

**ПОВТОРНОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ РЕАГИРУЮЩИХ ВЕЩЕСТВ**

В. И. Земских, О. И. Лейпунский
(Москва)

Гашение конденсированных веществ спадом давления часто сопровождается повторным воспламенением, когда после некоторого периода задержки вещество вновь воспламеняется и стационарно горит при конечном уровне давления [1].

Как показывают результаты расчетов нестационарного горения при спаде давления [2—4], в определенных условиях может резко понижаться скорость горения с последующим медленным изменением до значений, соответствующих стационарному горению при конечном давлении, т. е. прогнозируется явление повторного воспламенения.

Однако такие расчеты кроме значительных затрат машинного времени обладают еще одним недостатком, а именно — используют далекую экстраполяцию экспериментальных данных по зависимостям $u(p, T_0)$ и $u(T_s)$. Необходимость экстраполяции носит принципиальный характер и не может быть устранена расширением экспериментального диапазона изменения p, T_0, T_s , поскольку, например, стационарные режимы горения со столь низкой температурой поверхности не наблюдаются ни при каких внешних условиях. В этом случае теряется смысл феноменологического подхода к нестационарным явлениям.

По этим причинам существует необходимость развития других подходов к изучению явления, основанных на более детальном изучении и понимании физики процесса.

В [1] предложена методика экспериментального изучения повторного воспламенения, а в работе [5] — механизм этого явления, основанный на учете перераспределения тепла в конденсированной фазе, накопленного к моменту погасания.

Цель настоящей работы — сравнение экспериментальных данных, полученных по методике работы [1], с результатами численных расчетов воспламенения реагирующих веществ от имеющегося в нем в начальный момент времени распределения температуры, т. е. моделью явления, предложенной в [5].

Экспериментальные результаты. В [1] показано, что под действием спада давления может возникнуть повторное воспламенение. Суть явления заключается в том, что после спада давления у поверхности топлива в газовой фазе длительное время температура снижается до весьма низких значений по сравнению с температурами, соответствующими стационарному горению.

После достижения минимума температура у поверхности начинает медленно возрастать, что может сопровождаться несколькими кратковременными всплесками амплитудой от нескольких десятков до нескольких сотен градусов. Нарастание температуры приводит в конце концов к воспламенению и последующему стационарному горению при конечном уровне давления.

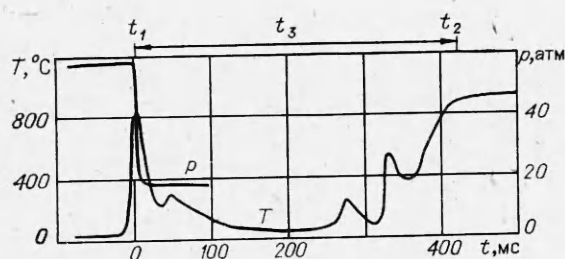


Рис. 1.

На рис. 1 приведен характерный вид записей температуры у поверхности горения, полученных по методике работы [4], при спаде давления от $p_H = 58$ до $p_K = 17,5$ атм. Характерное время спада давления, запись которого аппроксимировалась соотношением

$$p = \begin{cases} p_H \exp(-t/\tau_{сп}), & p > p_K, \\ p_K, & p \leq p_K, \end{cases} \quad (1)$$

находилась путем наилучшей аппроксимации экспериментальной кривой спада давления соотношением (1). Опыты проводились при $T_0 = 45$ и 20°C (табл. 1).

Время задержки повторного воспламенения τ_3 определяется как время от момента погасания t_1 до момента t_2 — достижения показаний термопары уровня, соответствующего стационарному горению при конечном давлении и положении термопары относительно поверхности в момент начала спада давления. Момент и давление погасания находились из соотношения

$$\tau_{сп} = \kappa/u^2(p, T_0), \quad (2)$$

которое качественно правильно описывает кривую погасания пороха в данном интервале изменения давления. Величина t_2 находилась сравнением показаний термопары с профилями температуры, полученными при стационарном горении при начальном и конечном уровнях давления. Значок \geq в табл. 1 показывает, что момент t_2 не зафиксирован. В этом случае стоящее в таблице число указывает нижнюю оценку для τ_3 по записи температуры.

Результаты расчетов. Для проверки предложенного в [5] механизма повторного воспламенения решалась задача о воспламенении вещества от имеющегося в нем распределения температуры. В качестве такового выбрано михельсоновское, аппроксимирующее распределение температуры в к-фазе в момент погасания. Задача формулировалась следующим образом:

$$x > 0: \quad \rho c \partial_t T = \lambda \partial_{xx} T + \exp(-E/RT), \quad (3)$$

$$x = 0: \quad \partial_x T = 0, \quad (4)$$

$$x = \infty: \quad \partial_x T = 0, \quad (5)$$

$$t = 0: \quad T = T_0 + (T_{s0} - T_0) \exp(-x/l). \quad (6)$$

Здесь T — температура; ρ — плотность; c — теплоемкость; λ — коэффициент теплопроводности; Qk_0 — произведение теплового эффекта реакции в к-фазе на предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса; E — энергия активации; R — газовая постоянная; T_{s0} — начальная температура поверхности; l — ширина михельсоновского распределения температуры.

Таблица 1

Номер опыта	p_H	p_K	$\tau_{сп}$	τ_3
1	62,0	8,0	10,8	≥ 680
2	60,0	7,0	23,5	≥ 900
3	64,0	9,5	28,0	1400
4	59,0	7,0	53,0	380
5	64,5	10,0	28,0	600
6	63,0	13,0	25,2	980
7	60,0	12,0	28,0	900
8	59,0	12,0	28,5	1000
9	63,0	13,0	31,0	440
10	62,5	14,0	33,0	270
11	63,5	13,0	52,0	300
12	67,5	11,0	57,0	410

Примечание. p_H, p_K в атм, $\tau_{сп}, \tau_3$ в мс; опыты 1—5 при $T_0 = 22^\circ\text{C}$, 6—12 при $T_0 = 45^\circ\text{C}$.

Введением безразмерных переменных

$$\vartheta = (T - T_{s0}) \cdot E / (RT_{s0}^2), \quad \tau = t/t_{ад}, \quad \xi = x/x_*,$$

где $t_{ад} = (\rho c \cdot (RT_{s0}^2/E)) / \Phi(T_{s0})$, а $x_* = -l \cdot \ln [1 - (RT_{s0}^2)/(E(T_{s0} - T_0))]$ —

отвечает размеру, занятому характерным интервалом температуры на начальном распределении температуры, сведем задачу к виду

$$\xi > 0: \quad \partial_\tau \vartheta = \delta^{-1} \partial_{\xi\xi} \vartheta + \exp(\vartheta/(1 + \beta\vartheta)), \quad (7)$$

$$\xi = 0: \quad \partial_\xi \vartheta = 0, \quad (8)$$

$$\xi = \infty: \quad \partial_\xi \vartheta = 0, \quad (9)$$

$$\tau = 0: \quad \vartheta(\xi) = \vartheta_n [(1 - 1/\vartheta_n)^\xi - 1]. \quad (10)$$

Здесь $\delta = x_*^2 / (\kappa t_{ад})$; $\beta = RT_{s0}/E$; $\vartheta_n = E / (RT_{s0}^2 (T_{s0} - T_0))$.

В задаче (7)–(10) входят параметры δ , β , ϑ_n . Следовательно, решение (7)–(10) надо искать — в виде $\vartheta(\xi, \tau, \delta, \beta, \vartheta_n)$, а критическое условие воспламенения в виде $\delta(\beta, \vartheta_n)$. При $\beta = \text{const}$ последнее условие запишется так:

$$\delta_* = \delta(\vartheta_n). \quad (11)$$

Аналогичная задача с различными условиями вместо (10) рассматривалась в работах [6–12].

Задача (7)–(10) аппроксимировалась разностной схемой второго порядка точности по пространству и первого по времени. Величина функции тепловыделения вычислялась по предыдущему временному слою. Полученная линейная система уравнений решалась методом прогонки. В соответствии с особенностями задачи шаг по пространству выбирался переменным так, что расстояние между двумя соседними узлами было пропорционально номеру узла. Минимальный шаг сетки выбирался так, чтобы в реакционном слое находилось во все рассматриваемые моменты времени не менее 15–20 узлов. Шаг по времени менялся в зависимости от того, какому номеру расстояния между узлами соответствовал максимальный в веществе градиент температуры. С течением времени этот градиент уменьшался и перемещался в глубь вещества, что приводило к увеличению шага по времени, пропорциональному квадрату номера узла. При росте температуры максимальный градиент приближался к поверхности и шаг по времени уменьшался. Такой прием позволял рассчитывать длительные процессы порядка тысяч начальных характерных времен без значительных затрат машинного времени.

Параметр ϑ_n менялся от 2 до 24, что охватывает все практически важные случаи; $\beta = 0 \div 0,02$. Основное число вариантов рассчитано при $\beta = 0$.

Расчеты проводились следующим образом. При фиксированных β , ϑ_n , δ находилась зависимость $\vartheta(\xi, \tau)$. Счет продолжался, даже если в начале процесса происходило значительное понижение температуры поверхности. Время зажигания определялось по условию $\vartheta_s = 1$, после достижения которого быстро повышалась температура поверхности.

Физически очевидные результаты получаются при $\delta \gg 1$ и $\delta \ll 1$. В случае $\delta \gg 1$ (пологое начальное распределение температуры) время зажигания определяется максимальной в веществе температурой и $t_b \approx t_{ад}(T_{s0})$, т. е. прогретый слой не будет успевать «рассасываться» за время воспламенения. Наоборот, при $\delta \ll 1$ (крутое начальное распределение) прогретый слой «рассасывается» за время, гораздо меньшее, чем $t_{ад}(T_{s0})$, и определяющей процесс воспламенения становится минимальная в веществе температура, т. е. $t_b \approx t_{ад}(T_0)$.

Очевидно, что для каждого ϑ_n существует некоторое значение δ^* , для которого t_b меняется наиболее быстро при изменении δ и фиксированных ϑ_n и β . Эта величина δ_* выбиралась в качестве критической. Физический смысл такого выбора δ_* заключается в том, что при $\delta > \delta_*$ процесс воспламенения определяется верхним уровнем температуры,

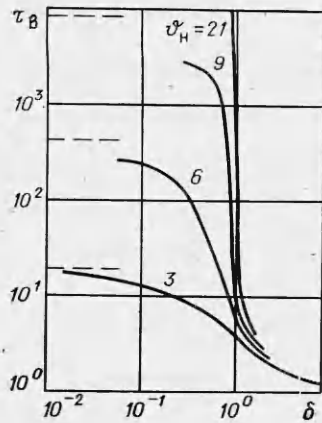


Рис. 2.

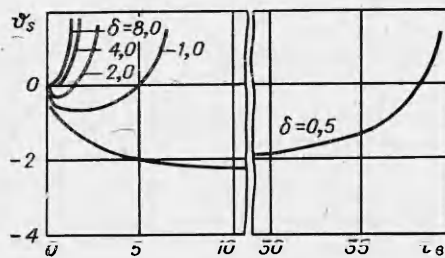


Рис. 3.

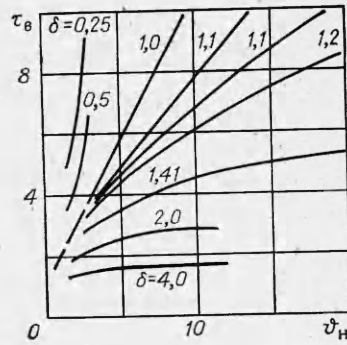


Рис. 4.

а при $\delta < \delta_*$ — нижним. Ввиду большого числа параметров основное число вариантов просчитано для $\beta = 0$. В дальнейшем оказалось, что параметр β слабо влияет на критическое значение δ_* .

На рис. 2 представлены результаты расчета времени зажигания при различных значениях ϕ_n и $\beta = 0$. Штриховыми линиями обозначены значения τ_b , отвечающие условию $t_n = t_{ад}(T_0)$. Анализ рис. 2 показывает, что переход от $i_n \approx t_{ад}(T_0)$ к $t_n \approx t_{ад}(T_{s0})$ происходит в довольно

узком интервале изменения δ . Кривые исследовались на выпуклость и вогнутость. В результате установлено, что максимум величины $|\partial_\delta \tau_b|$ находится при $\delta = 1 \pm 0,1$ для всех значений ϕ_n и, следовательно, $\delta_* = 1$.

На рис. 3 представлены зависимости $\phi_c(\tau)$ при $\phi_n = 6$, $\beta = 0$ и различных значениях δ . При больших δ рост температуры происходит монотонно. При меньших значениях δ (но $\delta > \delta_*$) температура поверхности меняется немонотонно. В начальном периоде развития процесса температура падает, потом сначала медленно, а затем быстро растет, т. е. происходит воспламенение с задержкой. При $\delta < \delta_*$ воспламенение происходит также с задержкой, но задержка в этом случае определяется более низкими температурами поверхности.

Использование в качестве критерия воспламенения условия монотонного роста температуры поверхности дает [6, 7, 9] критическое значение δ , завышенное приблизительно в 2 раза. Результаты [6, 7], пересчитанные на наши безразмерные переменные, выражаются в виде $\delta_* = 2$.

На рис. 4 представлены зависимости $\tau_b(\phi_n)$ для различных δ . Видно, что при $\delta < \delta_*$, начиная с некоторого значения ϕ_n , резко возрастает время воспламенения. В случае $\delta > \delta_*$ кривые $\tau_b(\phi_n)$ имеют асимптоты

Номер опыта	Температура, °C			Давление, атм			Время, мс		
	T_0	T_{min}	T_{s0}	p_n	p_k	p_{II}	$\tau_{сп}$	τ_z	$t_{ад}$
7	-45	57	304	60,0	12,0	15,0	27	1000	3,21
9	-45	320	298	60,0	13,5	13,5	32	440	4,40
11	-45	420	282	61,5	12,5	10,5	55	410	9,50
1	+22	80	335	62,0	8,0	14,0	11	700	0,80
3	+22	80	306	60,0	9,0	7,0	26	1400	3,0
4	+22	400	283	59,0	7,0	4,0	53	380	8,0

Примечание. Величина $(\tau_z/t_{ад})^t = \exp[\phi_n/(1 + \beta\phi_n)]$.

при $\vartheta_n \rightarrow \infty$. Наконец, когда $\delta \simeq \delta_*$, время воспламенения практически линейно зависит от ϑ_n . Так, при $2 \leq \vartheta_n \leq 10$, $\delta = 1$ $\tau_n = 1 + 0,9\vartheta_n$, а для $6 \leq \vartheta_n \leq 21$ лучше пользоваться зависимостью при $\delta = 1,1$ $\tau_n = 2 + 0,58\vartheta_n$, которая на этом участке дает линейный закон изменения τ_n от ϑ_n .

Сравнение результатов расчета и экспериментов. В табл. 2 приведены результаты опытов, сгруппированные по близким значениям конечного давления и характерному времени спада давления. Приведены величины, рассчитанные по стационарным зависимостям и относящиеся к стационарному михельсоновскому профилю температуры в к-фазе в момент погасания, найденному по условию (2). Здесь $\tau_{ср}$ — среднее значение характерного времени спада давления по нескольким опытам; τ_3 — максимальное из зарегистрированных в данной совокупности опытов время задержки; p_k — среднее значение конечного давления; T_{min} — средняя минимальная температура зависимости $T(t)_{эксп}$; p_n — давление погасания, рассчитанное по (2); l_m и T_{s0} — характерная ширина и температура поверхности михельсоновского распределения температуры, соответствующего стационарному горению при $p = p_n$ и $T_n = T_0$; $t_{ад}$ — адiabатический период индукции реакции при $T = T_{s0}$. Величина $(\tau_3/t_{ад})_T$ приближенно равна $\exp(\vartheta_n/(1 + \beta\vartheta_n))$.

Для расчета величин, указанных в табл. 2, использовался ряд зависимостей и констант. Соотношение

$$u(p, T_0) = 0,714 \cdot 10^{-2} p + 0,272 \cdot 10^{-2} T_0 - 0,1 \cdot 10^{-3} p^2 + 0,352 \cdot 10^{-4} p T_0 + 0,663 \cdot 10^{-5} T_0^2 + 0,265$$

($[u] = \text{см/с}$, $[p] = \text{атм}$, $[T_0] = \text{К}$), аппроксимирующее экспериментальные данные в диапазоне изменения $p = 1 \div 50$ атм и $T_0 = -100 \div +100^\circ\text{C}$, получено В. Н. Маршаковым при обработке большого числа экспериментальных данных, известных из литературы.

Зависимость $u = 1,8 \cdot 10^{-3} \cdot \exp(-5500/T_s)$, $[u] = \text{см/с}$, $[T_s] = \text{К}$ взята из работы [13]. Кинетические параметры: $E = 33,5$ ккал/моль; $Qk_0 = 9 \cdot 10^{16}$ кал/($\text{см}^3 \cdot \text{с}$); теплофизические параметры: $\rho = 1,6$ г/см³; $c = 0,35$ кал/(г · град); $\lambda = 10^{-4} \cdot 5,6$ кал/(см · с · град).

Опыты, проведенные и обработанные по методике [14] с веществом Н при $p = 1 \div 65$ атм, показали, что $E = 33,5$ ккал/моль, а $Qk_0 = 9 \cdot 10^{16}$ кал/($\text{см}^3 \cdot \text{с}$) в интервале температур $170 \div 280^\circ\text{C}$ и не зависят от давления. Они практически совпадают с полученными для вещества Н в [15—17].

Из табл. 2 видно, что значения параметров E и Qk_0 приходится экстраполировать за пределы того интервала температур, к которому они относятся. Хотя начальные температуры поверхности отвечают условиям стационарного горения, использовались данные о кинетических параметрах, полученные при зажигании, а не в условиях горения [18]. Это, на наш взгляд, оправдано тем, что в течение основной части времени задержки у поверхности наблюдаются весьма низкие температуры.

Рассмотрение табл. 2 показывает сильное расхождение результатов

Т а б л и ц а 2

l_m , мм	ϑ_n	δ	β	$(\tau_3/t_{ад})_э$	$(\tau_3/t_{ад})_T$
51	17,5	0,028	0,034	309	$6 \cdot 10^4$
57	17,5	0,025	0,034	100	$6 \cdot 10^4$
73	17,7	0,019	0,033	43	$7 \cdot 10^4$
33	14,2	0,070	0,036	875	$1,2 \cdot 10^4$
50	14,2	0,044	0,034	467	$1,3 \cdot 10^4$
71	14,2	0,035	0,033	48	$1,3 \cdot 10^4$

эксперимента и теории. В самом деле, при приведенных здесь значениях параметра δ время зажигания должно быть близко к $\exp(\vartheta_n/(1 + \beta\vartheta_n))$, а экспериментальные значения безразмерного времени задержки не превышают 10^3 . Такое сильное расхождение можно объяснить присутствием относительно слабых, но достаточно интенсивных (чтобы оказывать влияние на

Таблица 3

Номер опыта	τ_B , мс	σ_0	q_0 , кал/(см ² ·с)	$(q_0)_{ст_2}$, кал/(см ² ·с)	$(q_0)/(q_0)_{ст}$, %
7	309	0,11	4,19	32	31
10	100	0,20	6,54	27,1	24
12	43	0,28	6,84	20,3	34
1	875	0,06	3,12	54,0	6
3	467	0,11	3,43	34,4	10
4	48	0,32	6,48	21,0	31

процесс) источников тепла, внешних по отношению к веществу.

Чтобы составить представление об уровне теплоподвода от внешних источников, решалась задача о зажигании вещества, имеющего начальное михельсоновское распределение температуры. В безразмерных переменных задачи (7) — (10) такая задача запишется в виде

$$\xi > 0: \quad \partial_\tau \vartheta = \delta^{-1} \partial_{\xi\xi} \vartheta + \exp(\vartheta/(1 + \beta\vartheta)), \quad (12)$$

$$\tau = 0: \quad \vartheta = \vartheta_n [(1 - 1/\vartheta_n)^\xi - 1], \quad (13)$$

$$\xi = 0: \quad -\partial_\xi \vartheta = \sigma_0, \quad (14)$$

$$\xi = \infty: \quad \partial_\xi \vartheta = 0, \quad (15)$$

где $\sigma_0 = (q_0 x_*) \cdot E / (\lambda R T_{s0}^2)$, а остальные обозначения совпадают с предыдущими.

Задача (12) — (15) решалась аналогично (7) — (10). По заданным δ , ϑ_n и β находилось значение σ_0 , согласующее время задержки воспламенения, найденное из эксперимента, с временем зажигания задачи (12) — (15).

Результаты такого расчета представлены в табл. 3. Видно, что величины тепловых потоков, связывающие теоретические и экспериментальные значения τ_B , оказываются почти на порядок меньше, чем при стационарном горении, и близкими к тем, которые необходимы для зажигания вещества N с однородным начальным распределением температуры. Это означает, что наличие начального распределения температуры слабо влияет на время задержки воспламенения. Однако его учет необходим для объяснения зависимости $T(t)$, получающейся в эксперименте.

На рис. 5 представлена зависимость $T_s(t)$ для опытов 7 по табл. 2, полученная в результате решения задачи (12) — (15) при $\sigma_0 = 0,11$. Обращает на себя внимание существование участка слабого изменения температуры на относительно невысоком уровне, что качественно согласуется с экспериментальными наблюдениями. В рамках принятых предположений такое соответствие можно считать вполне удовлетворительным.

В качестве внешних источников, обеспечивающих повторное воспламенение, можно предположить: 1) горячие продукты сгорания газовой фазы; 2) углеродистые остатки на поверхности топлива, играющие роль

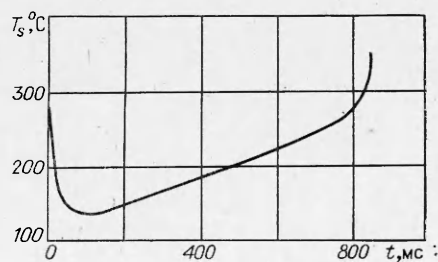


Рис. 5.

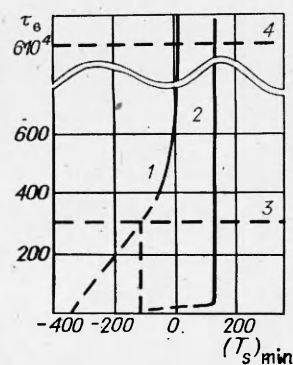


Рис. 6.

аккумуляторов тепла у поверхности топлива; 3) медленные реакции в газовой фазе. Оценки интенсивности названных источников показывают, что совместное действие первых двух факторов (при толщине углеродистого остатка, не превышающей 10 мкм) оказывается достаточным для вторичного воспламенения вещества.

Дальнейшее исследование процесса повторного воспламенения должно быть связано с выяснением детального механизма действия и природы внешних источников тепла.

Влияние ошибки в значениях кинетических параметров на величину τ_b можно оценить, исходя из выражения

$$\tau_b \simeq \exp [\theta_n / (1 + \beta \theta_n)],$$

справедливого в данном случае ($\delta \ll 1$), тогда получаем

$$\frac{\Delta \tau_b}{\tau_b} = \left\{ \frac{\theta_n}{E(1 + \beta \theta_n)^2} + \frac{\theta_n^2}{(1 + \beta \theta_n)^2} \frac{RT_{s0}^2}{E^2} \right\} \Delta E \simeq 2,7 \cdot 10^{-4} \Delta E,$$

что дает $\Delta \tau_b / \tau_b = 27\%$ при $\Delta E = 10^3$ кал/моль. Влияние параметра Qk_0 оказывается несущественным, поскольку величина τ_b , как следует из результатов настоящей работы, от него зависит крайне слабо.

В заключение сопоставим результаты настоящей работы с данными [5]. На рис. 6 представлена зависимость τ_b от параметра $(T_s)_{\min}$, соответствующего, согласно [5], температуре, при которой химические реакции в веществе прекращаются. Кривые 1 и 2 рассчитаны по кинетическим характеристикам, приведенным на графике, и отвечают начальному распределению температуры, соответствующему стационарному горению при $p = 12$ атм. Зависимости 1 и 2 в соответствии с формулой (16) работы [5] справедливы при достаточно больших τ_b . Они имеют вертикальные асимптоты при $(T_s)_{\min} = 10,1$ и 129°C соответственно. Характер зависимостей $\tau_b((T_s)_{\min})$ позволяет обеспечить совпадение результатов [5] с любым наперед заданным значением времени воспламенения соответствующим выбором $(T_s)_{\min}$. В частности, на рис. 6 горизонтальными линиями нанесены значения времени воспламенения, следующие из расчета настоящей работы (линия 4), и результаты эксперимента (линия 3). То и другое время (отличаются более чем на два порядка) может быть получено по методике расчета [5]. При этом оказывается, что различия в $((T_s)_{\min})_3$ и $((T_s)_{\min})_4$ по кривой 2 менее 0,002%.

Таким образом, данные настоящей работы и работы [5] не находятся в явном противоречии.

На основании выполненных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Проведены эксперименты по изучению явления повторного воспламенения после гашения вещества спадом давления. Получена связь между параметрами спада давления и начальных условий стационарного горения, с одной стороны, и характеристиками повторного воспламенения — с другой.

2. В рамках тепловой теории зажигания решена задача о воспламенении вещества от имеющегося в нем михельсоновского распределения температуры. Найдены значения параметров начального распределения температуры, обеспечивающие воспламенение вещества при определяющем влиянии максимальной в веществе температуры.

Показано, что полученные значения критических параметров слабо зависят от других параметров задачи.

3. Сравнение результатов расчета и эксперимента показало, что воспламенение за счет тепла, накопленного к моменту погасания, не может быть обеспечено за времена, наблюдаемые в эксперименте. Для согласования этих времен приходится вводить дополнительные, т. е. внешние по отношению к конденсированной фазе, источники тепла, интенсивность которых приближенно на порядок меньше, чем интенсивность потока

тепла из газовой фазы при стационарном горении на начальном уровне давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Земских, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 14.
2. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ПМТФ, 1973, 3, 92.
3. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ПМТФ, 1976, 12, 4, 548.
4. Б. В. Лидский, Б. В. Новожилов, А. Г. Попов. ФГВ, 1983, 19, 4, 20.
5. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1978, 239, 3, 625.
6. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев, В. М. Шевцова. ПММ, 1980, 44, 1, 89.
7. Р. С. Буркина, В. Н. Вилюнов. Хим. физика, 1983, 1, 3, 412.
8. А. Г. Мержанов, А. Э. Аверсон. Современное состояние тепловой теории зажигания. Препринт ОИХФ АН СССР. Черногоровка, 1970.
9. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
10. В. Н. Вилюнов. ФГВ, 1968, 4, 4, 513.
11. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1980, 16, 1, 3.
12. Р. И. Thomas. Comb. Flame, 1965, 2, 4, 43.
13. А. А. Зенин, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1973, 9, 2, 246.
14. В. И. Земских, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1981, 260, 3, 595.
15. Ф. Михеев, С. С. Хлевой. ФГВ, 1968, 4, 1, 3.
16. В. Е. Зарко, С. С. Хлевой. ФГВ, 1968, 4, 2, 158.
17. В. Е. Зарко. Канд. дис. ИХКиГ. Новосибирск, 1971.
18. А. А. Зенин. Докл. АН СССР, 1973, 213, 6, 1357.

Поступила в редакцию 5/VII 1985,
после доработки — 17/II 1986

УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА СКОРОСТИ ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ СМЕСЕВЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

С. И. Волков, А. В. Федоров, В. М. Фомин
(Новосибирск)

В настоящее время вызывает интерес проблема создания действенных алгоритмов многокритериальной оптимизации течений в каналах рядов камер сгорания двигателей. Сложность пространственно-временного описания таких течений и, как следствие, большие массивы перерабатываемой информации определяют значительные затраты времени при расчетах на ЭВМ. Сокращение этих затрат — актуальная задача. Она решается совершенствованием методов оптимизации, например упрощением алгоритмов расчетов участвующих в оптимизации критериев и их функциональных аргументов. К последним относится скорость горения твердого топлива. Для высокоэнергетических двигателей существенное значение имеет эрозионное горение. Его эффект выражается в увеличении скорости горения при высоких скоростях обдува поверхности топлива газообразными продуктами горения.

Проблема эрозионного горения исследовалась разными методами [1—3]. Наиболее реалистичен подход, учитывающий взаимодействие между структурой зоны пламени и полем течения высокотемпературных газов, обдувающих поверхность горения. Отметим здесь методы расчета, основанные на аэротермохимическом анализе в приближении турбулентного пограничного слоя [4—7]. Однако, за исключением метода Ланжелле [4], все они сложны, требуют больших затрат времени на ЭВМ и, следовательно, ограничивают степень автоматизации процесса нахождения оптимальных характеристик камеры сгорания. Кроме того, в наиболее удачных из них [7] отсутствует переход от больших к малым скоростям продуктов сгорания. С другой стороны, точный учет обдува выходит за рамки грубо заданных исходных моделей горения.