

процесс воспламенения. Так, при $B_1=2 \cdot 10^{-2}$ ($B_2=2 \cdot 10^{-3}$, $B_3=B_4=0$; $B_5=0,1$) и наличии сильного стефановского потока ($v=10$) время задержки воспламенения возросло всего на 30%. Такое, относительно слабое влияние стефановского потока обусловлено тем, что скорость гетерогенной реакции не непосредственно зависит от приповерхностной объемной концентрации окислителя, уменьшающейся из-за оттеснения окислителя от поверхности газообразными продуктами реакции, а опосредованно, через стадию адсорбции окислителя.

Θ_0	τ_*	
	$B_1=2 \cdot 10^5$	$B_1=2 \cdot 10^3$
0	25	40
10	25	39
20	24	37
30	23	35

В таблице приведены значения τ_* , полученные при различных Θ_0 в кинетической ($B_1=2 \cdot 10^5$) и в адсорбционной ($B_1=2 \cdot 10^3$) областях. Так же как и в случае обычной гетерогенной реакции [3], влияние начальной температуры газа на процесс воспламенения несущественно, что связано с малой величиной k_e . Даже при $T_0 \gg T_{к0}$ температура на поверхности раздела, определяющая скорость протекания гетерогенной реакции в начальный момент времени, близка к $T_{к0}$ [6].

Таким образом, проведенное качественное исследование показывает, что учет адсорбции заметно влияет на процесс гетерогенного воспламенения. Возможно протекание процесса как в кинетической, так и в адсорбционной области и наличие критических явлений, обусловленных адсорбционными факторами. Для проведения количественных расчетов, соответствующих условиям реального процесса, необходимо знание конкретного механизма и кинетики адсорбции для данной системы газообразного окислителя и конденсированного горючего.

Поступила в редакцию
15/VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. I. A. Williams. AIAA J., 1966, 4, 8.
2. А. М. Гришин, Н. А. Игнатенко. ФГВ, 1971, 7, 4.
3. В. И. Розенбанд, Т. М. Мартемьянова. ФГВ, 1977, 13, 1.
4. И. И. Иоффе, Л. М. Письмен. Инженерная химия гетерогенного катализа. Л., «Химия», 1972.
5. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и массопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
6. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.

РАСШИРЕНИЕ ГОРЯЩЕЙ ПОЛОСТИ В СЛОЕ ЖИДКОГО ВВ

А. В. Дубовик, Т. В. Рыбанина

(Москва)

Представлены результаты численного интегрирования системы уравнений гидродинамики, описывающей нестационарный процесс расширения горячей полости в тонком слое жидкого взрывчатого вещества (ЖВВ), помещенного в зазор между плоскопараллельными абсолютно жесткими поверхностями. Указанные условия горения реали-

зуются в опытах по инициированию ЖВВ ударом на копре, зажиганию электроразрядом, лучом лазера и другими локальными источниками тепла («горячими точками»).

Анализ устойчивости движения горячей сферической полости в неограниченном объеме ЖВВ выполнен в работе [1]. В ней показано, что в зависимости от величины показателя n в законе горения ЖВВ имеются две возможности: скорость пламени и давление в продуктах горения асимптотически стремятся к некоторым постоянным значениям (решение принадлежит фокусу) или наблюдается неограниченный рост указанных параметров (решение расходится), что по физическому смыслу означает возникновение взрыва.

В отличие от этой работы рассмотрим несколько более сложную задачу о движении осесимметричного фронта пламени в слое ЖВВ толщиной δ между твердыми поверхностями радиусом $a \gg \delta$. Вследствие наличия ограничивающих поверхностей роль вязкости ЖВВ оказывается существенной в течение всего времени сгорания слоя. По той же причине скорость пламени и другие параметры рассматриваемого процесса не выходят на свои постоянные значения даже в тех случаях, когда решение не обладает особенностью в интервале $0 < r < a$.

Полагаем, что радиальное движение ЖВВ вызывается воспламенением на оси слоя, в результате которого в начальный момент времени $t=0$ образуется цилиндрическая полость радиусом R_0 , заполненная продуктами горения при давлении p_0 и температуре T_0 . Вне слоя ЖВВ давление окружающей среды постоянно и равно $p_a \ll p_0$. Кроме того, считаем, что скорости жидких потоков малы по сравнению со скоростью звука в ЖВВ, а характерные давления невелики, так что скорость нормального горения много меньше скорости растекания ЖВВ.

Для радиальной скорости течения несжимаемого жидкого вещества имеем уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial r} &= -1/\rho_0 \cdot \partial \tilde{p} / \partial r + \eta / \rho_0 \cdot \partial^2 u / \partial z^2, \\ 1/r \cdot \partial u r / \partial r &= 0, \quad \partial \tilde{p} / \partial z = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Слой ЖВВ считается тонким, поэтому уравнение движения в проекции на ось r удовлетворяется с точностью до величин второго порядка малости по δ/a , как в гидродинамической теории смазки. Кроме того, давление оказывается зависящим только от радиуса слоя. В записи (1) ρ_0 и η — соответственно плотность и динамическая вязкость ЖВВ.

Будем считать распределение скоростей в слое ЖВВ параболическим. Тогда из уравнения неразрывности следует

$$u = RU/r = R/r \cdot f(t) z (\delta - z), \quad (2)$$

где U и R — скорость и координата границы расширяющейся полости; $f(t)$ — неизвестная функция времени. Удовлетворим условию на границе полости в среднем $V = \dot{R} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta U dz$, избегая тем самым кумулятивного выплеска, к которому приводит параболический профиль скоростей. Таким образом, из (2) находим

$$u = 6VR/r\delta^2 \cdot z(\delta - z). \quad (3)$$

Подставляя u из (3) в уравнение движения (1) и осредняя его по z в пределах от 0 до δ , получим выражение для \tilde{p} . Интегрируя его по r в пределах от R до a , определим давление в жидкости на грани-

це с газовой полостью

$$p = p_a + \rho_0 \left[\left(\dot{V}R + V^2 + \frac{12\eta VR}{\rho_0 \delta^2} \right) \ln \frac{a}{R} - \frac{3}{5} V^2 \left(1 - \frac{R^2}{a^2} \right) \right]. \quad (4)$$

Вводя безразмерные переменные $\tau = t/t_0$, $x = R/R_0$, $y = dx/dt$, $\Pi = p/p_0$ и параметры процесса $t_0 = R_0/V_0$, $V_0 = (p_0/\rho_0)^{1/2}$, $\alpha = R_0/a$, $\beta = p_a/p_0$, из (4) получим уравнение для скорости пламени

$$\dot{y} = [\beta - \Pi - (xy \text{Re}^{-1} + y^2) \ln \alpha x - 0,6y^2(1 - \alpha^2 x^2)] / x \ln \alpha x, \quad (5)$$

где $\text{Re} = \rho_0 V_0 \delta^2 / 12\eta R_0$ — число Рейнольдса потока ЖВВ.

Поскольку скорость расширения полости принимается не слишком большой (много меньше скорости звука в продуктах горения ЖВВ), давление p и плотность ρ газа, заполняющего ее объем, будут всюду одинаковы. Тогда уравнение притока массы, обусловленного горением ЖВВ, принимает вид

$$d/dt \cdot (\rho \Omega) = \rho_0 \omega S. \quad (6)$$

Здесь $\Omega = \pi R^2 \delta$ и $S = 2\pi R \delta$ — соответственно объем и площадь боковой поверхности полости; ω — нормальная скорость горения ЖВВ при давлении p . Учитывая отклонение поведения газа от идеального при повышенных значениях давлений и температуры, в качестве уравнения состояния продуктов горения примем уравнение Абеля

$$p(\rho^{-1} - \sigma) = BT\mu^{-1} \quad (7)$$

с постоянным коволюмом σ (здесь μ — молекулярная масса продуктов, B — универсальная газовая постоянная). Закон горения ЖВВ запишется в виде

$$\rho_0 \omega = b p^n, \quad (8)$$

где b — эмпирическая константа.

При расширении полости энергия газа возрастает за счет сгорания ЖВВ и затрачивается на движение жидкости, поэтому баланс тепла описывается выражением

$$d/dt \cdot (\rho c_v T \Omega) = c_p b p^n S T_0 - p \cdot d\Omega/dt. \quad (9)$$

Подставляя (7), (8) в (6), (9) и выполняя простые преобразования, получим уравнения для давления Π и температуры $\Theta = T/T_0$ продуктов горения

$$\dot{\Pi} = \Pi(\Theta + \varepsilon \Pi) [(\gamma + \varepsilon \Pi) c \Pi^{n-1} - 2\gamma y] / x \Theta, \quad (10)$$

$$\dot{\Theta} = x^{-1}(\Theta + \varepsilon \Pi) [(\gamma - \Theta) c \Pi^{n-1} - 2(\gamma - 1)y], \quad (11)$$

где введены новые параметры $c = 2bBT_0 \rho_0^{1/2} / \mu \rho_0^{3/2-n}$, $\varepsilon = \sigma \mu \rho_0 / BT_0$ и показатель адиабаты продуктов $\gamma = 1 + B/\mu c_v$.

Уравнения (5), (10), (11) вместе с кинематическим соотношением $\dot{x} = y$ образуют автономную систему из четырех дифференциальных уравнений первого порядка, описывающих динамику расширения горячей полости в слое ЖВВ. Решение системы отыскивается при следующих начальных условиях:

$$y(0) = 0, \quad x(0) = \Pi(0) = \Theta(0) = 1.$$

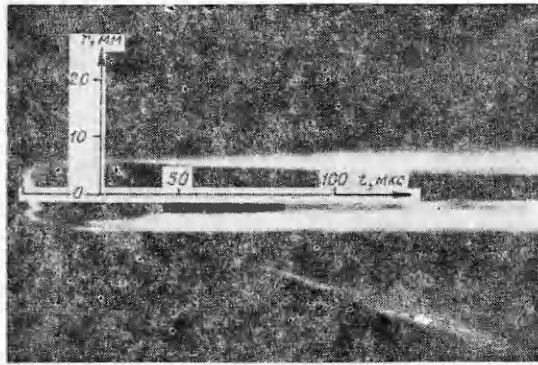


Рис. 1.

ление часто наблюдается в эксперименте. На рис. 1 показана фото-развертка процесса развития горения в слабожелатинированном (добавкой 1% плексигласа) дифтординитроэтилформале, помещенном в виде слоя толщиной 0,5 мм между торцами плексигласовых цилиндров, через один из которых проводилась фотосъемка. Воспламенение ЖВВ осуществлялось в центре слоя электроразрядом с энергией 15 Дж. Отчетливо видно ускорение пламени в начале и конце горения, а в промежуточной области его скорость приблизительно постоянна и составляет ~ 180 м/с.

В случае безынерционного движения ЖВВ ($Re=0$) под действием изотермически расширяющихся продуктов горения ($\Theta=1$), которые подчиняются закону идеального газа ($\varepsilon=0$), распределение давлений описывается уравнением

$$d\Pi/dx = 2\Pi/x \cdot (\beta - \Pi - c_1 \Pi^{n-1} x \ln \alpha x) / (\Pi - \beta), \quad (12)$$

где $\Pi(1) = 1$; $c_1 = 12\eta b V T_0 R_0 / \mu \delta^2 \rho_0^{2-n}$.

Среди множества особенностей этого уравнения представляет интерес особая точка с координатами $x = \alpha^{-1}$, $\Pi = \beta$. Ее тип определяется знаком величины $D = 1 - 2c_1/\alpha\beta^{2-n}$, причем устойчивое движение (решение принадлежит фокусу) будет в случае $D < 0$. Отсюда следует, что критическая толщина слоя ЖВВ, больше которой горение неустойчиво (давление неограниченно возрастает), составляет

$$\delta_* = \left[\frac{24\eta ab V T_0 R_0}{\mu \rho_a^{2-n}} \right]^{1/3}.$$

Однако для практики особый интерес представляет анализ режимов распространения пламени, характеризующихся повышенными значениями числа Re . Учет сил инерции существенно усложняет исследование уравнений. Поэтому для понимания роли различных факторов на характер горения тонких слоев ЖВВ полезно обратиться к результатам численного интегрирования системы уравнений (5), (10), (11). Точность расчетов составляла 0,1—0,5%. Из-за наличия указанной выше особенности на границе слоя остановка счета выполнялась в точке $x_k = 0,99 \alpha^{-1}$.

В исходном варианте расчета использовались следующие данные: $\delta = R_0 = 0,1$ мм, $a = 10$ мм, $p_0 = 100$ бар, $T_0 = 3200$ К, $\mu = 30$ г/моль, $c_v = 0,35$ кал/(г·К), $\rho_0 = 1,6$ г/см³, $\eta = 0,3$ Пз, $\sigma = 1$ см³/г, $b = 6 \cdot 10^{-8}$ с/см, $n = 1$, $\rho_a = 1$ бар. Они характеризуют условия горения жидкости, подобной нитроглицерину, воспламенение которой происходит от разогрето-

Проанализируем полученные уравнения. Из (5) получается, что скорость полости имеет логарифмическую особенность в конечной точке $x = \alpha^{-1}$. Физически это означает, что по мере приближения фронта пламени к периферии слоя сопротивление его движению со стороны жидкости, обусловленное действием инерционных и главным образом вязких сил, быстро падает, благодаря чему оно прогрессивно ускоряется. Такое явление

го при адиабатическом сжатии газового пузырька размером, равным толщине слоя, как это имеет место в некоторых опытах по исследованию чувствительности ЖВВ к удару на копре [2].

На рис. 2 показано изменение скорости (кривая 3), давления (2) и температуры (1) горячей полости в зависимости от пройденного расстояния вдоль слоя ЖВВ. Скорость пламени немонотонна. В начале пути она быстро возрастает, достигая максимума $V_{\max}=24,2$ м/с. Затем в промежуточной области наблюдается минимум $V_{\min}=3,5$ м/с, а в конце слоя она вновь возрастает до величины $V_k=28,2$ м/с в точке $r_k=9,9$ мм. Время горения ЖВВ составляет $t_k=1,56$ мс.

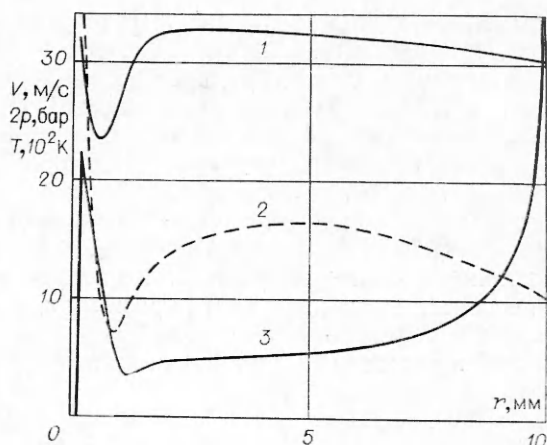


Рис. 2.

В момент начального ускорения пламени давление и температура продуктов горения резко падают, достигая соответственно $p_{\min}=3,6$ бар и $T_{\min}=2340$ К. Затем, когда скорость проходит через минимум, p и T также возрастают, достигая $p_{\max}=8,1$ бар и $T_{\max}=3260$ К. В заключительной стадии горения значения указанных параметров вновь уменьшаются до конечных $p_k=5,2$ бар и $T_k=3020$ К.

С другими начальными данными получались картины изменения характеристик горения ЖВВ, в общих чертах похожие на представленную выше. В таблице представлены некоторые результаты расчетов, полученные при изменении одного из параметров исходного варианта. Из анализа таблицы можно сделать ряд выводов относительно закономерностей горения ЖВВ в тонких слоях между твердыми поверхностями. Так, увеличение вязкости жидкости приводит к уменьшению различия между значениями скоростей пламени V_{\max} и V_{\min} в точках экстремумов, однако конечное значение скорости оказывается большим, чем в исход-

Варианты изменения параметров	V, м/с			p, бар			T, 10 ³ К			t _k , мс
	V _{max}	V _{min}	V _k	p _{min}	p _{max}	p _k	T _{min}	T _{max}	T _k	
Исходный	24,2	3,5	28,2	3,6	8,2	5,2	2,34	3,26	3,02	1,56
η=30 Пз	5,7	4,3	105	—	717	423	—	3,33	2,96	1,57
η=0,3 сПз	25,3	3,3	10,9	0,8	1,5	1,1	2,21	3,27	3,12	1,65
a=100 мм	4,7	3,6	56,3	6,2	69,4	42,5	2,75	3,33	3,00	16,5
δ=1 мм	37,0	31,6	31,9	—	100	0,9	—	3,20	1,80	0,28
p ₀ =1 кбар	70,8	2,8	28,0	3,5	8,1	5,2	1,68	3,18	3,00	1,49
p _a =100 бар	6,2	5,1	5,9	97	107	100	3,16	3,22	3,17	1,77
R ₀ =1 мм	30,0	6,1	16,7	—	101	5,2	—	3,21	2,76	0,95
ε=6·10 ⁻⁷ с/см	72,4	58,4	160	—	334	64	3,03	3,12	2,99	0,15
n=1,5	18,3	0,13	4,3	1,0	2,0	1,3	1,73	3,18	3,00	11,1
n=1,6	18,0	5·10 ⁻⁶	В	0,9	В	В	1,65	В	В	—

Примечание. — экстремум не выявлен; В — неограниченный рост параметров (взрыв); при $p_a=100$ бар — указаны первые пары экстремумов.

ном ЖВВ. Давление характеризуется повышенными значениями не только в промежуточной области, но и в конце горящего слоя $r_k=9,9$ мм.

При возрастании радиуса слоя ЖВВ в 10 раз время горения t_k увеличивается приблизительно на такую же величину. С другой стороны десятикратное возрастание толщины слоя интенсифицирует процесс распространения пламени настолько, что t_k уменьшается в ~ 5 раз.

Увеличение давления в начальном очаге реакции и возрастание его линейных размеров незначительно влияют на характеристики развивающегося процесса. А вот увеличение внешнего давления p_a до величины давления в очаге p_0 приводит к распространению пламени практически с постоянными значениями параметров, которые устанавливаются после ряда незначительных колебаний в начальный период горения.

Обратимся к влиянию констант в законе нормального горения ЖВВ. Процесс распространения пламени заметно интенсифицируется при увеличении постоянной b , что приводит к уменьшению t_k . Напротив, с увеличением показателя n время горения возрастает. При $n=1,55$ скорость пламени в точке минимума составляет 5 см/с. В случае $n=1,6$ движение пламени в слое ЖВВ практически прекращается ($V_{\min} \rightarrow 0$). При этом давление и температура продуктов горения достигают предельно малых величин. Однако сразу же после прохождения точки минимума все параметры пламени начинают резко возрастать, и спустя короткое время счет прекращается из-за переполнения арифметического устройства ЭВМ.

Этот факт можно истолковать как потерю устойчивости горения и возбуждение взрыва в слое ЖВВ. В эксперименте [2] по исследованию процесса распространения пламени в тонких слоях ЖВВ нередко наблюдается ситуация, когда незадолго до возникновения взрыва скорость горящей полости заметно уменьшается. Чаще же переход горения ЖВВ в детонацию связан с простым механизмом неограниченного роста давления в полости, а с гидродинамическим эффектом образования кавитации жидкости впереди ускоряющегося (до 300 м/с) фронта пламени [2, 3]. Последний является источником волн сжатия, схлопывающихся кавитационные пузырьки. То обстоятельство, что процесс развития горения из локального очага инициирования в тонком слое ЖВВ способен привести к неустановившемуся распространению пламени со скоростью ~ 100 м/с и давлением на фронте несколько сотен бар, настоящим расчетом подтверждается. Для количественного объяснения кавитационного механизма перехода горения во взрыв необходимо провести детальный анализ движения волн сжатия и разрежения в слое ЖВВ и ограничивающих поверхностях.

*Поступила в редакцию
22/V 1978*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Марголин. ФГВ, 1979, 15, 2.
2. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. ФГВ, 1971, 7, 2, 253.
3. G. D. Coiey, I. E. Field. Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A, 1973, 335, 1600, 67.