ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, Ю. А. Гальченко и др. В сб. «Горение и взрыв» (Материалы 3-го Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву). М., «Наука», 1972.
2. R. Friedman, A. Maček. Combust. flame, 1962, 6.
3. Я. Х. Бур. Динамический характер адсорбции. Пер. с англ. М., 1962.
4. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.

УДК 662.58

ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ НАКАЛЕННЫМ ТЕЛОМ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

У. И. Гольдшлегер, К. В. Прибыткова, В. В. Барзыкин

(Москва)

Закономерности воспламенения за счет контакта взрывчатого вещества с нагретым инертным телом представляют интерес главным образом в связи с проблемой чувствительности ВВ к механическим воздействиям. Наиболее распространенной концепцией в теории чувствительности является принятие тепловой природы возбуждения взрыва. Считается [1], что при различных механических воздействиях возникают (за счет диссипации энергии внешнего воздействия) локальные очаги разогрева, из которых и развивается взрыв. Не вдаваясь в механизм возникновения очагов, можно разделить их по формальному признаку на две группы — реагирующие и инертные. В первом случае имеет место локальный разогрев ВВ, приводящий к очаговому тепловому взрыву [2]. В случае инертных очагов, возникающих, например, за счет адиабатического сжатия газовых включений при трении ВВ о твердые частички и т. п., процесс развивается вблизи поверхности контакта горячего инертного вещества и холодного ВВ, т. е. является процессом зажигания.

Задача о зажигании ВВ накаленным телом представляет интерес в связи с изучением зажигания дисперсным потоком [3] для оценки роли внедрения частиц в поверхность воспламеняемого вещества.

В работе [4] численными методами был рассмотрен один из предельных случаев — зажигание инертной пластиной с плохой теплопроводностью. Другой предельный случай (поджигающее тело с хорошей теплопроводностью) изучался в работе [5]. Приближенный расчет основных характеристик процесса предложен в [4, 6].

В данной работе с помощью ЭВМ решена задача о зажигании ВВ накаленным телом симметричной формы (пластина, цилиндр, сфера) в широком интервале изменения параметров.

Постановка задачи обычна для теории зажигания. В безграничное вещество, способное к экзотермическому превращению в конденсированной фазе, помещается инертное накаленное тело с характерным размером $2\,r$. В начальный момент температура взрывчатого вещества — $T_н$, температура накаленного тела — T_0. Выгорание не учитывается, т. е. вырожденные режимы [7] не рассматриваются. Величины, характеризующие теплофизические свойства (теплопроводность, теплоемкость, плотность) приводимых в контакт тел, химическую реакцию (энергия активации, тепловой эффект реакции, предэкспонент) в веществе в ходе процесса, принимаются постоянными.

Математически задача сводится к решению следующей системы дифференциальных уравнений, записанной в безразмерном виде.

Уравнение распространения тепла в реагирующем веществе:

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}=\frac{1}{\delta^2}\left[\frac{\partial^2\theta}{\partial\xi^2}+\frac{n}{\xi}\frac{\partial\theta}{\partial\xi}\right]+\exp\frac{\theta}{1+\beta\theta};\quad 1<\xi<\infty. \tag{1}$$

Уравнение распространения тепла в поджигающей среде:

$$\frac{\partial\theta_1}{\partial\tau}=\frac{k_\lambda b}{\delta^2}\left[\frac{\partial^2\theta_1}{\partial\xi^2}+\frac{n}{\xi}\frac{\partial\theta_1}{\partial\xi}\right];\quad 0<\xi<1. \tag{2}$$

Начальные и граничные условия:

$$\tau=0,\quad \theta_1=0,\quad \theta=-\theta_н; \tag{3}$$

$$\xi=0,\quad \frac{\partial\theta}{\partial\xi}=0,\quad \xi\to\infty,\quad \theta=-\theta_н; \tag{4}$$

$$\xi=1,\quad \theta_1=\theta,\quad k_\lambda\frac{\partial\theta_1}{\partial\xi}=\frac{\partial\theta}{\partial\xi}. \tag{5}$$

Для случая $k_\lambda\to\infty$ вместо уравнения (2) и граничных условий (5) получаем

$$\xi=1,\quad \frac{\partial\theta}{\partial\tau}=\frac{(n+1)}{\delta^2}b\,\frac{\partial\theta}{\partial\xi},\quad \theta_1=\theta. \tag{6}$$

Здесь

$$\theta=\frac{E}{RT_0^2}(T-T_0);\quad \xi=\frac{x}{r};\quad \beta=\frac{RT_0}{E};$$

$$\tau=t\frac{Qk_0}{c\rho}\frac{E}{RT_0^2}\exp(-E/RT_0);$$

$$\delta=r\left[\frac{Qk_0}{\lambda}\frac{E}{RT_0^2}\exp(-E/RT_0)\right]^{1/2};$$

$$k_\lambda=\frac{\lambda_1}{\lambda};\quad b=\frac{c\rho}{c_1\rho_1};\quad \theta_н=\frac{E}{RT_0^2}(T_0-T_н);$$

x — координата; t — время; T — температура; Q — тепловой эффект реакции; E — энергия активации; λ, c, ρ — коэффициенты теплопроводности, теплоемкости и плотности соответственно; n — показатель формы; индекс «1» относится к поджигающему телу.

Исходная система уравнений решалась численно на ЭВМ. В результате были получены нестационарные поля температур $\theta(\xi,\ \tau,\ \theta_н,\ k_2,\ b,\ \beta,\ \delta,\ n)$, из которых определялись основные характеристики процесса зажигания. Диапазон изменения параметров: $\theta_н=7{,}5$—25; $\delta=\delta_{кр}-\infty$; $0{,}01<\beta<0{,}9/\theta_н$; $k_\lambda=0{,}1-\infty$; $b=0{,}05$—100; $n=0,\ 1,\ 2$.

На рис. 1 приведена временная зависимость температуры θ_s на границе раздела сред инертный очаг — реагирующее вещество при различных значениях параметра δ. Температура в месте контакта θ_s мгновенно принимает некоторое значение θ_{s_1} и при достаточно больщих значениях δ постоянна в течение всего процесса зажигания. С уменьшением δ θ_s на поверхности уменьшается со временем (скорость падения температур определяется запасом тепла в очаге, а также теплофизическими и кинетическими свойствами приводимых в контакт тел), а затем взрывообразно растет. И наконец, при размерах очага

$\delta < \delta_{кр}$ зажигания не происходит. Поскольку в настоящей постановке задачи возможен адиабатический режим, под зажиганием понимается процесс, время развития которого намного меньше адиабатического периода индукции при начальной температуре $\theta_н$.

Поскольку переход от режима зажигания к режиму адиабатического воспламенения происходит непрерывно, то возникают затруднения в выборе $\delta_{кр}$. Анализ зависимостей $\tau_з(\delta)$ показал, что в качестве критерия для определения $\delta_{кр}$ можно выбрать условие $\frac{\Delta\tau_з}{\Delta\delta} \gg 1$. Действительно (рис. 2, *б*), при значениях, близких к $\delta_{кр}$, небольшому изменению размера очага соответствует значительное изменение времени задержки зажигания.

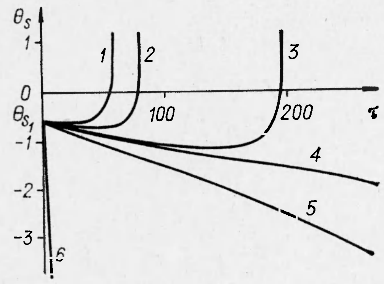

Рис. 1. Зависимость θ_s от τ для различных δ при $\theta_n = -10$, $\beta = 0{,}01$; $k_\lambda = 20$; $b = 0{,}06$; $n = 2$.
1 — $\delta = 1000$; 2 — $\delta = 30$; 3 — $\delta = 21$; 4 — $\delta = 20$; 5 — $\delta = 19$; 6 — $\delta = 21$ — теплообмен с инертной средой.

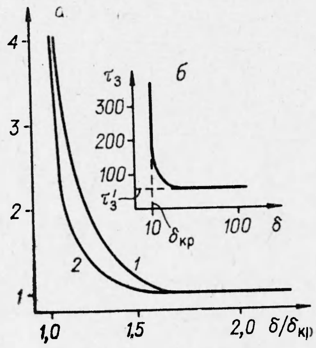

Рис. 2. Зависимость $\tau_з/\tau_з^I$ от $\delta/\delta_{кр}$ (*а*), и зависимость $\tau_з$ от δ для цилиндра при $\theta_н = -10$; $\beta = 0{,}01$; $k_\lambda \to \infty$; $b = 0{,}1$ (*б*).
1 — сфера; 2 — плоскость.

В работах [7, 8] было показано, что при кондуктивном нагреве поверхности характеристики зажигания с большой точностью могут быть описаны с помощью формул, полученных для случая зажигания при постоянной температуре поверхности, в качестве которой следует взять температуру контакта двух тел, известную из теории теплопроводности

$$T_{s_1} = (T_0 - T_н)\frac{k_\varepsilon}{1 + k_\varepsilon} + T_н,$$

где $k_\varepsilon = \left(\frac{\lambda_1 c_1 \rho_1}{\lambda c \rho}\right)^{1/2}$ — отношение тепловых активностей.

Из рис. 2 видно, что для рассматриваемого случая этот вывод справедлив, начиная с некоторого $\delta/\delta_{кр}$. С увеличением $\delta/\delta_{кр}$ время $\tau_з$ стремится к $\tau_з^I$ [8],

$$\tau_з^I = 0{,}2\theta_{s_1}(\theta_{s_1} + 8), \tag{7}$$

где

$$\theta_{s_1} = \frac{E}{RT_{s_1}^2}(T_{s_1} - T_н).$$

С точностью $\sim 5\%$ $\tau_з/\tau_з^I \to 1$ при $\delta/\delta_{кр} > 1{,}8$, что соответствует повышению температуры очага над критической примерно на половину температурного интервала ($\sim 10°$).

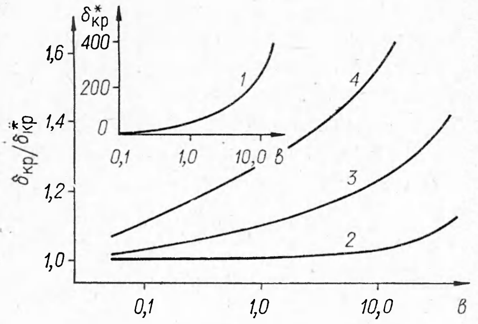

Рис. 3. Зависимость $\delta^*_{кр}$ и $\delta_{кр}/\delta^*_{кр}$ от b при $\theta_н = -10$; $\beta = 0{,}01$, $n = 0$.
$1 - k_\lambda \to \infty$; $2 - k_\lambda = 100$; $3 - k_\lambda = 10$; $4 - k_\lambda = 1$.

Наибольший интерес в рассматриваемой задаче представляет нахождение критических условий. На рис. 3 приведены характерные зависимости $\delta/\delta^*_{кр}$ от b при различных значениях k_λ; δ^* соответствует зажиганию ВВ очагом бесконечной теплопроводности ($k_\lambda \to \infty$). Анализ приведенных зависимостей указал на существование трех предельных режимов.

1) $b \to 0$, $k_\lambda > 0$ (бесконечная теплоемкость очага). Зажигание происходит при любом размере очага ($\delta_{кр} \to 0$);

2) $b \to \infty$, $k_\lambda > 0$ (теплосодержание очага бесконечно мало) — $\delta_{кр} \to \infty$, воспламенение происходит в адиабатическом режиме;

3) $k_\lambda \to 0$, $b > 0$, тепловой поток $k_\lambda \left.\frac{\partial\theta}{\partial\xi}\right|_{\xi=1} \to 0$, а воспламенение происходит в адиабатическом режиме.

Следует отметить, что случаю $k_\lambda \to \infty$ соответствует достаточно большая область $k_\lambda > 100$, в которой критический размер очага практически не зависит от k_λ и $\delta_{кр} = \delta^*_{кр}$ (см. рис. 3).

Зависимость $\delta_{кр}$ и $\delta^*_{кр}$ от параметров $\theta_н$, β, k_λ, b, n может быть представлена приближенными формулами:

$$\delta^*_{кр} = 0{,}4\sqrt{b^2 + 0{,}25n(n+1)(b+0{,}1b^3)}\,[\theta_н + 2{,}25(n-1)]^2[1 + 0{,}5\beta\theta], \quad (8)$$

$$\delta_{кр} = \delta^*_{кр}\left[1 + \frac{(\theta_н - 3)^2\, b(n+1)}{30k_\lambda^{2/3}(1 + 3b^{2/3})}\right]. \quad (9)$$

Формулы подобраны с ошибкой, не превышающей 10%, в следующем диапазоне изменения параметров: $\theta_н = 7{,}5$—25; $\beta = 0{,}01$—$0{,}9/\theta_н$; $n = 0$, 1, 2; $k_\lambda = 1 - \infty$; $b = 0{,}05$—10, а для $k_\lambda = 0{,}1$—1; $b = 10$—100, точность расчета $\delta_{кр}$ по (8), (9) $\sim 20\%$.

Сопоставление некоторых результатов численного интегрирования, а также расчета $\delta_{кр}$ по формулам (8), (9) с результатами [1], полученными

n	$\theta_н$	k_λ	b	$\delta_{кр}$				
				ЭВМ	по формулам (8),(9)	ЭВМ [5]	прибл. [6]	прибл. [4]
0	10	∞	0,1	2,4	2,5	3,1	3,2	2,9
	10	∞	1,0	25	25	31	32	29
	10	∞	10	258	250	—	320	290
	10	∞	100	2900	2500	—	3200	2900
	10	1,0	0,1	2,7	2,8	—	4,5	3,7
	10	1,0	1,0	33	36	—	46	38
	10	1,0	10	405	387	—	465	525
2	7,5	∞	0,1	15,8	15,8	16,9	19,2	—
	15	∞	0,1	54,2	51,2	53,7	78,4	—
	25	∞	0,1	141	134	133	256	—
	10	1,0	1,0	212	227	—	304	—
	10	10	1,0	127	128	—	183	—
	10	∞	1,0	100	103	108	139	—

[1] Сравнение с результатами численного счета [4] затруднено, так как в работе не указан диапазон изменения параметра k_λ.

с помощью приближенных методов [4, 6], а также численным расчетом при $k_\lambda \to \infty$ [5], приведено в таблице, откуда видно, что $\delta_{кр}$, рассчитанные приближенными методами [4, 6], находятся в удовлетворительном соответствии с результатами численного счета данной работы и [5]. Отметим, что расчет по этим приближенным методам для случаев цилиндрической ($n=1$) и сферической ($n=2$) форм требует численного интегрирования.

Полученные результаты представляют определенный интерес в связи с проблемой чувствительности ВВ к механическим воздействиям.

В работе [1] обсуждался вопрос о механизме возбуждения нитроглицерина твердыми частицами. Ниже приведен расчет по формулам (8), (9) критической температуры очага в зависимости от размера. Исходные кинетические и теплофизические характеристики для нитроглицерина ВВ, согласно [1], таковы: $E=48\,000$ кал/моль; $Qk_0=5\cdot10^{22}$ кал/(с·см^3); $c=0{,}3$ кал/(г·град); $\rho=1{,}4$ г/см^3; $\lambda=4\cdot10^{-4}$ кал/(см·с·град); для карборунда (поджигающее тело): $c=0{,}18$ кал/(г·град), $\rho=2{,}3$ г/см^3, $\lambda=2\cdot10^{-3}$ кал/(с·см·град).

d, мк	100	50	10	0,5
$\widetilde{T}_{кр}$, °C	391	448	519	639

Результаты расчетов находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментальными данными, полученными в [1], где показано, что крупные частицы карборунда (~100 мк) вызывают образование очагов разогрева эффективнее (частотность взрыва 100%), чем мелкие (0,5—10 мк), экспериментально измеренные температуры очага ~500° С.

Аналогичные расчеты были проведены для случая, когда в нитроглицерине находится пузырек газа. Возбуждение взрыва ВВ в этом случае может быть связано с адиабатическим сжатием и нагревом газа при ударе. В [1] даны экспериментально определенные значения температур при ударном сжатии для некоторых газов. Так, например, для воздуха $T_{кр}=800°$ С. Однако расчеты показали, что при воспламенении нитроглицерина пузырьком воздуха с начальным диаметром 1 мм критические значения температур значительно выше — $T_{кр}=1200°$ С. Полученные результаты подтверждают высказанную в [1] гипотезу о том, что воспламенение при адиабатическом сжатии пузырька произойдет в том случае, если воздушные включения содержат ВВ в виде пара или мелких капель.

Поступила в редакцию
5/VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Боуден, А. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М., ИЛ, 1955; Быстрые реакции в твердых веществах. М., ИЛ, 1962.
2. A. G. Merzanow. Comb. and flame, 1966, **10**, 4.
3. У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, **7**, 2.
4. В. Н. Вилюнов, А. К. Колчин. ФГВ, 1966, **2**, 3.
5. А. М. Гришин, А. Н. Субботин. IV Всесоюз. совещ. по тепло- и массообмену. Т. 2. Минск, 1972.
6. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ИФЖ, 1965, **9**, 2.
7. A. G. Merzanow, A. E. Averson. Comb. and flame, 1971, **16**, 1.