Физика горения и взрыва

4
1965 г.

УДК 536.46

К ВОПРОСУ О ЗАЖИГАНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИЕЙ

В. Н. Вилюнов, О. Б. Сидонский

(Томск)

Рассматривается простейшая модель конденсированного вещества, способного к термическому разложению [1, 2]. Предполагается, что ответственными за зажигание являются суммарно-экзотермические процессы, протекающие в конденсированной фазе топлива. Эта точка зрения находится в согласии с современным механизмом горения порохов [3].

На поверхность топлива падает световой поток постоянной интенсивности q_s. Разогрев поверхностных слоев приводит к ускорению химических реакций и дополнительному выделению тепла в топливе. По истечении некоторого времени τ_1 поток лучистой энергии прекращается и на поверхность топлива ставится адиабатика $(\bar{q}_{x=0}=0)$. Исследуя характер изменения температуры на поверхности, можно судить о зажигании или потухании топлива.

Помещаем начало координат на поверхность, а ось ξ направляем в глубь топлива. Исходные в данной задаче дифференциальные уравнения и дополнительные условия в безразмерных переменных имеют вид:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + (1-\eta)\, e^{\frac{\Theta}{1+\gamma\Theta}}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \beta (1-\eta)\, e^{\frac{\Theta}{1+\gamma\Theta}}, \tag{2}$$

$$\tau=0, \quad 0 \leqslant \xi < \infty, \quad \Theta = \Theta_0 = \frac{E}{RT_1^2}(T_0 - T_1) < 0, \quad \eta = 0, \tag{3}$$

$$\text{при } \xi = 0 \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \begin{cases} \bar{q}_s, & 0 \leqslant \tau < \tau_1, \\ 0, & \tau > \tau_1, \end{cases} \tag{4}$$

$$\text{при } \xi \to \infty \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \to 0, \quad \tau \geqslant 0. \tag{5}$$

Безразмерные переменные, параметры, входящие в уравнения, и краевые условия определяются следующими зависимостями:

$$\Theta = \frac{E}{RT_1^2}(T - T_1), \quad \xi = \frac{x}{x_1}, \quad \tau = \frac{t}{t_1}, \quad \bar{q} = \frac{q}{q_1},$$

$$t_1 = \frac{RT_1^2}{E} \cdot \frac{c}{Qz} e^{\frac{E}{RT_1}}, \quad q_1 = \lambda \frac{RT_1^2}{Ex_1}, \quad x_1 = \sqrt{\varkappa t_1}, \tag{6}$$

$$\theta_0 = \frac{E}{RT_1^2}(T_0 - T_1), \quad \gamma = \frac{RT_1}{E}, \quad \beta = \frac{RT_1^2}{E} \cdot \frac{c}{Q}, \quad \overline{q}_s = \frac{E x_1}{\lambda RT_1^2} q_s.$$

Здесь $T(x, t)$ — температура, °К; t — время, *сек*; x — декартова координата, *см*; $\eta(x, t)$ — глубина разложения вещества; T_0 — начальная температура топлива, °К; E — энергия активации, *кал/моль*; c — теплоемкость, *кал/г · град*; Q — тепловой эффект реакции, *кал/г*; z — предэкспонент, 1/*сек*; λ — коэффициент теплопроводности, *кал/см · сек · град*; $\varkappa$ — температуропроводность, *см²/сек*; R — универсальная постоянная, *кал/моль · град*.

Масштаб температуры[1] T_1 пока не определен. Выбирая его надлежащим образом, можно избавиться от одного безразмерного параметра, определяющего решение задачи. Здесь представляется множество возможностей, из которых рассмотрено только две.

1. В тех случаях, когда изучаются не только характеристики зажигания, но и закономерности выхода зажигания на стационарный режим горения топлива, разумно выбрать за опорную температуру T_1 максимальную температуру, получаемую на поверхности при послойном горении топлива. Она определяется равенством $T_1 = T_m = \frac{Q}{c} + T_0$. В этом случае решение зависит от трех параметров

$$\theta_0 = \frac{E}{RT_m^2}(T_0 - T_m), \quad q_m = \frac{q_s}{\lambda} \sqrt{\varkappa \frac{cE}{QzRT_m^2} e^{\frac{E}{RT_m}}}, \quad \gamma_m = \frac{RT_m}{E},$$

ибо $\beta = -\frac{1}{\theta_0}$. Следует ожидать, что характеристики выхода системы на стационарный режим будут слабо зависеть от параметра γ_m.

2. В тех задачах, где не учитывается выгорание топлива, масштаб температуры удобно определить из условия $\overline{q}_s = \text{const}$. Оценку постоянной получим из стационарной теории зажигания Я. Б. Зельдовича [4]. В работе [4] показано, что при данной температуре поверхности θ_s отсутствие зажигания возможно лишь в том случае, если градиент температуры вдали от поверхности обеспечивает достаточный теплоотвод, критический теплоотвод, при котором наступает зажигание и применительно к используемым здесь переменным определяется формулой:

$$q_* = \sqrt{2(1 - 2\gamma) e^{\frac{\theta_s}{1 + \gamma\theta_s}}}.$$

Для того чтобы на пределе зажигания θ_s была близка к нулю, необходимо взять $\overline{q}_s = \sqrt{2(1 - 2\gamma)}$. То есть для определения масштаба имеем

$$\frac{E}{RT_1} e^{\frac{E}{2RT_1}} = \frac{\lambda}{q_s} \sqrt{\frac{2QzE}{c\varkappa R}\left(1 - 2\frac{RT_1}{E}\right)}. \tag{7}$$

---

[1] Точнее масштабом температуры называть величину RT_1^2/E.

Остальные зависимости находятся по формулам (6). При таком выборе масштаба T_1 решение слабо зависит от γ.

Исходная система уравнений решалась методом сеток на ЭВМ. Характер изменения температуры от времени на поверхности топлива, обращенной к излучателю, показан на рис. 1. Каждой кривой (рис. 1, *а*)

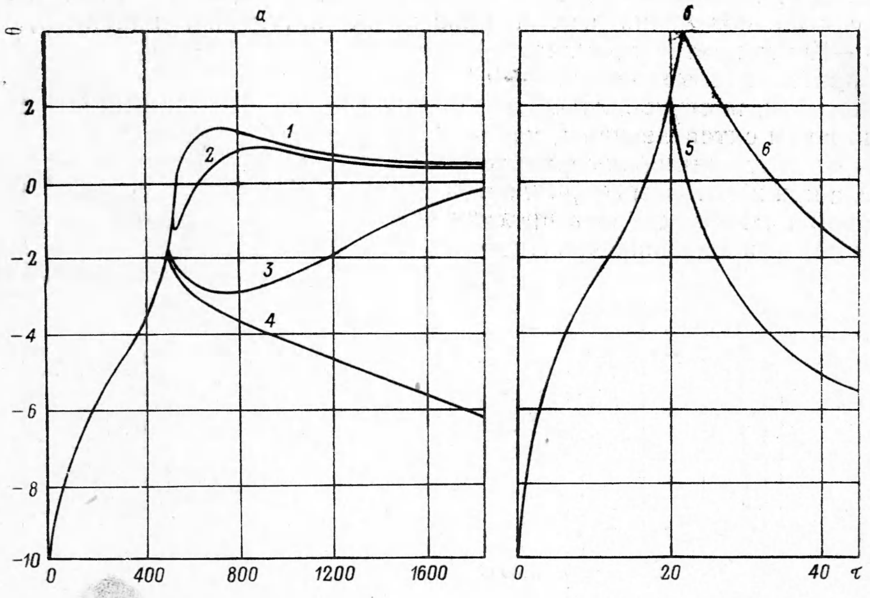

Рис. 1. Температура на поверхности топлива в зависимости от времени для различных моментов смены граничного условия $\Theta_0 = -10$, $\gamma_m = 0$.
а — $q_m = 0{,}25$; *б* — $q_m = 2{,}0$.

соответствует вполне определенное время облучения, после которого на поверхности ставилась адиабатика. Кривым *1 — 2* соответствует зажигание с перегревом ($\Theta_s > 0$), *4* — потухание. Приближение Θ_s к нулю свидетельствует о выходе скорости распространения пламени на стационарный режим. Кривым *5—6* (рис. 1, *б*) всюду соответствует потухание.

В табл. 1 помещены численные значения параметров в момент смены граничного условия, где $Q_s = q_m \tau$ — тепловой импульс, а Q_R — количество тепла, выделяющегося в результате химических реакций

$$Q_R = \int_0^{\tau} d\tau \int_0^{\infty} (1 - \eta)\, e^{\frac{\Theta}{1 + \gamma\Theta}}\, d\xi .$$

Таблица 1

Кривые (рис. 1)	τ	η	Θ	Q_s	Q_R
1	544	0,824	—0,146	136	42
2	532	0,697	—0,964	133	34,1
3	516	0,563	—1,70	129	27
4	512	0,536	—1,84	128	25,6
5	22,3	0,94	+4,15	44,5	7,22
6	21,0	0,647	+2,13	42,0	3,78

Зажечь топливо[1] облучением очень интенсивными потоками после снятия источника излучения невозможно. Быстрый нагрев поверхностного слоя топлива приводит к его выгоранию, ожогу. Однако, поскольку обший запас тепла в топливе невелик, после снятия излучения он рассасывается в массе топлива, происходит потухание. Для данного Θ_0 существует критическое значение теплового потока, выше которого после снятия облучения всегда происходит потухание; например, для $\Theta_0=-10$ это критическое значение q_m приблизительно равно 0,3÷0,4. Эти выводы, конечно, справедливы лишь в том случае, когда адиабатика ставится не на поверхности $\xi=0$, а при некотором $\xi=\xi(i)$, при котором $\eta\approx 1$ (своеобразный отвод прореагировавших продуктов

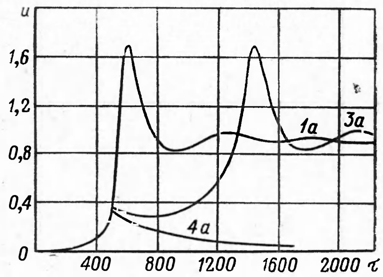

Рис. 2. Изменение

$$u \sim q_R = \int_0^\infty (1-\eta)\, e^{\frac{\Theta}{1+\gamma\Theta}} d\xi$$

от времени для $\Theta_0=-10$, $\gamma_m=0$, $q_m=0,25$ (Кривые рис. 1 и 2 соответствуют друг другу.)

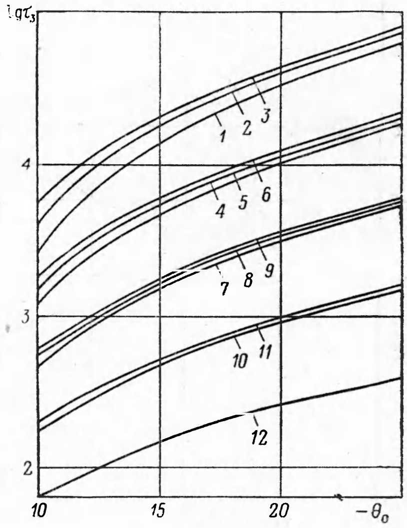

Рис. 3. Зависимость $\tau_з$ от Θ_0 для различных значений q_m и γ_m.
1 — 0,0625; 0; *2* — 0,0625; 0,025; *3* — 0,0625; 0,05; *4* — 0,125; 0; *5* — 0,125; 0,025; *6* — 0,125; 0,05; *7* — 0,25; 0; *8* — 0,25; 0,025; *9* — 0,025; 0,05; *10* — 0,5; 0; *11* — 0,5; 0,05; *12* — 1,0; 0.

реакции). Результат, полученный выше, не является неожиданным, он находится в полном согласии с теорией горения порохов и ВВ, развитой Я. Б. Зельдовичем [5], а также с результатами работы [6].

Расчеты примеров вскрыли еще весьма любопытный физический факт. Именно характер стремления скорости горения к стационарному значению происходит с затухающими колебаниями (рис. 2). Период колебаний при данном Θ_0 тем меньше, чем больше величина безразмерного теплового потока.

Влияние выгорания топлива на характеристики зажигания иллюстрируется табл. 2, где $\Theta_0=-10$; $\gamma_m=0$; $q_m=0{,}25$. Расчет критическо-

Таблица 2

	$\eta_з$	$\tau_з$	Q_S	Q_R	$\Theta_з$
Без выгорания . . .	0	468	117	17,8	—2,63
С выгоранием . . .	0,536	512	128	25,6	—1,84
Ошибка, %	—	8,6	8,6	23,5	43

[1] Предполагается, что время облучения намного меньше времени адиабатического периода индукции $\tau_{ad} \approx e^{-\Theta_0}$

го времени зажигания осуществлялся в широком диапазоне изменения параметров $10 \leqslant |\Theta_0| \leqslant 30$, $0 \leqslant \gamma_m \leqslant 0{,}05$; $0{,}0625 \leqslant q_m \leqslant 3$, при этом выгорание не учитывалось. Результаты расчета показаны на рис. 3. Если $1 < q < 3$, то влияние γ_m, несущественно, не больше 5%; при малых $|\Theta_0|$ и малых q_m влияние более сильное, разница может достигать 50%.

Критическая температура зажигания $\Theta_з$ (рис. 4) с ростом теплового потока увеличивается, ее зависимость от Θ_0 слабая.

Применяя теорию зажигания Я. Б. Зельдовича [7], можно получить явную зависимость $\tau_з$ от q_m и Θ_0

$$\tau_з = \frac{\pi}{4q_m^2}\left(\ln\frac{q_m^2}{2} - \Theta_0\right)^2. \quad (8)$$

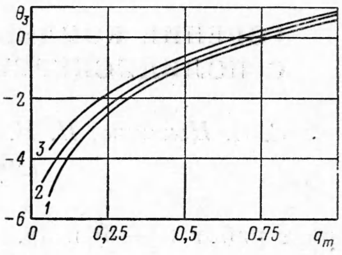

Рис. 4. Зависимость $\Theta_з$ от q_m.
1 — $\gamma_m = 0{,}0$; *2* — $\gamma_m = 0{,}025$; *3* — $\gamma_m = 0{,}05$.

Расчет по формуле (8) дает удовлетворительное совпадение с результатами численного интегрирования (табл. 3). В формуле (8) влияние γ_m не учтено.

Таблица 3

θ_0	γ_m	q_m	$\lambda_з$, расч.	$\lambda_з$, теор.	Ошибка, %
−25	0	0,125	18430	20700	12,5
−10	0	1,0	61,1	67,7	10,8
−20	0	1,0	268,9	292	8,6

В частности, если выбрать масштаб температуры из условия (7), то зависимость (8) приобретает очень простой вид:

$$\tau_з = \frac{\pi}{8}\frac{\Theta_0^2}{(1-2\gamma)}.$$

Поступила в редакцию
5/VI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Н. Вилюнов, О. Б. Сидонский.* Докл. АН СССР, 1963, **152**, 1.
2. *А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов.* ИФЖ, 1965, **9**, 2.
3. *П. Ф. Похил.* Сб. «Физика взрыва», М., Изд-во АН СССР, 1953, 2.
4. *Я. Б. Зельдович.* ЖЭТФ, 1939, **9**, 12.
5. *Я. Б. Зельдович.* ЖЭТФ, 1942, **12**, 11—12.
6. *В. Б. Либрович.* ПМТФ, 1963, 6.
7. *Я. Б. Зельдович.* Докл. АН СССР, 1963, **150**, 1.