

решение которого дает время установления теплового равновесия между прослойкой и реагирующим веществом позади нее  $\tau_0$ .

Время воспламенения  $\tau_b$  находится как сумма времени установления теплового равновесия и адиабатического периода развития реакции

$$\tau_b = \tau_0 + \exp(-\Theta(\delta, \tau)). \quad (6)$$

Результаты, получаемые по (6), занижены (рис. 2, 3'), так как решение не учитывает период формирования фронта горения и период взаимодействия фронта с инертной прослойкой. После введения поправочного коэффициента формулой (6) можно пользоваться для оценочных расчетов.

При наличии теплоотдачи в окружающую среду время задержки фронта горения на инертной преграде увеличивается и при некоторой его критической величине  $\omega_*$  фронт позади прослойки вообще сформи-

роваться не может. При уменьшении толщины прослойки  $\omega_*$  стремится к значению критического теплоотода, соответствующего пределу распространения фронта горения (рис. 3). При увеличении  $\Delta \omega_*$  асимптотически стремится к критической величине теплоотода при тепловом взрыве. Теплоемкость прослойки  $c$  при малых  $\Delta$  слабо влияет на зависимость  $\omega_*(\Delta)$  (см. рис. 3, 4, 5). При  $c \geq 1 \omega_*$  слабо зависит от  $\Delta$  (см. рис. 3, 3, 5), но с уменьшением  $c$  влияние  $\Delta$  на зависимость  $\omega_*(\Delta)$  усиливается (см. рис. 3, 1, 2, 4).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Струнина, Т. М. Мартемьянова, В. В. Барзыкин и др. ФГВ, 1974, 10, 4, 518.
2. В. И. Ермаков, А. Г. Струнина, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1976, 12, 2, 211.
3. А. Г. Струнина, В. И. Ермаков, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1978, 14, 4, 42.
4. В. И. Ермаков, А. Г. Струнина, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1978, 14, 6, 36.
5. В. С. Берман, С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. Докл. АН СССР, 1973, 241, 5, 1153.
6. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
7. В. Н. Вилюнов. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.

Поступила в редакцию 6/VI 1986,  
после доработки — 21/VII 1987

### ТЕПЛОБМЕН ПРИ ГОРЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин  
(Ухта)

Горение жидкости с открытой поверхностью в среде газообразного окислителя весьма распространено. Процесс протекает на высокотемпературном уровне ( $T \approx 2000$  К) и характеризуется интенсивным тепло- и массообменом в газе и жидкости, химическими превращениями и фазовыми переходами. Относительно высокая энергия активации, присущая многим натуральным веществам, предопределяет фронтальный характер химических превращений. Вследствие этого горение реализуется в форме диффузионного парогазового факела над свободной поверхностью жидкости. При этом важнейшей специфической чертой процесса, определяющей все его свойства, является взаимосвязь горения в факеле с парообразованием на свободной поверхности жидкости. С одной стороны, поток паров поддерживает горение, а с другой — процесс испарения стимулируется теплотой реакции, поступающей в жидкость от факела.

Изучению горения жидкости с открытой поверхностью посвящено значительное количество отечественных и зарубежных работ, например [1—4], носящих, однако, частный характер. Исследования авторов по данному вопросу ведутся систематически с 1980 г. и охватывают ряд практически важных случаев: горение в условиях свободной и вынужденной конвекции, при ламинарном и турбулентном режимах движения среды, горение тонких пленок, горение топлива на слое низкокипящей жидкости и др. [5—10]. Цель настоящей работы состоит в обобщении результатов теоретических исследований по основным видам горения жидкости, доведении полученных результатов до инженерных формул в виде критериальных зависимостей и сопоставлении их с имеющимися в литературе опытными данными.

При изложении материала авторы стремились сохранить обозначения параметров, принятые в предыдущих публикациях. Поэтому за исключением некоторых новых обозначений, они предполагаются известными.

При горении жидкости со свободной поверхностью (рис. 1) тепловой