

камере разрядника, конструкции разрядного промежутка и т. п. величина η может изменяться.

Подводя итог работы в целом, можно сказать, что предложена методика и разработана программа определения тепловой энергии, выделяющейся при быстропотекающем газовом разряде. При использовании этой методики могут быть привлечены не только результаты различных решений задачи о точечном мгновенном взрыве в покоящемся газе (например, [10] вместо [2]), но и результаты решения задачи о таком взрыве в потоке газа.

*Поступила в редакцию 6/II 1984,
после доработки — 25/X 1984*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Ховатсон. Введение в теорию газового разряда. М.: Атомиздат, 1980.
2. Д. Е. Оходимский, Н. А. Кондрашова, З. П. Власова и др. Тр. МИ АН СССР им. В. А. Стеклова. Т. 50. М., 1957.
3. П. С. Абрамсон, Н. М. Гегечкори. ЖЭТФ, 1951, 21, 4, 484.
4. В. П. Коробейников, И. С. Мельникова, Е. В. Рязанов. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
5. И. И. Крыжановский, В. И. Решеткин, С. М. Никитин. Тр. ЛИТМО, вып. 78. 1974.
6. А. С. Дубовик. Фотографическая регистрация быстропотекающих процессов. М.: Наука, 1984.
7. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. М.: Наука, 1970.
8. А. Н. Цветков. Прикладные программы для микро-ЭВМ «Электроника — БЗ-21». М.: Финансы и статистика, 1982.
9. О. Н. Кассандрова, В. В. Лебедев. Обработка результатов наблюдений. М.: Наука, 1970.
10. Х. С. Кестенбойм, Г. М. Росляков, Л. А. Чудов. Точечный взрыв. М.: Наука, 1974.

ИНИЦИИРОВАННАЯ ДЕТОНАЦИЯ В АЭРОВЗВЕСИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

*М. А. Андреев, А. М. Степанов
(Ленинград)*

О детонации газовзвесей частиц металлов упоминается всего лишь в нескольких работах. В [1] реализован переход медленного горения в детонацию смеси частиц алюминия с кислородом; в [2] изучалась вынужденная детонация взвеси магниевых частиц в кислороде. В [3] исследовалась детонация аэровзвесей частиц алюминия и магния. Хотя условия инициирования в обоих случаях были одни и те же, для магния (порошок которого крупнее) детонационного горения получить не удалось. С одной стороны, трудности, возникающие при попытках вызвать детонацию металлических аэровзвесей в лабораторных условиях, заставляют думать, что их детонационная способность мала. С другой стороны, известно, что мелкодисперсные аэровзвеси металлов не отличаются существенно от однородных смесей ни нормальной скоростью пламени, ни температурой воспламенения (когда начинается резкое нарастание скорости реакции), ни температурой сгорания и не менее взрывоопасны, чем газовые смеси. Вопрос об их детонационной способности остается открытым. В настоящей работе делается попытка внести в этот вопрос определенную ясность путем численного исследования детонации, инициированной точечным взрывом в аэровзвеси частиц магния.

После работы [4] детонационную способность горючей смеси принято характеризовать минимальной энергией E_0^* взрыва ВВ, способного вызвать в ней сферическую детонацию. Задача определения E_0^* для однородных систем решалась численно и неоднократно. Важнейшей проблемой здесь остается учет детальной кинетики реагирования смеси в дето-

национной волне. На это указывают, в частности, результаты [5]; вычисленные в ней значения E_0^* для смеси $H_2 - O_2$ оказались сильно повышенными по сравнению с экспериментальными. Однако эта работа интересна тем, что в ней получены периодически повторяющиеся крупные пульсации ширины зоны индукции и, как следствие, всех динамических характеристик ударной волны (УВ). Эта неустойчивость является, по-видимому, одномерным аналогом реальной ячеистой структуры газовой детонации.

В рамках газодинамики двухфазных сред та же задача решалась для газозвесей жидкого углеводородного горючего. Наиболее полное описание механизма энерговыделения в таких смесях достигнуто в работах [6, 7]. Так, в [6] наряду с дроблением и испарением капель в зоне за фронтом УВ учтена и кинетика реагирования паров горючего; последнее позволило выделить до- и сверхкритические режимы взрыва и вычислить предельные значения E_0^* .

Интересно, что в аналогичной работе [8], где не учитывались задержки воспламенения паров горючего, зафиксированы вторичные волны сжатия, идущие из глубины зоны горения к основной УВ и периодически усиливающие ее.

Численные расчеты инициирования детонации в аэрозвесах металлических частиц не проводились. Интерес же здесь представляет не только вычисление критической энергии взрыва, но и, подобно работам [5, 8], исследование возможной неустойчивости фронта детонационной волны.

Расчетная модель

Используя основные предположения газодинамики двухфазных реагирующих сред (см., например, [7, 8]), запишем для газозвеси частиц уравнения переноса массы, импульса и энергии в сферически-симметричном виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_1 \rho_1) &= F_\rho, \\ \rho_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial r} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial r} + F_u, \\ \rho_1 \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial r} \right) &= - p \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_1) + F_\varepsilon, \\ \rho_1 \left(\frac{\partial z_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial z_1}{\partial r} \right) &= F_z, \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_2 N) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ , u , ε и z — соответственно плотность, скорость, удельная внутренняя энергия и массовое содержание Mg в каждой фазе в отдельности; k первой фазе (индекс 1) относятся все газовые компоненты (O_2 , N_2 , Mg , MgO) и частички конденсированного окисла MgO , ко второй (индекс 2) — частицы металла; N — их концентрация; p — давление в газе.

Систему (1) необходимо дополнить уравнением состояния газа и выражениями для ε_1 и ε_2 :

$$p = \bar{R} T_1 \rho (1 - x), \quad \varepsilon_1 = c_v T_1 + \sum_i n_i q_i, \quad \varepsilon_2 = c_p T_2 + h,$$

где T — температура; c_v и c_p — удельные теплоемкости; n_i — массовая доля i -го компонента в первой фазе (для конденсированного окисла $n_i = x$); q_i — удельная теплота образования i -го компонента; h — химическая энтальпия окисной пленки, образующейся на частице в результате гетерогенной реакции, она рассчитана на единицу массы частицы.

Содержание элементов Mg и O в первой фазе (z_1 и y_1) определяется ее химическим составом (n_i)

$$z_1 = \sum_i (\gamma_M)_i n_i, y_1 = \sum_i (\gamma_O)_i n_i,$$

$(\gamma_M)_i$ и $(\gamma_O)_i$ — массовые доли атомов Mg и O в i -м соединении). Массой окисной пленки на поверхности частицы можно, очевидно, пренебречь: $z_2 = 1$ и $y_2 = 0$. В этом случае (и при равномерном распределении в газовой смеси начальной доли кислорода y_1^0) имеет место простая связь $y_1 = y_1^0(1 - z_1)$.

Для расчета химического состава газа используются два предположения: реагирование паров металла с кислородом происходит мгновенно, т. е. концентрация недостающего реагента равна нулю; конденсированный и газообразный окислы находятся между собой в фазовом равновесии (пары MgO локально насыщены).

Правые части в уравнениях системы (1) F_ρ , F_u , F_ε , F_z учитывают воздействие второй фазы на первую и выражаются через ее характеристики $\rho_2 = Nm$ (m — масса частицы), u_2 , ε_2 (или T_2) и h :

$$F_\rho = -N \frac{dm}{dt}, F_u = -\rho_2 \frac{du_2}{dt} - (u_1 - u_2) F_\rho, F_z = (1 - z_1) F_\rho,$$

$$F_\varepsilon = -\rho_2 \left(c_p \frac{dT_2}{dt} + \frac{dh}{dt} \right) + \rho_2 (u_1 - u_2) \frac{du_2}{dt} - F_\rho \left[\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - \frac{1}{2} (u_1 - u_2)^2 \right].$$

Здесь $d/dt = \partial/\partial t + u_2 \cdot \partial/\partial r$ — производная по времени индивидуальной частицы.

Механизм межфазного взаимодействия описывается следующими уравнениями:

$$\frac{du_2}{dt} = \frac{3C\rho_1}{4\delta\rho_M} (u_1 - u_2) |u_1 - u_2|,$$

$$-\frac{dm}{dt} = \pi\delta^2 g_\Pi,$$

$$c_p' \frac{dT_2}{dt} = \frac{6}{\delta\rho_M} (g_\tau - l g_\Pi - Q g_K),$$

$$\frac{dh}{dt} = \frac{6}{\delta\rho_M} Q g_K,$$

где $C = 24/\text{Re} + 4,4/\sqrt{\text{Re}} + 0,4$; $\text{Re} = \delta\rho_1 |u_1 - u_2|/\mu_1$;

$$c_p' = \begin{cases} c_p + \frac{L}{2\Delta T}, & \text{если } |T_2 - T_{\text{пл}}| < \Delta T, \\ c_p, & \text{если } |T_2 - T_{\text{пл}}| > \Delta T; \end{cases}$$

δ — диаметр частицы; ρ_M — ее плотность; C — коэффициент сопротивления; Re — число Рейнольдса относительного движения частицы и газа; μ_1 — вязкость газа; L и $T_{\text{пл}}$ — удельная теплота и температура плавления металла; l — удельная теплота испарения металла; Q — тепло гетерогенной реакции до образования конденсированного окисла, рассчитанное на единицу массы кислорода (изменение удельной теплоемкости частицы c_p' в интервале температур ΔT позволяет учесть тепло и, главное, время плавления металла, значения ΔT выбираются из соображений точности расчета); g_τ , g_Π и g_K — плотности потоков тепла (теплопроводностью), паров металла и кислорода у поверхности частицы:

$$g_\tau = \lambda \frac{dT}{dr}, g_\Pi = -\rho_1 D \frac{dn_\Pi}{dr} + \rho_1 v n_\Pi,$$

$$g_K = -\rho_1 D \frac{dn_K}{dr} + \rho_1 v n_K = -k^* \rho_1 n_K \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right);$$

λ и D — коэффициенты теплопроводности и диффузии газа; предпола-

гается, что число $Le = 1$ ($c_p \rho_1 D = \lambda$) и $\lambda = \lambda_0 (T_2/T_0)^{3/4}$; v — массовая скорость газа ($\rho_1 v = g_n + g_k$); k^* и E — константы скорости гетерогенной реакции.

Для вычисления g_n , g_k и g_r используем развитую в работах [9—11] квазистационарную теорию воспламенения и горения частицы магния. Применение ее в полном виде в настоящей задаче крайне трудоемко; поэтому весь процесс тепло- и массообмена частицы с газом разобьем на две стадии: 1) гетерогенное воспламенение, описываемое моделью [9] и 2) диффузионное парофазное горение [11]. Такое упрощение задачи возможно, поскольку в [10] доказано, что для частиц, которым обеспечены условия гетерогенного воспламенения, обязательно переход на режим диффузионного парофазного горения; время перехода составляет малую часть всего периода задержки воспламенения t_w . Важно, что расчетные значения t_w [10] в дальнейшем нашли свое экспериментальное подтверждение в [12]. Причины хорошего согласия расчета с экспериментом проанализированы в более поздней работе [13], где излагается нестационарная теория воспламенения и горения частицы.

В модели [9] кинетические константы (k^* и E) рассчитаны на основе опытных данных по пределам воспламенения частиц. Потoki g_n , g_k , g_r (3) здесь выражаются через температуры частицы и среды (T_2 и T_1) и некий параметр скорости испарения $\eta_1 = \exp(c_p \delta \rho_1 v / \lambda Nu)$ (см., например, (22) в [9]):

$$g_r = \frac{\lambda Nu (T_1 - T_2)}{\delta (\eta_1 - 1)} \ln \eta_1, \quad g_n = \frac{\lambda Nu n_n \eta_1}{c_p \delta (\eta_1 - 1)} \ln \eta_1, \quad (4)$$

$$g_k = \frac{\lambda Nu}{c_p \delta} \left(1 - \frac{n_n \eta_1}{\eta_1 - 1} \right) \ln \eta_1,$$

массовая доля паров металла у поверхности частицы n_n определяется по давлению насыщенного пара $p_n = p^* \exp(-U/RT_2)$; Nu — число Нуссельта. Зависимость η_1 от T_2 и содержания кислорода в среде n_k может быть найдена из уравнения (см. (20) в [9])

$$1 + \frac{\lambda Nu}{c_p \delta k^* \rho_1} \exp\left(\frac{E}{RT_2}\right) \frac{\eta_1 \ln \eta_1}{\eta_1 - 1} = \frac{n_k}{1 - \eta_1 (1 - n_n)}. \quad (5)$$

Выражения (4) вместе с уравнением (5) и известным соотношением

$$Nu = 2 + 0,6 Pr^{1/3} Re^{1/2}$$

позволяют выразить правые части системы (2) через локальные характеристики частицы (T_2 , δ , u_2) и среды (T_1 , n_k , u_1) на стадии гетерогенного воспламенения. На этой же стадии, т. е. в рамках модели [9], необходимо еще решить вопрос о признаке перехода реакции в паровую фазу. С этой целью вновь проанализированы результаты расчетов парофазного воспламенения частиц [10]. Анализ показал, что в большинстве случаев воспламенение в паровой фазе происходит сразу, как только величина n_n достигает 0,1. По этому признаку в данной работе и определяется момент перехода частицы на режим диффузионного парофазного горения. Последний очень быстро становится стационарным [10]; температуру частицы с достаточной точностью можно считать равной температуре кипения металла $T_{кип}$. Размер частицы можно было бы определить по известной формуле диффузионной теории горения капли углеводородного горючего

$$-\frac{d\delta^2}{dt} = k \frac{Nu}{2} \ln \left[1 + \frac{c_p (T_1 - T_{кип})}{l} + \left(\frac{Q}{l} + \beta \right) n_n \right], \quad (6)$$

где $k = 8\lambda/c_p \rho_m$; β — стехиометрический множитель (магний/кислород). Такое распространение диффузионной теории горения капли на частицу магния предполагает, что конденсированный окисел, образующийся в зоне горения, там же и остается. В действительности зона его накопления располагается всегда значительно дальше зоны горения [11]. Тем

не менее, данные численных расчетов [11] по скоростям горения частиц (согласующиеся с экспериментом) неплохо описываются зависимостью (6) при $k = 0,75 \text{ мм}^2/\text{с}$.

Итак, для расчета межфазного взаимодействия в газозвеси на стадии горения частиц достаточно двух уравнений: (6) при $k = 0,75 \text{ мм}^2/\text{с}$ и первое из системы (2); $T_2 = T_{\text{крит}}$.

Перед проведением расчета точечного взрыва в газозвеси по сформулированной выше модели определена структура фронта стационарной детонации. Оказалось, что число Вебера 5-микронной частицы ($\delta_0 = 5 \text{ мкм}$) к моменту начала ее плавления уже не превышает значения $We = 3$. Поскольку критическое число We^* , при котором происходит дробление капли в газовом потоке, почти в 2 раза больше [14], можно полагать, что мелкие частицы магния во фронте детонационной волны не дробятся.

При решении задачи точечного взрыва для системы уравнений (1), (2) задавались следующие начальные условия. Считалось, что в начальный момент давление в УВ от инициирующего взрыва достигло некоторого все еще большого, но конечного значения $p_{\text{УВ}}^0$; радиус ударной волны $r_{\text{УВ}}^0$ и распределения за ней давления, скорости и плотности определяются из автомодельного решения задачи сильного точечного взрыва [15]. В частности,

$$r_{\text{УВ}}^0 = \sqrt[3]{\frac{8E_0}{25a(1+\kappa)p_{\text{УВ}}^0}},$$

причем для показателя адиабаты $\kappa = 1,4$ $a = 0,851$. В области $r > r_{\text{УВ}}^0$ в начальный момент $\rho_1 = \rho_0$, $u_1 = u_2 = 0$, $p = p_0$, $T_1 = T_2 = T_0$, $z_1 = 0$, $y_1 = y_1^0 = n_{\text{к}}^0$, $\delta = \delta_0$, $h = 0$, $\rho_2 = \rho_0 \frac{\beta n_{\text{к}}^0}{\alpha}$, α — коэффициент избытка

окислителя в исходной смеси. Значения исходных физических констант: $\rho_{\text{м}} = 1700 \text{ кг/м}^3$, $T_{\text{пл}} = 923 \text{ К}$, $L = 3,7 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$, $l = 5,45 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $Q = 3,84 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг}$, $p^* = 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $k^* = 8,6 \cdot 10^8 \text{ м/с}$, $E = 1,89 \times 10^8 \text{ Дж/кмоль}$, $\beta = 1,52$, $c_p = 1,13 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\rho_0 = 1,16 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_0 = 0,027 \text{ Дж/(м} \cdot \text{с} \cdot \text{К)}$, $\mu_1 = 18,5 \cdot 10^{-6} \text{ Н} \cdot \text{с/м}^2$.

Поставленная задача решалась численными методами; система (1) интегрировалась методом коррекции потоков [16]. Чтобы избежать эффектов численной диффузии (или теплопроводности), для подсистемы (2) использовалась координатная сетка, узлы которой двигались со скоростью частиц; при этом (2) превращается в систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Текущий радиус (узлов сетки или положения частицы) находился интегрированием: $r = \xi + \int_0^t u_2 dt$, где ξ —

положение частицы в начальный момент времени. Применение методики коррекции потоков для расчетов в подвижной сетке описано в [17].

Первые же численные эксперименты показали, что газодинамическая картина в газозвеси чрезвычайно сложна; фронт детонации испытывает многообразные сильные пульсации, механизм которых совсем не прост. Чтобы последовательно в них разобраться, имело смысл начать анализ с более простой односкоростной модели ($u_1 = u_2$). Результаты такого анализа, кроме того, могут быть полезны для понимания механизма инициирования детонации в гомогенных смесях.

Результаты расчетов

Односкоростная модель. Все расчеты выполнены для взвеси частиц магния с $\delta_0 = 5 \text{ мкм}$, $T_0 = 300 \text{ К}$ и при $p_0 = 1 \text{ атм}$, $p_{\text{УВ}}^0 = 100 \text{ атм}$, $n_{\text{к}}^0 = 0,23$; варьировались лишь энергия взрыва E_0 и коэффициент избытка окислителя $\alpha = 1; 1,5; 2; 2,5$ (соответствующие значения скорости де-

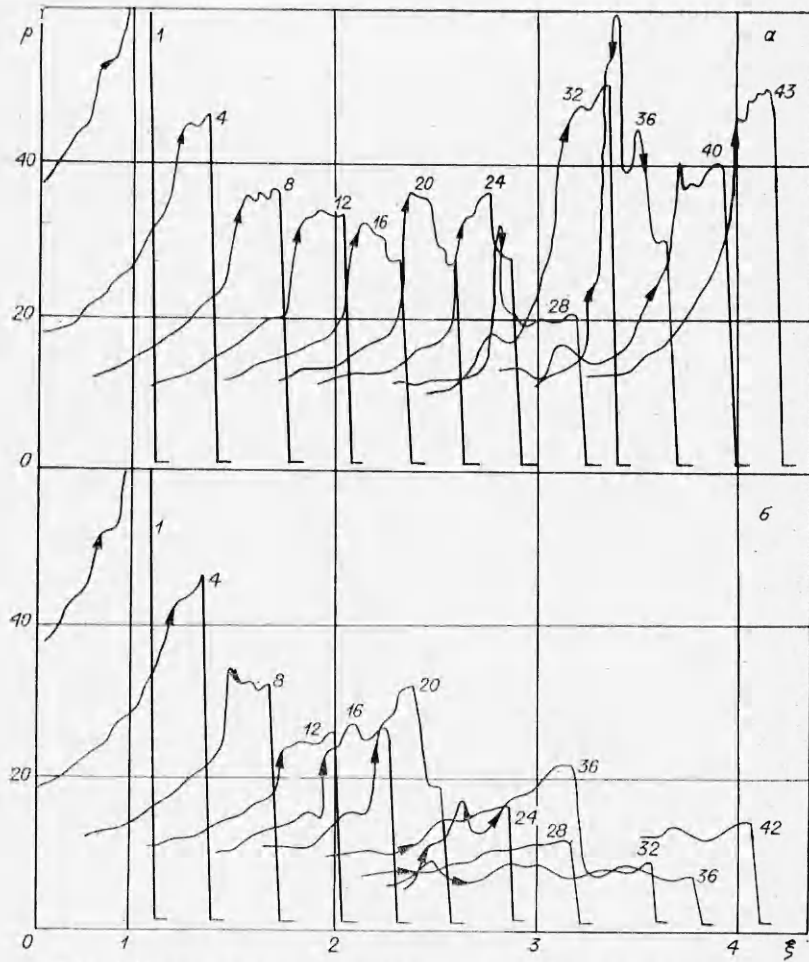


Рис. 1. Изменение со временем давления в детонационной волне.

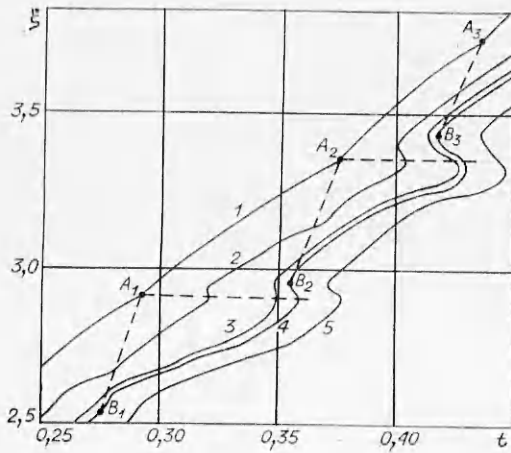


Рис. 2. $\xi - t$ -диаграмма структуры ДВ.
1 — фронт УВ; 2, 3 — начало и конец плавления частиц; 4, 5 — начало и конец их горения.

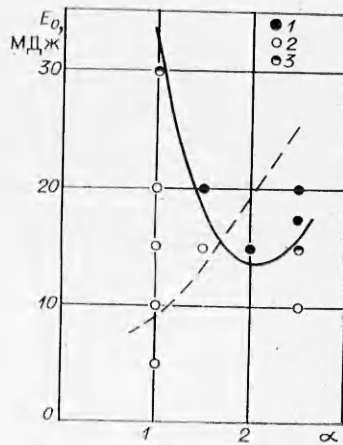


Рис. 3. Зависимость критической энергии взрыва от коэффициента избытка воздуха в смеси.

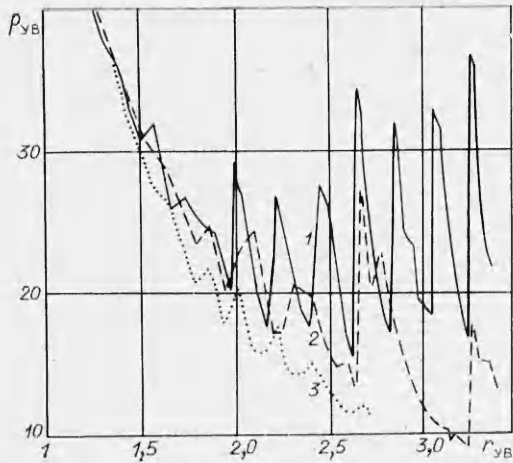


Рис. 4. Зависимость давления во фронте УВ от радиуса фронта при $\alpha = 2,5$. $E_0 = 20$ (1), 15 (2), 10 МДж (3).

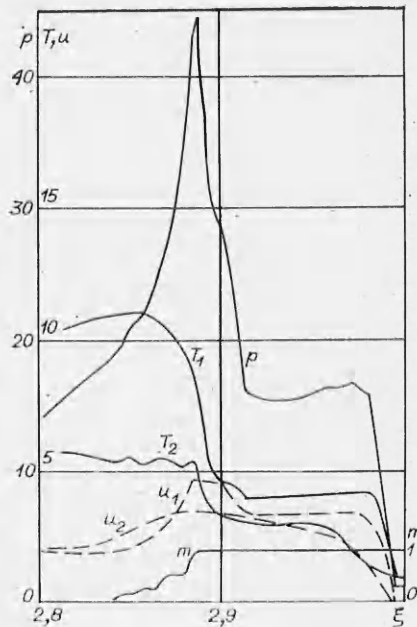


Рис. 5. Структура двухскоростной детонации при $E_0 = 17,5$ МДж, $\alpha = 2,5$.

тонации Чепмена — Жуге 1886, 1830, 1816, 1796 м/с). Часть расчетных результатов представлена графически на рис. 1—5; по координатным осям всех графиков отложены безразмерные переменные; в качестве их масштабов приняты: r_{UV}^0 — для радиуса, $c = \sqrt{p_0/\rho_0}$ — для скорости, r_{UV}^0/c — для времени, p_0 , T_0 и m_0 — для давления, температуры и массы частиц.

Критическая энергия инициирования детонации E_0^* в стехиометрической смеси ($\alpha = 1$) оказалась довольно большой. Так, при $E_0 = 1, 5, 8$ и 9 МДж фронт горения в конце концов отставал от ведущей УВ, и последняя затухала. При $E_0 = 9,5, 10$ и 15 МДж воспламенение аэровзвеси не прекращалось ни на каких больших расстояниях от центра взрыва и не было тенденции к затуханию УВ. Примечательно, однако, что и в этом случае не достигался режим стационарной детонации; характеристики фронта детонационной волны (ДВ) испытывали большие пульсации во времени. Реиницирование детонации имело место и при докритических энергиях $E_0 = 8$ и 9 МДж; лишь при меньших значениях E_0 затухание УВ происходило монотонно. Достаточно спокойно ведет себя ДВ и при очень высоких энергиях взрыва (15 МДж). Для анализа механизма неустойчивостей в волне основной интерес, следовательно, представляют околокритические режимы.

На рис. 1 показана эволюция со временем распределения давления в аэровзвеси при сверхкритической энергии взрыва 9,5 МДж (рис. 1, а) и докритической 9 МДж (рис. 1, б); стрелками на кривых отмечено место положения и направление перемещения фронтов горения; номер кривой, умноженный на 100, дает число шагов по времени от начала счета. Из рис. 1, а видно, что за плавным затуханием УВ (в первые моменты времени 1—12) следует период нерегулярных колебаний давления и сложной структуры детонационной волны. В моменты 16, 20, 24 появляются так называемые вторичные волны сжатия, зарождающиеся у фронта горения идвигающиеся затем вдогон за УВ. Поскольку кривые давления на рис. 1 представлены очень фрагментарно, движение этих волн и их взаимодействие с фронтом основной УВ проследить по графикам нельзя. Так, в промежутке между моментами 24 и 28 волна сжатия (на кривой 24 она приближается к фронту УВ) успевает провзаимодействовать с УВ, последняя успевает снова затухнуть, а к моменту

28 у фронта горения зарождается уже новая мощная волна сжатия. В дальнейшем происходят еще более интересные явления.

Волна сжатия на кривой 24 при взаимодействии с фронтом УВ создала условия для воспламенения смеси в области между фронтом УВ и старым фронтом горения. Этот так называемый вторичный взрыв произошел между моментами 28 и 32, в результате усилилась УВ (кривая 32) и вновь создались условия для следующего вторичного взрыва. В момент 36 этот взрыв реализовался, вместо одного фронта горения стало три. В последующие моменты (кривые 40, 43) вторичные взрывы не наблюдаются, но волны сжатия не прекращаются. Заметим, что приближение к стационарному распределению давления (45 атм в УВ и 26 атм — давление Чепмена — Жуге) так и не достигнуто.

Все описанные процессы во фронте детонации проявляются и при докритической энергии взрыва (см. рис. 1, б). Волна сжатия (ее видно на кривой 20) при взаимодействии с УВ в последующие моменты времени также создает очаг с повышенной температурой газа. Однако до воспламенения частиц в этом очаге происходит довольно много времени (кривые 24, 28, 32), УВ успевает затухнуть до давления во фронте 7 атм, и воспламенение частиц в основном фронте горения прекращается. Правда, в момент времени 36 происходит вторичный взрыв, горение возобновляется на двух новых фронтах, однако это не приводит к достаточному усилению УВ (кривая 42), и процесс горения вновь прекращается без возобновления.

Подведем краткий итог качественному рассмотрению картины взрыва. В околокритическом режиме во фронте ДВ (точнее, в зоне релаксации) наблюдаются возмущения давления двух видов: вторичные волны сжатия и волны сжатия от вторичного очага воспламенения (вторичный взрыв). Первые могут возникнуть при замедлении фронта горения, вызванном затуханием УВ. В этом случае перед фронтом горения накапливаются частицы, подготовленные к воспламенению, и далее они почти одновременно сгорают, что и вызывает волну сжатия. Возникшая волна имеет некоторую тенденцию к усилению из-за прогрева в ней газа. Вторичные взрывы происходят только после взаимодействия предыдущей волны сжатия с основной УВ. Механизм его таков. Если взаимодействуют две УВ вдогон, вторая из них отражается от первой в виде слабой волны разрежения, а в точке взаимодействия образуется контактный разрыв с перепадом температуры газа. Естественно, что частицы воспламеняются быстрее по ту сторону контактного разрыва, где выше температура газа, т. е. ближе к фронту основной УВ.

Идентичный эффект исследован экспериментально при переходе медленного горения газовой смеси в детонацию [18]. Взрыв происходил вдали от фронта пламени и назван буквально «взрыв во взрыве».

Не всякое взаимодействие вторичной волны сжатия и УВ влечет за собой вторичный взрыв. Вторичная волна сжатия часто имеет пологий фронт, и перепад температур на контактом разрыве в таком случае оказывается размытым. Частицы попадают в зону с повышенной температурой газа несколько позже и не обязательно должны воспламеняться раньше. Иначе говоря, аномальное (инверсное) поле температур газа в зоне релаксации ($\partial T_i / \partial r > 0$) не всегда приводит к аномальному распределению температуры частиц. Заметим также, что при реализации численных методов расчета фронты УВ имеют конечную ширину, и для выявления всех возможных взрывов надо иметь очень мелкую координатную сетку. В расчетах же удается получить только наиболее сильные из вторичных взрывов. Тем не менее любое взаимодействие вторичной волны сжатия и УВ создает, пусть на небольшом участке, слабо выраженное, но инверсное поле температур газа; при этом возникает слой частиц, подготовленных к горению и инициирующей новой волны сжатия, берущей начало от фронта горения.

Рис. 1, а иллюстрирует своеобразный процесс «раскачки» воли сжатия. Каждая предыдущая волна во время отражения от основной

УВ как бы подготавливает почву для зарождения последующей, более сильной волны сжатия. За уже достаточно сильными повторяющимися волнами сжатия (кривые 16, 20, 24) следуют два вторичных взрыва. Но на этом процесс генерации вторичных взрывов почему-то прекращается. Причина становится понятной, если, решив предварительно задачу о распаде разрыва, образовавшегося в газе при взаимодействии двух УВ вдогон, вычислить относительный перепад температур по обе стороны контакта. Оказывается, что он почти пропорционален перепаду давления в пабегающей волне сжатия и уменьшается при увеличении давления в основной УВ. Поэтому при большой интенсивности ведущей УВ эффективность контактного разрыва (для генерации вторичных взрывов) снижается. К тому же в этом случае мала и ширина зоны релаксации; не успевает формироваться волна сжатия с достаточно крутым фронтом. Так что после значительного усиления основной УВ двумя вторичными взрывами дальнейшей их генерации уже не происходит. Аналогично, нет вторичных взрывов и при больших энергиях инициируемого взрыва.

На рис. 2 представлена $\xi - t$ -диаграмма структуры детонационной волны при $E_0 = 9,5$ МДж. В точках A_1, A_2 и A_3 кривая 1 терпит излом — здесь происходит взаимодействие воли сжатия с основной УВ. Как раз за точками взаимодействия спустя некоторое время развивается вторичный взрыв; об этом свидетельствует неоднозначность изотерм частиц (линии 2 и 3) и кривой их воспламенения 4. Рис. 2 демонстрирует также периодическое возобновление воли сжатия: их зарождение при расширении зоны горения (в точках B_i), прохождение по зоне релаксации $B_i A_i$ и, наконец, развитие вторичного очага воспламенения после взаимодействия волны сжатия с УВ — $A_i B_{i+1}$. Видно, что ширина зоны релаксации испытывает значительные колебания, однако никогда не приближается к нулю.

Для газовых смесей аналогичная $\xi - t$ -диаграмма, по-видимому, не такая. Так, в модели [19] делается предположение, что волна сжатия — это детонационная волна, т. е. ширина зоны релаксации за ней нулевая. Такое предположение может быть оправдано сильной зависимостью времени индукции газовых смесей от температуры. В этом случае кривая фронта горения 4 представляет собой ломаную $B_i A_i B_{i+1}$; в точке B_{i+1} возобновляется горение, возникает новая детонационная волна и т. д.; в точках A_i происходит разрежение газа и срыв детонации. Идентичная картина наблюдается и при численном исследовании [5]; получающиеся редкие пики давления, очевидно, соответствуют взаимодействию детонационной волны с основной УВ в точках A_i ; в этих же точках сокращается почти до нуля и расстояние между фронтом УВ и зоной горения. Таким образом, изолированный вторичный взрыв характерен лишь для смесей со слабой зависимостью времени индукции от температуры. Таковыми являются газовые смеси частиц твердого горючего; время их индукции определяется в основном временем прогрева частицы до температуры воспламенения.

Двухскоростная модель. При наличии скольжения между фазами частица греется и горит быстрее (увеличивается число Nu). Это наводит на мысль, что энергия инициирования, вычисленная в рамках двухскоростной модели, должна быть меньше. Однако расчеты для стехиометрической аэровзвеси частиц с $\delta_0 = 5$ мкм показали обратное: аэровзвесь не детонировала вплоть до $E_0 = 30$ МДж. Объясняется это тем, что из-за отставания частиц от газа на ранних стадиях развития взрыва в его центральной высокотемпературной области образуются сверхстехиометрические концентрации частиц и много энергии тратится на их нагрев и испарение; в то же время тепловой эффект от химической реакции при высоких температурах газа мал (в продуктах сгорания отсутствует конденсированный окисел). И на более поздних стадиях получается так, что основная масса кислорода сосредоточена в зоне релаксации, а в зоне горения его не хватает.

При меньших концентрациях частиц ($\alpha > 1$) критическая энергия инициирования меньше. Это видно из рис. 3, где точки 1 соответствуют детонации, 2 — отсутствию детонации, 3 — условиям, когда детонации не было, но отмечались вторичные взрывы (реиницирование); штриховая линия — зависимость $E_0^*(\alpha)$ по односкоростной модели.

На рис. 4 представлены зависимости давления на фронте УВ от радиуса фронта. Кривые 2 и 3 соответствуют докритическим режимам взрыва; два последних больших всплеска давления на кривой 2 — следствие двух вторичных взрывов. Наибольший интерес представляет кривая 1, соответствующая сверхкритическому режиму; давление на ней совершает регулярные пилообразные колебания, чего не наблюдалось в расчетах по односкоростной модели. Важно, что эти колебания не исчезают при увеличении E_0 .

Чтобы объяснить периодические пульсации давления, обратимся к рассмотрению структуры двухскоростной детонации. На рис. 5 хорошо видна вторичная волна сжатия; в области, куда уже дошел ее передний фронт, но горения еще нет ($m = 1$), наблюдаются небольшой подъем температуры газа T_1 и одновременный более значительный подъем его скорости u_1 . Вторая фаза из-за инерции не успевает за повышением скорости первой, и горячие продукты сгорания фильтруются через негорячие частицы, вызывая ускоренное их воспламенение. Это, в свою очередь, влечет за собой дальнейшее увеличение интенсивности волны сжатия. Так будет продолжаться, пока комплекс из волны сжатия и зоны горения не достигнет достаточно холодных частиц. На рис. 5 видна также некоторая немонотонность хода кривых T_2 и m в зоне горения. Объясняется это тем, что частицы, находящиеся на этом участке, воспламенились почти одновременно, т. е. произошел вторичный взрыв. Он вызван взаимодействием предыдущей волны сжатия с основной УВ, но реализовался тогда, когда к нему подошел основной фронт горения.

Итак, механизм периодических колебаний интенсивности детонационной волны таков. Волна сжатия, взаимодействуя с УВ, создает описанным выше способом, если уж не вторичный очаг воспламенения, то по крайней мере слой частицы с почти одинаковой температурой. Когда к нему подходит фронт горения, массовая скорость выгорания повышается, и зарождается новая волна сжатия. Она усиливается механизмом фильтрации продуктов, а фронт горения несколько приближается к фронту УВ; по достижении достаточно холодных частиц он почти останавливается и отстает от волны сжатия. Но волна сжатия вновь взаимодействует с фронтом УВ, и весь процесс повторяется.

Следует заметить, что давление в волне сжатия (см. рис. 5) превышает стационарное значение давления детонации, которое для $\alpha = 2,5$ составляет 35 атм. Наличие нестационарных возмущений описанного здесь типа, по-видимому, и объясняет очень высокие значения давления в детонационной волне, зафиксированные экспериментально [3].

То, что развитие волн сжатия основано на механизме фильтрации, является дополнительным объяснением высокого значения E_0^* для стехиометрической аэровзвеси. В самом деле, при наличии положительной разности скоростей $u_1 - u_2$ в волне сжатия в зоне горения будет сверхстехиометрическая концентрация частиц и тепловыделение уменьшится.

Подчеркнем еще отличие механизма волн сжатия, рассмотренного в настоящей работе, от того, который характерен для аэровзвеси капель углеводородного горючего [8]. В модели [8] детонационная волна фактически состояла только из зоны тепловыделения, а зоны индукции вовсе не было. Волны сжатия в ней — это локальные повышения давления, распространяющиеся по зоне тепловыделения и интенсифицирующие аэродинамический распад капель.

Поступила в редакцию 13/XI 1984,
после доработки — 26/II 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. W. A. Strauss. AIAA J., 1968, 6, 9.
2. А. Б. Рыжик, В. С. Махин, В. Н. Кितिца. ФГВ, 1980, 16, 2.
3. J. L. Austing, A. J. Tulis, W. K. Sumida. Proc. 8-th Intern. Pyrotechn. Semin. Chicago, 1982.
4. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. П. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
5. В. А. Левин, В. В. Марков. ФГВ, 1975, 11, 4.
6. С. А. Ждан, В. В. Митрофанов.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1980.
7. С. А. Ждан. ФГВ, 1976, 12, 4.
8. Sh. Eidelman, A. Burcat. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Inst. Pittsburgh, 1981.
9. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1968, 4, 2.
10. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1968, 4, 3.
11. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
12. М. А. Гуревич, Г. В. Игнатов, Е. С. Озеров и др. ФГВ, 1969, 5, 3.
13. М. А. Гуревич, А. Я. Лукин, Г. П. Сиркунен и др. ПМТФ, 1977, 5.
14. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко и др. ИФЖ, 1973, 25, 3.
15. Л. П. Седов. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1965.
16. Дж. П. Борис, Д. Л. Бук.— В кн.: Управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980.
17. G. J. Pert. J. Comput. Phys., 1983, 49, 1.
18. P. A. Urtiev, A. K. Oppenheim. 11-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Inst. Pittsburgh, 1967.
19. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3.

ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕСЖАТОЙ ДЕТОНАЦИИ НИТРОМЕТАНА И РАСТВОРА НИТРОМЕТАНА С БРОМОФОРМОМ

М. Ф. Гоголя, Н. Г. Демченко
(Москва)

При построении уравнения состояния продуктов детонации (ПД) наиболее часто используют кинематические параметры: скорость детонации D , массовую скорость u и давление p . Однако температура ПД T наиболее чувствительна к виду уравнения состояния и к значениям входящих в него коэффициентов.

Экспериментально температура продуктов нормального режима детонации наиболее просто измеряется оптическим методом в прозрачных средах — жидкостях, расплавах, агатированных зарядах или кристаллах ВВ, т. е. получается информация только в одной или двух точках по давлению для одного вещества. В некоторых случаях (при относительно низких давлениях) можно определить T и в непрозрачных средах. Для этого на исследуемый заряд вплотную помещают прозрачный экран из материала, имеющего близкий к ПД акустический импеданс. Если ударная волна (УВ), которая распространяется по экрану, не приводит к потере его прозрачности, появляется возможность получить информацию о температуре ПД. В работе [1] такой прием использован для измерения T малоплотных зарядов тэна и тротила.

Существенно расширить диапазон температур можно при создании пересжатых режимов детонации. В случае прозрачных ВВ находится величина зависимости температуры ПД от давления в широком диапазоне, что наряду с измерением кинематических параметров дает основу для построения уравнения состояния ПД. В связи с этим в настоящей работе экспериментально определены температуры и кинематические параметры продуктов пересжатой детонации нитрометана в диапазоне $p = 12,9 \div 36$ ГПа и раствора нитрометана с бромформом (50/50) при $p = 11 \div 74$ ГПа, а также состояния на ударных адиабатах продуктов пересжатой детонации этих систем.