

рения частиц формируется плоскость Чепмена — Жуге по газовой скорости, но выделение энергии не компенсирует потерь, связанных с межфазным взаимодействием, что приводит к постепенному замедлению и ослаблению головной волны. При малой концентрации метана в воздухе (~3%) детонационное горение не реализуется. Излучение не оказывает влияния на развитие детонации из-за сравнительно низких температур газа и частиц.

В газозвеси угольной пыли с кислородом и ацетиленом излучение способствует ускорению перехода газовой детонации в гетерогенную, но его роль невелика: в частности, расстояние, на котором формируется гетерогенная детонация, уменьшается на 3% при массовой концентрации угольной пыли 0,14 кг/м³. Влияние излучения ослабляется процессом сублимации углерода, ограничивающим рост температуры частиц. В основном переход обусловлен прогревом частиц за головной детонационной волной и интенсивным горением кокса в условиях достаточного количества кислорода.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. K. Riemand, I. Lieberman. 15-th Intern. Symp. on Combustion. Tokyo, 1974.
2. А. Г. Абдюнов, А. М. Чеховских.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
3. A. Arbor, C. W. Kauffman, J. A. Nicholls e. a. Biuletyn informacjii technicznej komendy glownej strazy pozarnych, 1980, 3—4, 12.
4. M. A. Nettleton, R. Stirling. Comb. Flame, 1973, 21, 3.
5. В. А. Левин, Ю. В. Тунник. Докл. АН СССР, 1984, 276, 4, 834.
6. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Под ред. В. П. Глушко. Т. 2, кн. 1. М.: Наука, 1979.
7. X. A. Рахматулин. ПММ, 1955, 20, 2.
8. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
9. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957.
10. Т. В. Виленский, Д. М. Хзмалян. Динамика горения пылевидного топлива. М.: Энергия, 1978.
11. Аннмалли. Тр. Америк. общ-ва инж.-механиков. Энергетические машины и установки, 1979.
12. П. Б. Вайнштейн. ПМТФ, 1973, 3.
13. Гроссхандлер, Монтейро. Тр. Америк. общ-ва инж.-механиков. Теплопередача, 1982, 104, 4.
14. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
15. Оптические свойства горячего воздуха/Под ред. А. М. Бибермана. М.: Наука, 1970.
16. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
17. А. А. Борисов, Е. В. Драгалов, В. М. Заманский и др. Хим. физика, 1982, 4.

Поступила в редакцию 23/V 1986

УДК 534.222.2

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ ЗА УДАРНЫМИ И ДЕТОНАЦИОННЫМИ ВОЛНАМИ

Е. А. Афанасьева, В. А. Левин

(Москва)

Большое внимание в последнее время уделяется решению задач горения различных многофазных сред, когда частицы жидкого или твердого топлива сгорают в атмосфере газообразного окислителя. Особый интерес среди них представляют проблемы, связанные с горением и воспламенением частиц металлов, в частности алюминия.

Горение газозвесей металлических частиц имеет ряд особенностей, затрудняющих комплексное рассмотрение всего процесса. Наиболее существен процесс образования конденсированной окиси на поверхности частицы и в газовой фазе. Для Al, в отличие от других металлов, частицы конденсированной окиси в газовой фазе образуются непосредственно

из продуктов своего разложения, минуя стадию образования паробразной окиси. В настоящее время достаточно разработанной теории химической конденсации не существует. В [1] использована упрощенная схема горения одиночной частицы, не учитывающая процесса образования конденсированной окиси в газовой фазе.

В данной работе предложена математическая модель на основе современных представлений о характерных особенностях изучаемого явления. За основу принята модель горения одиночной частицы Al, предложенная в [2, 3], учитывающая диффузионный характер горения. Приведены также результаты исследования зоны индукции воспламенения газозвеси частиц алюминия за ударными и детонационными волнами. Случай воспламенения одиночных частиц за ударными, взрывными и детонационными волнами рассматривался ранее в работах [4, 5].

Математическая модель горения газозвеси частиц алюминия

На начальном этапе идет прогрев частиц до температуры воспламенения за счет теплообмена с газовой фазой и от гетерогенной химической реакции с образованием окисной пленки Al_2O_3 . Считается, что при достижении частицей температуры плавления окисной пленки $T_{пл} \sim 2300$ К последняя теряет свои защитные свойства и происходит переход к диффузионному режиму горения. В процессе горения в поток газа поступают продукты испарения частиц алюминия: Al, Al_2O [2], которые могут реагировать с окислителем с образованием конденсированной окиси. Обычно, если температура газа в момент воспламенения порядка температуры кипения металла (~ 3000 К), то в начальные моменты пересечения очень велики и в газовой фазе идет неравновесная конденсация с максимальной скоростью, в результате которой температура газа растет, достигая постепенно равновесного значения.

Предполагается, что частицы конденсата малы, так что скольжение конденсата и газовой фазы относительно друг друга не учитывается. Считается также, что частицы конденсата мгновенно прогреваются до температуры газа, и объемом, занятым частицами металла и частицами конденсата, можно пренебречь. Вязкость учитывается только в силах взаимодействия между фазами. К-фаза (подразумеваем образующиеся частицы окиси) включается в газовую, так что среда газ — конденсат описывается теми же уравнениями, что и однофазная. Плотность такой смеси $\rho = \rho_1 / (1 - \beta_k)$, где β_k — массовая концентрация конденсированной фазы; ρ_1 — плотность газа. Давление частиц металла и конденсата пренебрежимо мало по сравнению с давлением газа, тогда $p \sim p_1 = \rho_1 RT_1$ (T_1 — температура газа). Уравнения сохранения числа частиц, массы металла и окиси на частицах, окислителя и продуктов испарения частиц металла, уравнения движения и энергии частиц и газовой смеси имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial nv}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= (J_m + J_c) n, \\ \frac{\partial nm_m}{\partial t} + \frac{\partial nm_m v}{\partial x} &= -J_m n, & \frac{\partial nm_c}{\partial t} + \frac{\partial nm_c v}{\partial x} &= -J_c n, \\ \frac{\partial \rho \beta_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \beta_i}{\partial x} &= J_i n + \Phi_i, & & (1) \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v + \rho n^2)}{\partial x} &= -f_n + v(J_m + J_c) n, \\ \frac{\partial nm_s}{\partial t} + \frac{\partial nv^2 m_s}{\partial x} &= f_n - w(J_m + J_c) n, \\ \frac{\partial}{\partial t} [\rho E + n(m_m E_m + m_c E_c)] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(E + \frac{p}{\rho} \right) + nv(m_m E_m + m_c E_c) \right] &= 0, \end{aligned}$$

для частиц при $T_2 \leq 2300$ К

$$\frac{\partial}{\partial t} [n(m_m e_m + m_c e_c)] + \frac{\partial}{\partial x} [nv(m_m e_m + m_c e_c)] = n \frac{Nu}{d} \lambda F_s (T_1 - T_2) - n J_c Q_{ch} - J_c n e_c - J_m n e_m.$$

Здесь u — скорость газа; T_2 , v , n — температура, скорость и число частиц металла в единице объема; m_m , m_c , e_m , e_c — масса и внутренняя энергия металла и окиси металла на частицах; β_i , J_i , Φ_i — массовые концентрации газообразных компонентов, потоки компонентов от частиц к газу и потоки за счет конденсации в газовой фазе. Индекс i используется для окислителя, продуктов испарения частиц металла и инертного газа.

Система (1) должна быть также дополнена уравнениями кинетики конденсации и уравнением сохранения к-фазы.

В уравнениях (1)

$$\begin{aligned} m_m &= 4/3 \cdot \pi r_m^3 \rho_m, \quad m_c \approx 4\pi r^2 \delta \rho_c \quad (T_2 < 2300 \text{ К}), \\ V_s &= 4/3 \cdot \pi r^3 = \frac{m_m}{\rho_m} + \frac{m_c}{\rho_c}, \quad F_s = 4\pi r^2, \quad m_s = m_m + m_c, \quad d = 2r, \\ E_c &= e_c + v^2/2, \quad E_m = e_m + v^2/2, \\ E &= \frac{(1 - \beta_{\infty})}{(\bar{v} - i)} R_1 T_1 + \sum_i \beta_i Q_i + e_k \beta_k + \frac{u^2}{2}, \quad R_1 = R/\mu, \\ \frac{1}{\mu} &= \sum_i \frac{\beta_i}{\mu_i} \end{aligned} \quad (2)$$

$$e_m(T_2) = \begin{cases} c_m T_2 + Q_m, & T_2 < T_{Lm}, \\ c_m T_{Lm} + \frac{Q_{Lm}}{m_m} (m_m - m) + Q_m, & T_2 = T_{Lm}, \\ c_m T_2 + Q_{Lm} + Q_m, & T_2 > T_{Lm}, \end{cases}$$

где m — масса нерасплавленного металла ($m_m \geq m \geq 0$);

$$e_c(T_2) = \begin{cases} c_c T_2 + Q_c, & T_2 \leq T_{Lc}, \\ c_c T_2 + Q_{Lc} + Q_c, & T_2 > T_{Lc}, \quad e_k = e_c(T_1); \end{cases}$$

μ , γ — молекулярная масса и показатель адиабаты газовой смеси; ρ_m , ρ_c , T_{Lm} , T_{Lc} , Q_m , Q_c , Q_{Lm} , Q_{Lc} , c_m , c_c — плотности, температуры плавления, теплоты образования и плавления и теплоемкости металла и окисла; Q_{ch} — тепло, которое выделяется в гетерогенной химической реакции в расчете на единицу массы окиси в период воспламенения; δ — толщина окисной пленки; Q_i — теплоты образования газовых компонентов. Сила сопротивления частиц f_n и Nu определяются согласно [4, 6].

В процессе воспламенения поток окиси на частице определяется по параболическому закону окисления частицы алюминия [7]

$$J_c = - \frac{F_s^2 \rho_c^2 K C_{ox}}{m_c} \exp(-E/RT_2), \quad J_i = \frac{v_i \mu_i}{\mu_c} J_c, \quad (3)$$

C_{ox} — объемная концентрация окислителя в газовой фазе; E , K — константы окисления; v_i — стехиометрические коэффициенты компонентов в реакции окисления; μ_i — молекулярные массы компонентов.

Поток металла и окиси металла на частице и температура частицы в процессе диффузионного горения частицы определяются аналогично [2] из квазистационарного решения задачи о горении частицы. Предполагается, что процесс контролируется диффузией в пределах приведенной пленки [8], а у поверхности частицы устанавливается локальное термодинамическое равновесие, т. е. все реакции идут с бесконечной скоростью. На поверхности частицы присутствует конденсированная Al_2O_3 , которая накапливается в предвоспламенительный период и образуется

при горении. С поверхности частицы испаряются Al_2O_3 и пары Al (концентрации других компонентов малы).

Теплообмен с внешней средой в пределах приведенной пленки происходит чисто конвективным способом. Считается, что образующиеся частицы окиси в газовой фазе не препятствуют диффузии компонентов в пределах приведенной пленки. На внешней границе последней концентрации компонентов и температура среды предполагаются равными соответствующим значениям в среде в данный момент времени, которые находятся из общего решения задачи.

Из уравнений диффузии компонентов в пределах приведенной пленки в предположении $\rho D = \text{const}$, $c_p = \text{const}$, $Le = \lambda / \rho c_p D = 1$, где D , c_p , λ — коэффициент диффузии, теплоемкость и теплопроводность газа, находим значения потоков газообразных компонентов:

$$J_i = 4\pi r \rho D \alpha_0 \frac{a_{j0} \exp(-\alpha_0 / \xi_e) - a_{je} \exp(-\alpha_0)}{\exp(-\alpha_0 / \xi_e) - \exp(-\alpha_0)}. \quad (4)$$

Здесь $\xi_e = r_n / r$; $\alpha_0 = rV / D$; V — скорость вдува с поверхности капли; r , r_n — радиусы частицы и приведенной пленки; a_{j0} , a_{je} — концентрации компонентов у поверхности частицы и на внешней границе приведенной пленки.

Соотношения для определения потоков металла и его окиси, скорости вдува и температуры частицы выписываются аналогично [2], за исключением того, что теперь концентрации Al и Al_2O_3 на внешней границе приведенной пленки отличны от нуля. Величины a_j в выражении (4) отличны от используемых в (1) и связаны с ними: $a_j = \beta_j / (1 - \beta_k)$.

Процесс образования окиси в газовой фазе начинается с появления зародышей k -фазы и продолжается за счет гетерогенного взаимодействия окислителя и продуктов испарения на поверхности зародышей. Следуя

[6], можно ввести обозначения: $\Omega_n = \int_{r_{кр}}^{\infty} r^n f(r) dr$, $n = 0, 1, 2, 3$ ($r_{кр}$ — критический радиус зародыша, $f(r)$ — объемная функция распределения частиц по размерам). Пусть ω — скорость изменения в единице объема массы конденсата, которая увеличивается за счет образования новых ядер конденсации и роста последних. Тогда

$$\omega = \frac{4}{3} \pi \rho c_{кр}^3 I + 4\pi \rho c \int_{r_{кр}}^{\infty} r^2 f(r) \dot{r} dr, \quad (5)$$

где I , \dot{r} — скорости зародышеобразования и роста частиц.

Аналогично [9] можно показать, что при определенных условиях верны моментные уравнения

$$\frac{\partial \Omega_n}{\partial t} + \frac{\partial \Omega_n u}{\partial x} = n \dot{r} \Omega_{n-1} + I r_{кр}^n, \quad n = 0, 1, 2, 3. \quad (6)$$

Для $n = 3$ (6) — уравнение сохранения массы конденсированной окиси

$$\frac{\partial \rho \beta_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \beta_k}{\partial x} = \omega.$$

При выводе последних выражений предполагается, что скорость роста частиц окиси не зависит от их размера.

В работе [9] показано, что моментные уравнения нельзя использовать в режиме испарения, поэтому предполагаем, что с момента достижения равновесия конденсированная окись образуется или испаряется в равновесном режиме. Имеется в виду, что в каждой точке пространства имеется химическое равновесие конденсированного окисла с газообразными продуктами испарения частиц металла. Скорость конденсации определяется из уравнения переноса окисла. Такое приближение возможно при не очень быстром изменении температуры среды, что верно в случае достаточно «медленного» процесса горения частиц.

Образование Al_2O_3 — сложный процесс конденсации в результате гетерогенной реакции на поверхности зародышей [10, 11]. В [10] показано, что выражения для $r_{кр}$, $N_{кр}$ (критического размера зародыша) и концентрации зародышей критического размера [6] остаются теми же, что и при рассмотрении обычной конденсации. Однако теперь S — степень пересыщения — определяется следующим образом: $S = \prod_i p^{v_i}/K(T)$. Здесь $K(T)$ — константа равновесия гетерогенной реакции на поверхности зародыша; p_i , v_i — парциальные давления и стехиометрические коэффициенты компонентов. Скорость ядрообразования определяется так: $I = N_{кр} b 4\pi r_{кр}^2$ [6]. Величина b будет обозначать теперь число молекул конденсата, образующихся на единице поверхности капли в единицу времени.

Наиболее трудно определить b и r , для чего требуется знание детального механизма гетерогенного взаимодействия на поверхности зародышей [10]. Предполагаем, что газ, окружающий капли конденсата, разрежен, так что перенос компонентов к капле происходит в свободномолекулярном режиме [6]. Предположим также, что в газе имеется избыток кислорода: $p_{O_2} \gg p_j$, p_j — давление продуктов испарения. Тогда поток f на каплю $I_j = b_j - a_j$, где $b_j = \frac{\alpha_j p_j}{\sqrt{2\pi m_j \sigma T_1}}$; $a_j = \frac{\alpha'_j p_j^0}{\sqrt{2\pi m_j \sigma T_1}}$; m_j — масса молекулы j ; p_j^0 — равновесное давление при заданной температуре; σ — постоянная Стефана — Больцмана; α_j , α'_j — коэффициенты прилипания. Поток окислителя следует за потоком продуктов испарения (Al , Al_2O) и определяется из стехиометрических соотношений. Отметим, что конденсированная окись в газовой фазе частиц алюминия образуется в результате реакций Al и Al_2O с окислителем. Поэтому необходимо вводить две степени пересыщения, определяемые константами равновесия соответствующих реакций, от которых зависят скорости ядрообразования.

Величины Φ_i в уравнениях сохранения массы находим теперь из стехиометрических соотношений: $\Phi_i = \frac{v_i \mu_i}{\mu_c} \omega$.

Исследование зоны индукции воспламенения частиц алюминия за ударными и детонационными волнами

Рассматривается газовая смесь, содержащая частицы Al одинакового размера. По ней распространяется стационарная ударная (УВ) или детонационная волна (ДВ). В случае распространения ДВ предполагается, что в смеси присутствует газообразное топливо, сгорающее во фронте ДВ, распространяющейся в режиме Чепмена — Жуге.

Конкретные расчеты проведены для ДВ, идущей в смеси ацетилена с воздухом. Содержание ацетилена составляло 4%. Скорость волны детонации $D_J = 1642$ м/с, $T_J = 2500$ К, $C_{O_2} = 0,09$. В газовой смеси за ДВ показатель адиабаты считался постоянным и равным $\gamma = 1,26$, диаметр частиц $d = 10$ мкм, начальные параметры $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 293$ К.

На рис. 1—3 представлены результаты численного расчета по воспламенению алюминиевых частиц за детонационными волнами. Начальная концентрация частиц составляла $\sigma_0 = 0,1$ кг/м³; x — расстояние от волны, $a_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}$.

Расчеты показали, что в смеси с алюминиевыми частицами к волне Чепмена — Жуге может примыкать как дозвуковая волна сжатия, так и сверхзвуковая волна разрежения, на что было указано в [12]. Аналогичная ситуация возникает при движении стационарной ДВ в трубе при учете трения и теплообмена со стенками канала [13]. Трение и теплообмен со стенками канала аналогичны межфазному обмену с частицами. Наличие частиц за волной газовой детонации приводит к росту давления и температуры газа в волне сжатия и соответственно к уменьшению давления и температуры газа в волне разрежения, что сильно влияет на

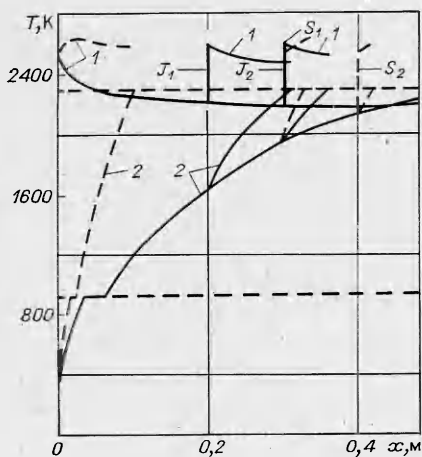


Рис. 1. Температура газа (1) и частиц (2) за фронтом ДВ; $d = 10$ мкм, $D_s = 1642$ м/с.

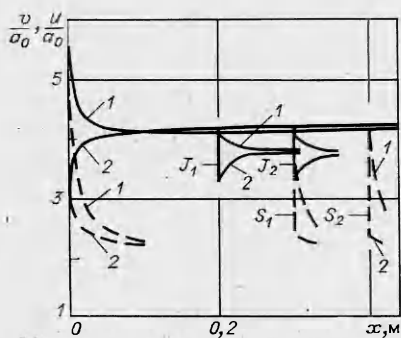


Рис. 3. Скорости газа (2) и частиц (1) относительно фронта ДВ.

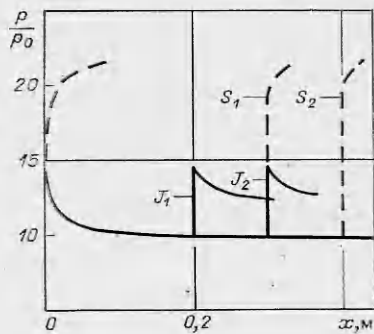


Рис. 2. Давление за фронтом ДВ.

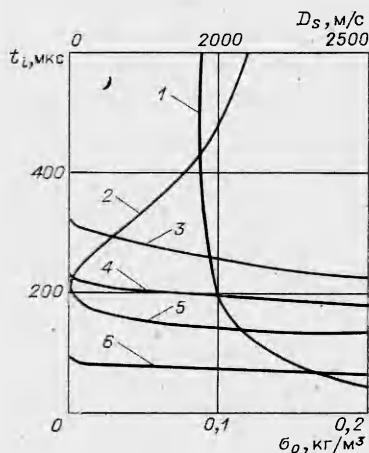


Рис. 4. Зависимость времени индукции воспламенения частиц Al от σ_0 за фронтом ДВ (в волне разрежения (2) и в волне сжатия (5)) и УВ (3, 4, 6) и от D (1).
1 — $\sigma_0 = 0,1$ кг/м³; 3 — $d = 20$ мкм, $D_s = 2300$ м/с;
4 — $d = 10$ мкм, $D_s = 2000$ м/с; 6 — $d = 10$ мкм, $D_s = 2300$ м/с.

время задержки воспламенения. Какой из двух режимов реализуется на самом деле, зависит от конкретных условий задачи. Параметры в волнах сжатия показаны на графиках штриховыми линиями. Увеличение σ_0 приводит к более резкому изменению параметров газа, что уменьшает время индукции в волне сжатия и увеличивает его в волне разрежения (рис. 4).

Наличие сверхзвуковой зоны за ДВ обеспечивает возможность существования таких стационарных структур, когда за ДВ на некотором расстоянии следует скачок уплотнения с той же скоростью (см. рис. 1—3, волны S_1, S_2). К УВ примыкает волна сжатия, в которой быстро воспламеняется алюминий. В случае, если в смеси присутствуют очень мелкие частицы Al или другого топлива, наличие такой волны может привести к мгновенному сгоранию мелкой фракции во второй волне детонации, следующей с той же скоростью вслед за первой. Возможность такой реализации показана на рис. 1—3 (волны J_1 и J_2). Ко второй ДВ опять может примыкать как волна сжатия, так и волна разрежения. На графиках приведен случай с волной разрежения. Расчеты показали, что в ДВ J_1 и J_2 $Q_1/Q = 0,123$, $Q_2/Q = 0,131$, где Q — тепловыделение в лидирующей волне.

Таким образом, за плоской лидирующей самоподдерживающейся волной детонации, распространяющейся по газовой фазе, в примыкающей к ней волне разрежения в зависимости от состава смеси и условий течения вниз по потоку могут возникать ударные и детонационные вол-

ны, движущиеся с той же скоростью. Теоретический анализ возможных ситуаций для различных случаев симметрии с образованием в потоке вторичных ДВ и горения в упрощенной постановке приведен в [13, 14].

Имеется экспериментальное подтверждение существования подобных стационарных многофронтовых режимов сгорания горючей смеси, содержащей частицы Al [15], когда за первым фронтом газовой детонации следует на некотором расстоянии второй скачок, за которым происходит интенсивное горение частиц.

На рис. 4 приведены результаты расчетов по воспламенению частиц Al за ударными волнами. Рассматривалось распространение УВ в воздухе ($C_{ox} = 0,21$) с $\gamma = 1,4$ за фронтом УВ. Начальные параметры газа: $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 293$ К. Увеличение σ_0 ведет к более сильному начальному росту температуры в области течения за УВ, что уменьшает время индукции воспламенения. С увеличением скорости УВ время индукции уменьшается (см. рис. 4, 1).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин. ФВГ, 1984, 20, 2.
2. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1975, 11, 3.
3. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1979, 15, 1.
4. А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 3.
5. Е. А. Афанасьева, В. А. Левин. Хим. физика, 1984, 3, 9.
6. Ю. М. Григорьев, Ю. А. Гальченко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 2.
7. А. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
8. А. Е. Стернин. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.
9. А. Я. Лукин, А. М. Степанов. ПМТФ, 1984, 3.
10. Марштейн. ВРТ, 1965, 11.
11. И. М. Корценштейн. Канд. дис. М., 1979.
12. В. А. Куликовский. Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, 4.
13. Е. А. Афанасьева, В. А. Левин. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 2.
14. А. А. Афанасьев, Е. А. Афанасьева, В. А. Левин. — В кн.: Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: Изд-во МГУ, 1986.
15. В. Veysiere. Contribution e l'etude de la structure des detonations les melanges gazeux expositifs contenant une suspension de particules solides reactives. Universite de Poitiers, 1985.

Поступила в редакцию 22/IV 1986

УДК 534.222.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ЛИТОМ ТРОТИЛЕ ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ. II. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА И ОБОБЩЕННОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

А. А. Воробьев, В. С. Трофимов, К. М. Михайлюк,
А. Н. Королев, О. Н. Журанская

(Черноголовка)

Данная публикация завершает начатое в [1] исследование. Основная его цель состоит в определении зависимостей скорости звука s и обобщенной кинетической характеристики процесса разложения литого тротила P от термодинамических характеристик течения — давления p , удельного объема v , его производной по времени dv/dt и удельной внутренней энергии E , реализуемых за фронтом ударной волны (УВ).

Методика проведения измерений в основном описана в [1], а предварительные результаты сообщались в [2]. В настоящей работе приведены основные экспериментальные данные и проведен процесс восстано-