уменьшению максимального давления при расширении (при $\alpha=0{,}02$, $p_{max}=340$ бар, а при $\alpha=2$, $p_{max}=200$ бар) и к более раннему по времени достижению этого максимума при сохраняющемся полном импульсе I_∞.

В случае же $F=42$ МВт/г, такое же изменение α приводит к меньшему влиянию на механику, так как $t_* \geqslant t_0$. Следовательно, в случае

$$t_0(F) > m/(\rho_c p_*)^{1/2} \tag{9}$$

необходимо точное описание кинетики разложения. Соотношение (9), устанавливающее связь между F и m для данного полимера, является критерием сильного влияния кинетики на механические параметры.

Таким образом, рассмотренная двухтемпературная модель разлагающегося полимера позволила выяснить некоторые закономерности процесса разложения и сделать оценки механических и тепловых величин.

Поступила в редакцию
5/IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Гущин, Ю. П. Попов. ЖВММФ, 1977, **17**, 5, 1248.
2. S. H. Slivinsky and N. E. Ogle. J. Appl. Phys., 1977, **48**, 3660.
3. Д. В. Ван Кревелен. Свойства и химическое строение полимеров. М., «Химия», 1976.
4. С. Мадорский. Термическое разложение органических полимеров. М., «Мир», 1967.
5. Н. Грасси. Химия процессов деструкции полимеров. М., 1959.

РАЗВИТИЕ ОЧАГА ГОРЕНИЯ В ЖИДКОМ ВВ

А. Д. Марголин

(Москва)

Развитие очага горения в жидком взрывчатом веществе (ЖВВ) — существенный этап при инициировании и распространении взрывного превращения в ЖВВ [1, 2]. Под действием продуктов сгорания давление в пузырьке повышается и приходит в движение окружающая пузырек жидкость. Крайние случаи: спокойное горение при почти постоянном давлении, близком к давлению вдали от пузырька, и ускоряющееся горение, которое сопровождается резко повышающимся давлением, когда жидкость вокруг пузырька не успевает «расступиться».

Радиальное движение невязкой несжимаемой жидкости, окружающей сферический пузырек, описывается уравнениями Эйлера и неразрывности в сферической системе координат с началом в центре пузырька

$$\partial v/\partial t + v\cdot\partial v/\partial r = -1/\rho_0\cdot\partial p/\partial r, \tag{1}$$

$$\partial v/\partial r + 2v/r = 0, \tag{2}$$

где v — скорость движения жидкости в радиальном направлении; r — текущий радиус; p — давление; ρ_0 — плотность жидкости; t — время.

Для описания параметров продуктов сгорания, находящихся в пузырьке, привлечем уравнения состояния, сохранения массы и энергии:

$$pV = m/\mu \cdot RT, \tag{3}$$

$$\frac{d}{dt}\int \rho dV = \rho_0 u S, \tag{4}$$

$$\frac{d}{dt}\int c_v \rho T dV = S c_p T_1 \rho_0 u - p\frac{dV}{dt}, \tag{5}$$

где V, S — объем и поверхность пузырька; m, μ — масса продуктов сгорания и их средний молекулярный вес; R — универсальная газовая постоянная; c_p и c_v — теплоемкость газа при постоянном давлении и объеме; ρ, T — плотность и температура газа; T_1 — температура сгорания жидкости при постоянном давлении; $\rho_0 u$ — массовая скорость горения ЖВВ.

Граничные условия заключаются в том, что скорость расширения пузырька радиуса a складывается из скорости движения жидкости на границе пузырька $(r=a)$ и скорости горения, а давление в пузырьке равно внешнему давлению с поправкой на напряжение силы поверхностного напряжения

$$da/dt = v(a) + u, \tag{6}$$

$$p(r=a_-) = p(r=0) = p(r=a_+) + 2\sigma/a. \tag{7}$$

Вдали от пузырька давление в жидкости постоянное

$$\text{при} \quad r=\infty \quad p=p_0. \tag{8}$$

При формулировке задачи сделаны следующие предположения:

1) скорости движения жидкости и продуктов сгорания малы по сравнению со скоростью звука;

2) давление и температура продуктов сгорания в пузырьке одинаковы в различных точках, но могут изменяться во времени;

3) продукты сгорания являются идеальным газом с постоянной теплоемкостью;

4) жидкость идеальная;

5) сила поверхностного натяжения мала по сравнению с силой давления, т. е. $\sigma/a \ll p(r=0) - p_0$. Это предположение выполняется при $a \gg 1$ мкм, если $\Delta p > 1$ атм;

6) скорость горения мала по сравнению со скоростью движения жидкости на границе пузырька $u \ll v(a)$. Предположение означает, что $u \ll 10$ м/с при $\Delta p \sim 1$ атм;

7) скорость горения есть заданная функция только давления

$$\rho_0 u = B p^{\nu}. \tag{9}$$

В предположениях 5 и 6 граничные условия (6) и (7) упрощаются:

$$da/dt = v(a), \tag{10}$$

$$p(r=0) = p(a_+). \tag{11}$$

Начальное условие задачи

$$\text{при} \quad t=0 \quad a=a_0, \quad p=p_0, \quad v=0. \tag{12}$$

Система уравнений (1)—(5), (9) с граничными условиями (10), (11) вместе с соответствующими начальными условиями полностью описывает изменение во времени скорости горения, радиуса пузырька и давления в нем.

Из уравнения неразрывности (2) получаем распределение по радиусу скорости движения жидкости

$$v = v(a) \cdot a^2/r^2. \tag{13}$$

Подставив (13) в уравнение движения (1) и проведя интегрирование по радиусу от a до бесконечности с учетом граничных условий (8), (10), (11), получим уравнение, описывающее движение границы пузыря

$$x \cdot d^2x/d\tau^2 = q - 1 - 3/2\,(dx/d\tau)^2, \tag{14}$$

где $x = a/a_0$; $\tau = \sqrt{\rho_0/\rho_0} \cdot t/a_0$; $q = p/p_0$.

Несколько преобразованные с учетом (3) и (9) уравнения сохранения массы и энергии (4), (5) в безразмерных координатах имеют вид:

$$\begin{gathered} x \cdot dq/d\tau = C\gamma q^{\nu} - 3\gamma q \cdot dx/d\tau, \\ x \cdot d\Theta/d\tau = Cq^{\nu-1} \cdot \Theta(\gamma - \Theta) - 3\Theta(\gamma - 1) \cdot dx/d\tau, \end{gathered} \tag{15}$$

где $\Theta = \bar{T}/T_1$; $\bar{T} = \int \rho T(r)\,dV / \int \rho\,dV$ — усредненная по объему пузырька температура газа. Учитывая предположение 2, получим

$$\frac{1}{\bar{T}} = \frac{1}{V}\int \frac{dV}{T(r)} = \frac{3}{a^3}\int_0^a \frac{r^2 dr}{T(r)}.$$

Средняя температура равна T_1 при $p = \text{const}$ и γT_1 при $V = \text{const}$, т. е. когда пузырек вообще не расширяется.
Аналогично

$$\bar{\rho} = \frac{1}{V}\int \rho(r)\,dV = \frac{3}{a^3}\int_0^a \rho(r)\,r^2 dr.$$

Решение систем уравнений (14), (15) с начальными условиями

при $\tau = 0$ $x = 1$, $dx/d\tau = 0$, $q = 1$, $\Theta = 1$ (16)

зависит от трех безразмерных параметров:

$$\nu; \quad C = 3RT_1Bp_0^{(\nu-1,5)} \cdot \rho_0^{0,5} \cdot \mu^{-1}; \quad \gamma = c_p/c_V.$$

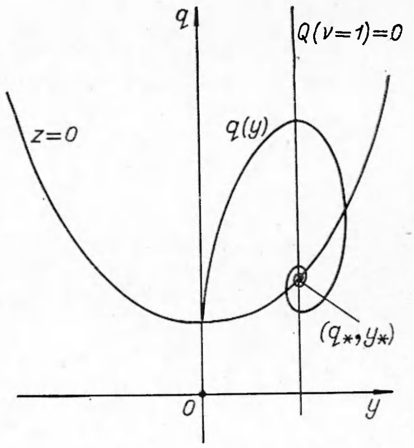
Параметр C имеет простой физический смысл — это отношение характерного времени схлопывания (или расширения) $t_1 = a_0\sqrt{\rho_0/p_0}$ к характерному времени наполнения пузырька радиусом a_0 продуктами сгорания $t_2 = \bar{\rho} a_0/3\rho_0 u$.

Для анализа удобно записать (14) и (15) в виде системы первого порядка

$$\begin{gathered} dx/d\tau = y, \\ x \cdot dy/d\tau = q - 1 - 3/2y^2, \\ x \cdot dq/d\tau = C\gamma q^{\nu} - 3\gamma q y, \\ x \cdot d\Theta/d\tau = Cq^{\nu-1}(\gamma - \Theta)\Theta - 3(\gamma - 1)\Theta y. \end{gathered} \tag{17}$$

Поделим третье уравнение (17) на второе равенство и получим уравнение

$$1/\gamma\cdot dq/dy = (Cq^{\nu}-3qy)/(q-1-3/2\cdot y^2) = Q(q,\ y)/z(q,\ y), \quad (18)$$



которое удобно для анализа в плоскости q, y. На пересечении кривых $Q=0$ и $z=0$ находится особая точка (q_*, y_*) уравнения (18).

Вид интегральной кривой $q(y)$ для случая $\nu=1$ показан на рисунке. Максимальные давления q_{max} в пузырьке получены численным счетом (см. таблицу). Если $\nu<1{,}5$, то всегда имеется одна особая точка; если $\nu\geqslant 1{,}5$, то кривые $Q=0$ и $z=0$ могут пересекаться в двух точках, могут касаться или не пересекаться вовсе.

Вид особой точки с координатами (q_*, y_*) зависит от величин C и ν. При $\nu<\sqrt{2}$ наблюдается устойчивый фокус; при $\sqrt{2}<\nu<1{,}5$ — устойчивый фокус, если $3y_*^2(\nu^2-2)<4$, или устойчивый узел, если $3y_*^2(\nu^2-2)>4$.

При $\nu>1{,}5$ могут быть $(C<[\sqrt{3}(\nu-1{,}5)^{\nu-1,5}]/(\nu-1)^{\nu-1})$ две особые точки: верхняя из них — седло, а нижняя $[y_*<1/3(\nu-1{,}5)]$ — неустойчивый фокус, если $\nu>2$, $3(\nu^2-2)\,y_*^2<4$; неустойчивый узел при $\nu>2$, $3(\nu^2-2)\,y_*^2>4$; устойчивый фокус, если $2<\nu<1{,}5$, $3(\nu^2-2)\,y_*^2<4$; устойчивый узел, если $2<\nu<1{,}5$, $3(\nu^2-2)\,y_*^2>4$.

Чтобы узнать, не происходят ли автоколебания пузырька, нужно проанализировать систему (18) на наличие замкнутых траекторий. При $\nu>0$ на линии $q=0$ $dq/dy=0$, поэтому фазовые траектории не могут перейти с верхней полуплоскости на нижнюю, а также (как можно показать) на границу $q=0$. Наличие предельных циклов в верхней полуплоскости проанализируем с помощью критерия Дюлака [2], который указывает, что в области, где выражение

$$L(\Phi)=\partial(Q\Phi)/\partial q+\partial(z\Phi)/\partial y$$

не изменяет знака, не имеется замкнутых контуров, составленных из отрезков фазовых траекторий, если $\Phi(q,\ y)$ — непрерывная дифференцируемая функция.

Выражение $L(q^{-2})=(2-\nu)Cq^{\nu-3}$ не изменяет знака в верхней полуплоскости, следовательно, при $C\neq 0$ и $\nu\neq 2$ система не имеет предельных циклов.

Итак, при $\nu<1{,}5$ все фазовые траектории, в том числе и выходящая из точки $q=1$, $y=0$, стремятся к особой точке (q_*, y_*), причем

ν	C	γ	β	q_{max}	ν	C	γ	β	q_{max}
1,0	0,1	1,3	0	1,07	1,0	10,0	1,3	10	5·10
1,0	1,0	1,3	0	1,8	1,0	10,0	1,3	100	$2{,}4\cdot 10^2$
1,0	1,0	1,3	10	3,7	0,5	1,0	1,3	0	1,6
1,0	1,0	1,3	100	2,3·10	0,5	1,0	1,3	100	9,1
1,0	10,0	1,0	0	2,5·10	0,5	10,0	1,3	0	7,1
1,0	10,0	1,3	0	3·10	0,5	10,0	1,3	10	1,1·10
1,0	10,0	1,3	1	3,2·10	0,5	10,0	1,3	100	3,9·10

при $\nu < \sqrt{2}$ давление совершает затухающие колебания вокруг значения q_*. Эта точка задается системой алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} Cq_*^{\nu-1} - 3y_* &= 0, \\ q_* - 1 - 3/2y_*^2 &= 0. \end{aligned} \tag{19}$$

Когда q_* близко к единице,

$$q_* \cong 1 + C^2/6, \quad y_* \cong C/3 \quad (\text{при } C^2/6 \ll 1). \tag{20}$$

Если $q_* \gg 1$, т. е. в пузыре развивается давление, значительно превышающее давление вдали от пузыря,

$$q_* \cong \left(\frac{C}{\sqrt{6}}\right)^{1/(1,5-\nu)}; \quad y_* \cong \frac{C}{3} q_*^{\nu-1}. \tag{21}$$

Давление q_* тем выше, чем больше значения ν и C, причем относительное давление в пузырьке становится значительно больше единицы, если $C \gg \sqrt{6}$. Физический смысл последнего неравенства заключается в том, что пузырек не успевает расширяться. Величина $C < 1$ означает, что время расширения меньше времени наполнения, поэтому давление в пузырьке близко к окружающему. При $\nu \geqslant 1,5$ и $C > [\sqrt{3}(\nu - 1,5)^{(\nu-1,5)}] : (\nu - 1)^{(\nu-1)}$ давление в пузырьке стремится к бесконечности.

Вязкие силы затрудняют расширение пузырька. Учет вязкости в (1) и (7), (11) изменяет уравнения (2), (14) и (17) на следующее

$$x \cdot dy/d\tau = q - 1 - 3/2 \cdot y^2 - \beta y/x,$$

где $\beta = 4\eta/a_0\sqrt{p_0\rho_0}$ — величина, обратная числу Рейнольдса. Здесь не учтен разогрев жидкости при вязком движении.

Таким образом, задача о развитии очага горения внутри вязкой жидкости, способной гореть за счет собственного окислителя (ЖВВ), сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, легко решаемой при задании нужных исходных параметров (ν, C, β, γ). Результаты расчета ряда вариантов приведены в таблице. Максимальное давление в жидкости ($\nu \leqslant 1,5$) растет при увеличении ее вязкости.

Если размер пузырька достаточно велик ($a \geqslant \sigma\rho/(\rho_0 u)^2$), в пузырьке развивается турбулентное горение, так как в «верхней половине» пузырька ускорение силы тяжести не стабилизирует нормальное горение. Это существенно при анализе причин взрывов, возникающих после зажигания ЖВВ, поскольку величина скорости горения на турбулентном режиме w значительно превышает нормальную скорость горения u. Кроме того, скорость турбулентного горения стенок пузырька может возрастать по мере увеличения диаметра пузырька. Закономерности турбулентного горения жидкости изучены мало. Но есть мнение, что его скорость w пропорциональна диаметру сосуда. Если $w \sim p^\nu a^n$ (ν для турбулентного горения не равно ν_0 для нормального [3] и при больших давлениях $\nu = \nu_0 - 0,5$) и $n > 0$, легко показать, что давление в пузырьке должно стремиться к бесконечности, причем в случае $(3 - 2\nu - n) > 1$ давление стремится к бесконечности как степенная функция времени:

$$q \sim \tau^{\frac{3}{3-2\nu-n}}.$$

Развитие очага горения в ЖВВ, сопровождающееся значительным повышением давления, способно вызвать следующие явления: вблизи от пузырька появляется область повышенного давления, размер которой порядка диаметра пузырька; расширяющийся пузырек порождает ударную волну; расширяющаяся область высокого давления и ударная волна сжимают пузырьки, имеющиеся в ЖВВ, и могут вызвать воспламенение; взаимодействие горящего пузырька с поверхностью жидкости может вызвать диспергирование и выброс вещества; взаимодействие ударной волны со стенками может вызвать отраженные волны разрежения и образование кавитационных полостей, которые затем сомкнутся и могут вызвать местное воспламенение.

Поступила в редакцию
28/VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960.
2. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин. Теория колебаний. М., Физматгиз, 1959.
3. А. Д. Марголин.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

И. Г. Дик, А. Б. Зурер, В. Т .Кузнецов

(Томск)

1. Экспериментальное исследование закономерностей зажигания порохов под воздействием импульса теплового излучения показало [1, 2], что существует интервал плотностей потока с нижней q_∞ и верхней q_0 границей, в котором возможность выхода на режим самоподдерживающего горения зависит от времени передержки[1] τ светового потока. Если, при заданном q из указанного интервала прогревать порох дольше критического времени передержки τ_*, то после отсечки излучения порох погаснет. При $q \geqslant q_0$ $\tau_*=0$, а при $q<q_\infty$ порох не погаснет при любом τ.

В данной работе приводятся качественные и количественные оценки для границ области погасания при воздействии на порох импульса теплового излучения, а также дополнительные экспериментальные данные, касающиеся этого явления.

Для объяснения погасания применяются положения, выработанные в теории нестационарного горения пороха [3—5]. Известно, что стационарное горение возможно лишь в том диапазоне параметров, при котором градиент температуры у поверхности пороха $\varphi=\partial T/\partial x|_{x=0}$ меньше критической величины φ_*. При воздействии внешнего теплового излучения горение может проходить и при $\varphi>\varphi_*$. Однако в этом случае, если прекратить внешнее воздействие, порох погаснет, поскольку приповерхностная зона не успеет перестроиться для горения в новом режиме. Такой подход реализован в работе [4] при исследовании вопроса

[1] τ — время, отсчитываемое с момента зажигания образца.