

6. B. Hopkinson. British Ordnance Board Minutes, 1975, 13565.
7. W. E. Baker.— In [2], p. 79.
8. W. R. Wise, J. F. Proctor, L. P. Walker. Experimental Mechanics, 1963, 10, 245.
9. G. R. Abrahamson. 3-rd SMiRT Conf. Paper E 4/2. London, 1975.
10. H. Holtbecker. Nuclear Engineering and Design, 1977, 42, 75.
11. Г. Хаммел, Д. Окрент. Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1975.
12. L. V. Krishnan, D. D. Garg. Nuclear Engineering and Design, 1980, 56, 405.
13. R. Cenerini, S. Curioni, G. Millionini e. a. 2-nd SMiRT Conf. Paper E 2/9. San-Francisco, 1973.
14. D. J. Cagliostro, A. L. Florence, G. R. Abrahamson e. a. Nuclear Engineering and Design, 1974, 27, 94.
15. D. J. Cagliostro, T. J. Marcinjak. 3-rd SMiRT Conf. Paper E 1/2. London, 1975.
16. G. R. Abrahamson, D. J. Cagliostro, A. L. Florence. Nuclear Engineering and Design, 1977, 42, 89.
17. Y. W. Chang, J. Gvildis. Ibid., 1978, 49, 131.
18. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев. ФГВ. 1979, 15, 5, 70.
19. А. Г. Иванов. Докл. АН СССР, 1985, 285, 2, 357.
20. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Синицын и др.— В кн.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Всесоюз. межвузовский сборник. Вып. 29. Горький: Горьковский университет им. Н. И. Лобачевского, 1985.
21. J. F. Proctor. Nuclear Safety, 1966, 7, 459.
22. А. П. Александров, В. А. Легасов, В. А. Сидоренко и др. Атомная энергия, 1977, 43, 427.
23. I. G. Cameron, N. E. Hoskin, M. J. Lancefield. 4-th SMiRT Conf. Paper E 2/1. San-Francisco, 1977.
24. Советско-английский семинар по быстрым реакторам. Атомная энергия, 1977, 42, 150.
25. M. Egleme, J. P. Fabri, H. Lamotte e. a. Nuclear Engineering and Design, 1977, 42, 115.
26. C. M. Romander, D. J. Cagliostro. Ibid., 1980, 60, 239.
27. Y. Ando, S. Kondo, H. Yoshizawa e. a. Ibid., 1977, 42, 105.
28. D. Costes. 1-st SMiRT Conf. Paper E 1/5. Berlin (West), 1971.
29. A. Meyer-Heine, M. Fortunato. Methode D'analyse Du Comportement Dynamique Des Structures Du Reacteur Phenix Dans Les Cas D'accidents Hypothetiques. Communication CEA. Decembre 1977.
30. C. Albertini, V. Andrignetti, M. Montagnani e. a. 1-st SMiRT Conf. Paper E 2/5. Berlin (West), 1971.
31. Экспресс-информация ЦНИИАтоминформ по материалам иностранной печати, 1979, 34.
32. C. J. Constantino. J. Appl. Mech., 1965, 32, 104.
33. D. L. Anderson, H. E. Lindberg. AIAA J., 1968, 6, 589.
34. G. R. Abrahamson, H. E. Lindberg.— In: Dynamic Response of Structures/Ed. G. Herman. Oxford: Pergamon Press, 1972.
35. L. M. Habip. Nuclear Safety, 1972, 13, 107.
36. C. K. Youngdahl. J. Appl. Mech., 1970, 37, 744.
37. W. Geiger. Nuclear Engineering and Design, 1974, 27, 189.
38. L. M. Habip. 3-rd SMiRT Conf. Paper J 5/1. London, 1975.
39. J. F. Jackson, J. E. Boudreau. Nuclear Engineering and Design, 1977, 42, 31.
40. R. Wilson. Rev. of Mod. Phys., 1977, 49, 893.
41. V. Adamic. 3-rd SMiRT Conf. Paper E 3/6. London, 1975.

*Поступила в редакцию 18/XI 1986*

## О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗЛОЖЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ ВВ ВО ФРОНТЕ СЛАБОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

*А. В. Аттегов, В. С. Соловьев*

*(Москва)*

Вопросам изучения законов распространения ударных разрывов в реагирующих средах в последнее время уделяется все большее внимание. Физически необходимость проведения анализа внутриударных переходов означает необходимость учета дополнительных эффектов (релаксационных процессов, физико-химических превращений), происходящих в самом ударном фронте, и применительно к вопросам ударно-волнового инициирования твердых гетерогенных взрывчатых веществ (ВВ), подтверждается, в частности, наблюдаемым различием (см., на-

пример, [1]) между теоретической и реальной кривыми ударной сжимаемости вследствие частичного разложения ВВ в момент ударного сжатия.

Исследования, проводимые в данной работе, посвящены изучению влияния реологических свойств и структурных особенностей на ударную сжимаемость гетерогенных ВВ с целью определения пределов инициирования химической реакции. Основное внимание при анализе ударных переходов (структуры ударного фронта) уделяется рассмотрению процессов тепловой неравновесности, обусловленных структурной неоднородностью исходного состояния вещества и связанных с эффектами генерации тепла при внутренних радиальных движениях вещества в окрестности пор. В качестве начального (невозмущенного) рассматривается термодинамическое равновесное состояние покоя вещества.

Уравнения сохранения массы и импульса макроскопического движения двухфазной среды в плоском одномерном нестационарном случае имеют вид

$$d\rho/dt + \rho \cdot du/\partial x = 0, \quad \rho du/dt + \partial p/\partial x = 0, \quad (1)$$

где  $d/dt = \partial/\partial t + u \cdot \partial/\partial x$ ;  $u$  — макроскопическая скорость двухфазной среды;  $p$  и  $\rho$  — средние давление и плотность, связанные с фазовыми значениями параметров выражениями

$$p = (1 - m)p_1 + mp_2, \quad \rho = (1 - m)\rho_1 + m\rho_2. \quad (2)$$

Параметр  $m$  — объемная концентрация второй фазы (пористость вещества); нижние индексы 1 и 2 относятся соответственно к параметрам твердой (кристаллической) фазы вещества и фазы продуктов реакции химического разложения; наличием газа в порах до момента возбуждения химической реакции пренебрегается.

Для функций, зависящих от одной переменной  $\zeta = x - Dt$ , где  $D$  — скорость ударной волны, из (1) вытекают равенства

$$\rho_0 D = \rho(D - u), \quad p - p_0 = \rho_0 u D, \quad (3)$$

справедливые для всех состояний в волне (индекс 0 характеризует параметры начального состояния перед фронтом ударной волны). Дальнейшие исследования, выполненные в работе, ограничены рассмотрением начальной стадии процесса ударного сжатия гетерогенных ВВ и определением критических условий инициирования химической реакции. Принимая, таким образом,  $\rho_2 = 0$  и  $p_2 = 0$  и вводя в рассмотрение параметр пористости  $\alpha = (1 - m)^{-1}$ , преобразуем интегральные законы сохранения (3) на ударном фронте к виду

$$p - p_0 = \rho_1 D^2 (\alpha_0 - \alpha) / \alpha_0^2. \quad (4)$$

Определение скачка начальных состояний на фронте ударной волны (УВ) связано, таким образом, с заданием связи  $g(p, \alpha) = 0$  внутри ударного слоя.

Гетерогенное ВВ представим как двухфазную среду, одна из фаз в которой присутствует в виде отдельных одинакового радиуса  $a$  сферических пор. Вокруг поры выделим сферический объем радиуса  $b$  такой, чтобы объемное содержание фаз в элементарной ячейке соответствовало их объемному содержанию в веществе. Согласно принятой «ячеечной» модели [2],  $m = (a/b)^3$ , что соответствует числу  $N_V = \frac{3}{2}(\alpha_0 - 1)(\pi a^3)^{-1}$  пор на единицу объема вещества. Изменение  $a_0$  неоднородностей в веществе с заданной  $m_0$  эквивалентно изменению их общего количества  $N_V$ , т. е. «ячеечная» схема позволяет более полно охарактеризовать микроструктуру вещества, нежели одна его пористость.

Материал твердой фазы вещества предполагается однородным, изотропным, удовлетворяющим определяющим соотношениям вязкопластической среды. Плотность вещества в рассматриваемом диапазоне слабых ударно-волновых нагрузок изменяется в основном за счет выборки по-

рового пространства при практически неизменной плотности  $\rho_1$  материала твердой фазы. Это позволяет при проведении исследований считать величину  $\rho_1$  постоянной.

В предположении, что характерная длина волны много больше размеров неоднородностей и расстояния между ними (что представляет необходимое условие для использования континуального приближения), движение выделенной элементарной ячейки можно рассматривать как независимое с поступательной скоростью  $u$  и в поле радиальных микроскоростей  $v$ . В этом приближении распределение микропараметров в окрестности сжимающихся пор определяется из решения системы уравнений

$$\begin{aligned} \partial(r^2 v) / \partial r &= 0, \\ \rho_1 (\partial v / \partial t + v \cdot \partial v / \partial r) &= \partial \sigma_r / \partial r + (2/r) (\sigma_r - \sigma_\theta), \\ \sigma_r - \sigma_\theta &= Y + 2\eta (\partial v / \partial r - v/r). \end{aligned} \quad (5)$$

Граничное условие на поверхности поры запишется в форме

$$\sigma_r|_{r=a} = 0. \quad (6)$$

Здесь  $r$  — эйлерова координата, отсчитываемая от центра ячейки;  $\sigma_r$  и  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_\varphi$  — компоненты локального тензора напряжений;  $Y$  и  $\eta$  — предел текучести и вязкости материала твердой фазы.

Разрешая (5), (6) и усредняя полученное распределение давлений в окрестности поры по объему твердой фазы элементарной ячейки [3], можно получить выражение для среднего давления в твердой фазе вещества

$$\begin{aligned} p_1 &= -\rho_1 \left[ a(1 - \varphi_1) \dot{v}_a + \frac{3}{2} (1 - \varphi_2) v_a^2 \right] - \frac{4\eta}{a} v_a - \frac{2Y}{3} \ln \frac{a-1}{a}, \\ \varphi_1 &= \frac{3(m^{1/3} - m)}{2(1-m)}, \quad \varphi_2 = \frac{m^{1/3}(2+m) - 3m}{(1-m)}, \quad m = 1 - \alpha^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

где  $v_a$  — массовая скорость твердой фазы на поверхности пор, связанная со скоростью движения поверхности  $\dot{a}$  (здесь и далее точка означает дифференцирование по времени) выражением

$$v_a = \dot{a} - j/\rho_1, \quad (8)$$

$j = \rho_1 u_r$  — скорость фазовых превращений, отнесенная к единице поверхности;  $u_r$  — линейная скорость горения твердой фазы. До момента возбуждения химической реакции (условия воспламенения будут получены ниже)  $j = 0$ .

Связь между  $p$  и параметром пористости  $\alpha$  при сделанных допущениях определяется из совместного решения уравнения (7) и выражения  $p = p_1/\alpha$ , связывающего значения  $p$  и  $p_1$ . Полученное выражение при  $j = 0$  имеет вид

$$\begin{aligned} p &= \frac{\rho_1 a_0^3}{(\alpha_0 - 1)^{2/3}} \left[ -\frac{A(\alpha)}{\alpha} \ddot{\alpha} + \frac{B(\alpha)}{6\alpha} \dot{\alpha}^2 \right] - \frac{4\eta\alpha}{3\alpha(\alpha-1)} - \frac{2Y}{3} \ln \frac{\alpha-1}{\alpha}, \\ A(\alpha) &= \frac{1}{3(\alpha-1)^{1/3}} + \frac{(\alpha-1)^{2/3} - \alpha^{2/3}}{2}, \\ B(\alpha) &= \frac{1}{\alpha^{1/3}} - \frac{1}{(\alpha-1)^{1/3}} + \frac{1}{3(\alpha-1)^{4/3}} \end{aligned} \quad (9)$$

и на стадии вязкопластического течения вещества записывается в виде суммы динамических слагаемых, описывающих инерционные и вязкие эффекты, обусловленные наличием радиальных движений вещества в окрестности пор, и равновесного слагаемого, характеризующего статическое сопротивление материала. Ввиду необратимого характера диаграммы нагрузки — разгрузки вещества полученное выражение применимо лишь в фазе нагружения, поскольку при разгрузке начальные деформации вещества носят упругий характер.

По форме записи уравнение (9) совпадает с выражением, полученным в [4, 5] методом осреднения локального распределения давлений по объему элементарной ячейки без конкретизации фазовых давлений. Отождествление среднего давления  $p$  с давлением, приложенным к внешней поверхности ячейки [6—8], приводит к различию в виде динамических слагаемых в (9).

Преобразуя (9) к переменным  $p, \rho$ , нетрудно показать, что функциональная связь  $p$  с  $\rho$  в веществе имеет вид  $p = p(\rho, \rho, \rho)$ . В диапазоне интенсивностей УВ, где влиянием температурных эффектов можно пренебречь, данное выражение по существу есть уравнение состояния вещества и является неголономным из-за влияния на характер деформирования последнего инерционных и вязких эффектов, проявляющихся при радиальных движениях вещества к центру пор. В более общем случае, когда влияние температурных эффектов становится существенным, для их учета необходимо привлекать дифференциальное уравнение притока тепла. На стадии вязкопластического течения вещества распределение температур в твердой фазе элементарной ячейки определяется из решения следующей системы уравнений:

$$c_1 \rho_1 \left( \frac{\partial T_1}{\partial t} + v \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) = \frac{\lambda_1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) - 2Y \frac{v}{r} + 12\eta \left( \frac{v}{r} \right)^2 + Q_1 k_0 \exp(-E_1/\mathcal{R}T_1),$$

$$v = v_a (a/r)^2, \quad (10)$$

$$r(0) = r_0, \quad T_1(0, r) = T_0, \quad v(0, r) = 0; \quad \partial T_1 / \partial r |_{r=a} = 0, \quad \partial T_1 / \partial r |_{r=b} = 0,$$

где  $T_1, c_1$  и  $\lambda_1$  — температура, теплоемкость и теплопроводность твердой фазы;  $Q_1$  — тепловой эффект реакции;  $k_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $E_1$  — энергия активации химической реакции;  $\mathcal{R}$  — универсальная газовая постоянная.

Второе и третье слагаемые в правой части (10) характеризуют мощность тепловыделения вследствие пластических деформаций и вязкого трения соответственно, последнее слагаемое отражает тепловыделение от химической реакции. Предполагается, что выгоранием вещества в течении периода индукции до момента зажигания можно пренебречь, а кинетические закономерности при зажигании — описать реакцией нулевого порядка.

Система уравнений (4), (9) определяет скорость деформации вещества на ударном фронте. В (4) амплитуда упругого предвестника

$$p_0 = (2Y/3) \ln[\alpha_0 / (\alpha_0 - 1)]. \quad (11)$$

Следует отметить, что предельные условия перехода от упругого состояния к макропластическому должны определяться, вообще говоря, не только пластическими характеристиками твердой фазы вещества, но и структурными параметрами последнего. При этом структурная неоднородность вещества, наличие пор в котором вызывает концентрацию напряжений, может привести к развитию локализованных пластических деформаций и в области состояний, традиционно считающихся упругими и соответствующих (согласно [9]) понятию допредельных пластических деформаций. Данное обстоятельство, в частности, не принималось во внимание в работе [10] при анализе механизмов локальной генерации тепла в тротиле при ударно-волновом нагружении. Теоретическое обоснование возможности возникновения очагов реакции в гетерогенных ВВ по вязкопластическому механизму проведено в [11—13]. Отметим также, что эвристические предположения о возбуждении «очаговой» химической реакции в пластической волне позволили физически правильно объяснить возможность существования в гетерогенных ВВ низкоскоростных детонационных режимов, распространяющихся с дозвуковой скоростью [14, 15].

Подробный анализ используемых в настоящее время критериев макропластичности пористых материалов, полученных в рамках фено-

менологической теории пластичности, проведен в работе [16], при этом предпочтение отдается эллиптическому (квадратичному) условию. При малых значениях пористости данное условие переходит в обычное условие Мизеса, что при рассмотрении веществ высокой плотности позволяет пренебречь влиянием их структурных параметров на величину предела текучести  $Y$ .

Исследование влияния свойств деформационной инерции на сжимаемость вещества и его волновые свойства, основанное на решении системы уравнений (4), (9), (11), показывает, что проявление инерционных эффектов при схлопывании пор приводит к отклонению (в сторону большего уплотнения) кривой динамической сжимаемости вещества от кривой его статического сжатия [5] и к возможности появления немонотонных волновых структур [4], когда за ударным скачком будет следовать «осциллирующая» зона релаксации (зона перехода из начального равновесного состояния 0 в другое равновесное состояние  $e$ ). Однако в отличие от релаксирующих сред типа пузырьковых жидкостей [17] эти «осцилляции» незначительны, поскольку при расширении пор начальные деформации вещества носят упругий характер.

Существование стационарной волны с монотонной структурой волнового профиля определяется условием  $1 \ll \eta / (a_0 \sqrt{\rho_1 Y}) = R$  [5], при этом равновесное значение параметра пористости за ударным фронтом определяется из (9) при  $\alpha = 0$  выражением

$$\alpha_e = [1 - \exp(-3p_e/2Y)]^{-1}, \quad (12)$$

где  $p_e = p(\alpha_e)$  — равновесное давление за ударным фронтом.

Для реальных веществ условие  $R \gg 1$  справедливо в широком диапазоне изменения значений структурного параметра  $a_0$ . Для гетерогенных ВВ, принимая  $\rho_1 \approx 2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $Y = (0,1 \div 0,2)$  ГПа и  $\eta = (1 \div 10^2)$  Па·с [11], получим, что данное условие выполняется при  $a_0 \leq (1-10)$  мкм, т. е. практически во всем характерном для высокоплотных ВВ диапазоне изменения размеров неоднородностей [18, 19]. Укажем для сравнения, что для пористых металлов аналогичные оценки [3] приводят к неравенству  $a_0 \leq (10-100)$  мкм.

Прежде чем перейти к непосредственному детальному анализу критических явлений при зажигании, установим нижнюю границу величины порогового давления, т. е. амплитуды УВ, начиная с которой в гетерогенном ВВ с заданными структурными параметрами ( $a_0, \alpha_0$ ) возможно инициирование химической реакции.

Динамика разогрева вещества в процессе пластического затекания пор определяется конкуренцией процессов тепловой диссипации вследствие пластических деформаций и вязкого трения и процесса теплопроводности. При этом степень проявления эффектов теплопроводности на формирующиеся в окрестности пор температурные профили зависит от соотношения характерных временных масштабов  $t_v$  и  $t_s$ , первый из которых определяет характерное время сжатия пор, т. е. временную продолжительность генерации тепла, а второй — характерное время тепловой релаксации. Рассмотрим случай, предполагающий адиабатичность процесса тепловой диссипации ( $t_v \ll t_s$ ). Пренебрегая влиянием теплопроводности на динамику диссипативного разогрева вещества ( $\lambda_1 = 0$ ) и тепловыделением вследствие химической генерации тепла, принимая в первом приближении, что необходимым условием возбуждения химической реакции является условие достижения на поверхности сжимающихся пор заданной температуры  $T_s$  (индекс  $s$  здесь и в дальнейшем относится к параметрам зажигания) и переходя к лагранжевым переменным ( $t, r_0$ ), преобразуем уравнение (10) к виду

$$c_1 \rho_1 \frac{dT_1}{dt} = -2Y \frac{v}{r} + 12\eta \left(\frac{v}{r}\right)^2 \quad (13)$$

где связь эйлеровой координаты  $r$  с лагранжевой  $r_0$  и координатой границы пор  $a$  выражается из условия несжимаемости твердой фазы:

$$r^3 = r_0^3 + a^3 - a_0^3 \quad (14)$$

или

$$r^3 = r_0^3 - a_1^3 (\alpha_0 - \alpha) (\alpha_0 - 1)^{-1}, \quad (15)$$

а радиальная скорость  $v$  связана со скоростью деформации вещества  $\alpha$  выражением

$$v = a_0^3 \dot{\alpha} [3(\alpha_0 - 1)r^2]^{-1}. \quad (16)$$

Преобразуя выражение (13) с использованием (15), (16), подставляя в полученное выражение  $r_0 = a_0$  и переходя к переменной  $\alpha$ , получим

$$T_1(a_0, \alpha) = T_0 - \frac{2Y}{3c_1\rho_1} \ln \frac{\alpha - 1}{\alpha_0 - 1} + \frac{4\eta}{3c_1\rho_1} \int_{\alpha_0}^{\alpha} \frac{\dot{\alpha}(\alpha')}{(\alpha' - 1)^2} d\alpha',$$

где второе и третье слагаемые в правой части определяют разогрев вследствие пластических деформаций и вязкого трения соответственно.

Для волны с монотонным профилем ( $R \gg 1$ ) величина максимально возможного (при  $r_0 = a_0$ ) разогрева определяется выражением [3]

$$\Theta(R_1, \alpha) = (\alpha_0 - \alpha) - \ln \frac{\alpha - 1}{\alpha_0 - 1} + \frac{2}{3} \beta \left\{ \alpha \ln \frac{\alpha}{\alpha_0 - 1} - \alpha_0 \ln \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - 1} - \ln \frac{\alpha - 1}{\alpha_0 - 1} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{\alpha - 1}{\alpha_0 - 1} + \ln(\alpha_0 - 1) + \alpha \right] + \sum_{l=1}^n (-1)^l \frac{(\alpha_0 - 1)^l - (\alpha - 1)^l}{l^2} \right\}, \quad (17)$$

где  $\Theta = c_1\rho_1(T_1 - T_0)/p_e$ ;  $\beta = Y/p_e$ .

Величина максимально достижимого в окрестности сжимающихся пор разогрева в конечном состоянии вещества за ударным фронтом определяется соответствующей подстановкой  $\alpha = \alpha_e$  в выражение (17). Учитывая далее уравнение (12), связывающее давление и пористость за фронтом волны, и исключая из этих уравнений  $\alpha_e$ , после соответствующей подстановки  $T_1(a_0, \alpha_e) = T_s$  в полученное выражение можно определить связь между давлением и параметрами, характеризующими структурные и физические свойства вещества:

$$p_s^* = p_s^*(\alpha_0, Y, e_s).$$

Параметр  $e_s = c_1\rho_1(T_s - T_0)$  в последнем выражении есть приращение удельной (на единицу объема) внутренней энергии, необходимой для зажигания ВВ. Для типичных ВВ (таких, как тротил, тэн, гексоген), принимая  $c_1\rho_1 \approx 2 \cdot 10^6$  Дж/(м<sup>3</sup>·К) и  $T_s - T_0 = (400 \div 600)$  К, находим  $e_s = (0,8 \div 1,2)$  ГПа, что свидетельствует об узости диапазона изменения  $e_s$ .

Полученное выражение для порогового давления инициирования «очаговой» химической реакции может быть представлено в виде

$$p_s^* = \frac{2Y}{3} \ln \left[ 1 + (\alpha_0 - 1)^{-1} \exp \left[ \frac{3e_s}{2Y} \right]^n \right], \quad n = \begin{cases} 1, & R = 0, \\ 1/2, & R \gg 1, \end{cases} \quad (18)$$

где  $n$  — параметр, характеризующий влияние вязких свойств вещества. В условиях нагружения, близких к статическим ( $\eta \rightarrow 0$ ),  $n = 1$ .

На рис. 1, 2 представлены зависимости порогового давления  $p_s^*$  от начальной пористости ВВ, рассчитанные при  $n = 1$  и 0,5; для сравнения показаны результаты работы [12] (кривая 3), полученные методом сращивания асимптотических разложений вида

$$p_s^* = p_0 + e_s/3,$$

Рис. 1. Зависимость порогового давления инициирования химической реакции от начальной пористости гетерогенного ВВ ( $Y = 0,2$  ГПа,  $e_s = 1,0$  ГПа).

где  $p_0$  определяется выражением (11). Вид зависимости  $p_0(\alpha_0)$  на рис. 1 иллюстрирует кривая 5. Область состояний, при которых происходит инициирование реакции химического разложения в гетерогенном ВВ, находится выше кривой  $p_s^*(\alpha_0)$ .

Сравнение кривой  $p_s^*(\alpha_0)$ , рассчитанной по выражению (18), с имеющимися ограниченными экспериментальными данными [1, 20—22] по пороговым значениям давления инициирования реакции в тротиле (см. рис. 1) свидетельствует о возможности и правомерности использования выражения (18) в качестве критериального при определении порога воспламенения гетерогенных ВВ. Следует подчеркнуть, что из-за возможного влияния эффектов теплопроводности на динамику разогрева вещества в процессе пластического затекания пор полученное выражение устанавливает нижнюю границу величины порогового давления. В плоскости  $p, \alpha$  (или  $p, V$ , где  $V = \alpha/\rho_1$  — удельный объем ВВ) состоянию вещества, начиная с которого условие возбуждения химической реакции выполняется, соответствует точка с координатами  $(p_s^*, \alpha_s^*)$ , расположенная на равновесной адиабате Гюгонио гетерогенного ВВ. Критическое значение пористости  $\alpha_s^* = \alpha_e(p_s^*)$ , при котором в конечном (равновесном) состоянии за ударным фронтом происходит возбуждение реакции, определяется из выражения (12) подстановкой  $p_e = p_s^*$ .

Суммарное приращение диссипированной энергии при ударном переходе в случае отсутствия фазовых превращений находится из совместного решения системы уравнений (4), (9), (11), определяющей скорость деформации вещества на ударном фронте, и выражения для средней величины внутренней энергии  $e = c_1 \langle T_1 \rangle$ , которая находится осреднением распределения температур (10) по объему твердой фазы вещества. Для волны с монотонной структурой волнового профиля ( $R \gg 1$ ) данное соотношение имеет вид [23]

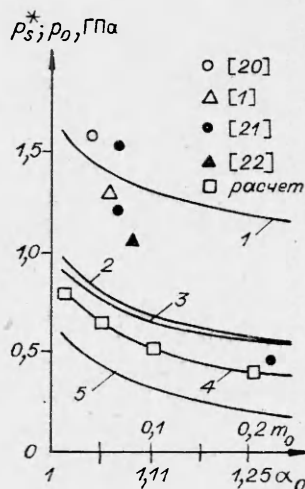
$$e = (p + p_0)(\alpha_0 - \alpha) / (2\rho_1)$$

и справедливо для всех состояний в волне. В конечном (равновесном) состоянии за ударным фронтом выражение для ударного приращения внутренней энергии с учетом связи  $\rho = \rho_1/\alpha$  преобразуется к соотношению Гюгонио в общепринятой форме

$$e - e_0 = \frac{1}{2} (p_e + p_0) \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_e} \right), \quad e_0 = 0,$$

где  $\rho_e$  — равновесная плотность за ударным фронтом. При проявлении эффектов радиальной инерции данное соотношение не выполняется [23], так как часть энергии перейдет в кинетическую энергию радиальных движений вещества в окрестности пор.

Таким образом, при  $R \gg 1$  суммарное приращение диссипированной во фронте ударной волны энергии определяется только величиной начальной пористости вещества, в то время как характер ее распределения в ударно-сжатом веществе в существенной степени зависит от начального размера неоднородностей [3]. Данное обстоятельство, в частности, свидетельствует о неприемлемости энергетических критериев [21, 24—27] в качестве критерия воспламенения гетерогенных ВВ, поскольку условия возникновения (и начальные стадии развития) хи-



мической реакции зависят не от суммарной величины диссипированной энергии, а от характера ее распределения в ударно-сжатом веществе.

Условие достижения на поверхности сжимающихся пор температуры, равной заданной величине  $T_s$ , вообще говоря, является необходимым, но недостаточным условием воспламенения химически реагирующего вещества, поскольку возможность существования пламени определяется наличием достаточно глубоко прогретого слоя, глубина которого обеспечивала бы необходимый температурный градиент. Задача исследования закономерностей зажигания вещества при сжатии пор сводится к совместному решению уравнения притока тепла (10) с учетом внутренних диссипативных и химических источников генерации тепла и системы (7), (8) при  $j=0$ , описывающей радиальную деформацию поры, при соответствующих начальных и граничных условиях. Введя безразмерные переменные и параметры

$$\tau = \frac{t}{a_0} \left( \frac{p_e}{\rho_1} \right)^{1/2}, \quad R = \frac{r}{a_0}, \quad R_1 = \frac{a}{a_0}, \quad R_2 = \frac{b}{a_0}, \quad w_1 = a \left( \frac{p_e}{\rho_1} \right)^{-1/2},$$

$$\Theta = \frac{c_1 \rho_1}{p_e} (T_1 - T_0),$$

$$\beta = \frac{V}{p_e}, \quad \text{Re} = \frac{a_0 \sqrt{p_e \rho_1}}{\eta}, \quad \text{Pr} = \frac{\eta}{\kappa_1 \rho_1}, \quad \varepsilon = \frac{\mathcal{R} T_0}{E_1}, \quad s = \frac{c_1 \rho_1}{p_e} T_0,$$

$$\delta = \frac{Q_1 k_0}{\lambda_1} \frac{E_1}{\mathcal{R} T_0^2} a_0^2 \exp \left( - \frac{E_1}{\mathcal{R} T_0} \right),$$

преобразуем исходную систему уравнений к виду

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + w_1 \left( \frac{R_1}{R} \right)^2 \frac{\partial \Theta}{\partial R} = \frac{1}{\text{Pr Re } R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left( R^2 \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right) - 2\beta \frac{w_1 R_1^2}{R^3} + \frac{12}{\text{Re}} + \frac{w_1^2 R_1^4}{R^6} +$$

$$+ \frac{\delta \varepsilon s}{\text{Pr Re}} \exp \left[ \frac{\Theta}{\varepsilon (s + \Theta)} \right],$$

$$(1 - \varphi_1) \frac{dw_1}{d\tau} = - \frac{3(1 - \varphi_2)}{2R_1} w_1^2 - \frac{4w_1}{\text{Re } R_1^2} + \frac{\alpha}{R_1} \left( \frac{2\beta}{3} \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1} - 1 \right), \quad (19)$$

$$dR_1/d\tau = w_1,$$

где коэффициенты  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  конкретизированы в (7), а связь эйлеровой координаты  $R$  с лагранжевой  $\bar{R}_0$  и координатой поверхности поры  $R_1$  выражается из (14)

$$R = (R_1^2 + R_0^2 - 1)^{1/3}. \quad (20)$$

Параметр пористости в новых переменных определяется выражением

$$\alpha = 1 + R_1^3 (\alpha_0 - 1). \quad (21)$$

Индексы 1 и 2 здесь и далее определяют координаты радиусов поры и сферической ячейки.

Начальные и граничные условия имеют вид

$$R_1(0) = 1, \quad R_2(0) = (1 - \alpha_0^{-1})^{-1/3}, \quad w_1(0) = 0, \quad \Theta(0, R) = 0,$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial R} \Big|_{R=R_1} = 0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial R} \Big|_{R=R_2} = 0. \quad (22)$$

Момент времени  $\tau=0$  соответствует моменту прихода ударной волны. Искомое решение краевой задачи (19) — (22) в общем виде

$$\Theta = \Theta(\tau, R, \alpha_0, \beta, \text{Re}, \text{Pr}, \delta, s, \varepsilon)$$

зависит от семи безразмерных параметров. Конкретными связями между этими параметрами будет определяться характер изменения безразмерной температуры  $\Theta$  от переменных  $\tau$  и  $R$  (потухание или зажигание).



Критические явления, обусловленные конкуренцией процессов тепловой диссипации, химической генерации тепла и теплопроводности, при определенной функциональной связи безразмерных параметров будут приводить к резкому изменению вида функции  $\Theta(\tau, R)$ . Критическое условие зажигания, таким образом, имеет вид

$$\delta^* = \delta^*(\alpha_0, \beta, Re, Pr, s, \varepsilon).$$

Параметр  $\beta$  в последнем выражении характеризует соотношение между амплитудой приложенного давления и пределом текучести вещества, число Рейнольдса  $Re$  — подобие сил инерции и вязкого трения, число Прандтля  $Pr$  — соотношение между количеством тепла, выделившегося в результате вязкого трения, и количеством тепла, отведенного теплопроводностью. Оценки показывают, что для гетерогенных ВВ диапазон изменения размеров неоднородностей, в котором не проявляется влияние эффектов радиальной инерции на поведение вещества и его волновые свойства (условие  $Re \ll 1$  [3]), ограничен сверху значениями  $a_0 \leq (1-10)$  мкм. Аналогичные оценки по определению диапазона изменения числа Прандтля при характерных для ВВ значениях параметров  $\rho_1 \approx 2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\eta = (1 \div 10^2)$  Па·с и  $\kappa_1 \approx 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с ( $\kappa_1$  — температуропроводность) приводят к значениям  $Pr = 10^4 \div 10^8$ . Параметр  $\varepsilon$ , выражающий степень зависимости скорости химической реакции от начальной температуры, для веществ с большими значениями  $\bar{E}_1$  и  $Q_1$  мал и принимался в расчетах равным  $10^{-2}$ .

Исследовалась нестационарная картина диссипативного разогрева и зажигания вещества в окрестности сжимающейся поры. Диапазон изменения параметров:  $1,01 \leq \alpha_0 \leq 1,25$ ,  $0 < Re < 1$ ,  $10^4 \leq Pr \leq 10^8$ ,  $1 \leq s/\beta \leq 10$ ,  $0 < \delta < \infty$ ,  $\beta_0 < \beta < 0$ ,  $\beta_0 = -(3/2) [\ln(1 - \alpha_0^{-1})]^{-1}$ . Решение задачи проводилось по алгоритму, описанному в [3], путем перехода в подвижную систему координат с использованием переменной  $\xi = (R - R_1)/(R_2 - R_1)$ ,  $\xi \in [0, 1]$ . Вследствие того, что в рассматриваемом случае коэффициенты разностного аналога первого из уравнений системы (19) зависят от искомой функции  $\Theta(\tau, R)$ , необходимо, вообще говоря, на каждом временном шаге проводить расчет с итерациями для уточнения коэффициентов, зависящих от решения. Численный эксперимент показал, что отсутствие итераций не вносит значительной ошибки в значение вычисляемой функции  $\Theta(\tau, \xi)$ , поскольку при  $0 < \delta < \delta^*$  профили температуры меняются плавно, а при  $\delta \geq \delta^*$  происходит быстрый срыв.

Характер изменения  $\Theta_1$  поверхности сжимающейся поры ( $R = R_1$ ) над и под пределом зажигания при различных значениях  $\alpha_0$  и  $Re$  показан на рис. 2. Картина зажигания в зависимости от величины  $\delta$  разделяется на два режима: при  $0 < \delta < \delta^*$  наблюдается потухание, при  $\delta \geq \delta^*$  — зажигание. Проведенные исследования показали, что качественно картина развития процесса аналогична нестационарному тепловому зажиганию в условиях кондуктивного и конвективного теплообмена [28].

С практической точки зрения использование параметра  $\delta^*$  в качестве критической величины, разграничивающей режимы потухания и зажигания, неудобно, поскольку в этот безразмерный комплекс входит структурный параметр  $a_0$ . В этой связи в качестве критериального использован параметр

$$I^* = \frac{\delta^*}{\beta (Pr Re)^2} \frac{s}{\beta} \varepsilon \quad \text{или} \quad I^* = \frac{Q_1 k_0 \rho_1 \kappa_1}{Y^2} \exp\left(-\frac{E_1}{RT_0}\right), \quad (23)$$

зависящий только от физических свойств твердой фазы вещества. При характерных для тротила значениях  $\rho_1 = 1,66 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\kappa_1 = 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с,  $Q_1 = 7,16 \cdot 10^9$  Дж/м<sup>3</sup> [29],  $E_1 = 2,24 \cdot 10^5$  Дж/моль  $k_0 = 10^{19}$  с<sup>-1</sup> [30]  $I^*$  (далее будет использована величина  $\ln I^*$ ) имеет узкий диапазон изменения:  $-\ln I^* = 80 \div 81$  при  $Y = (0,1 \div 0,2)$  ГПа,  $T_0 = 293$  К. На рис. 3

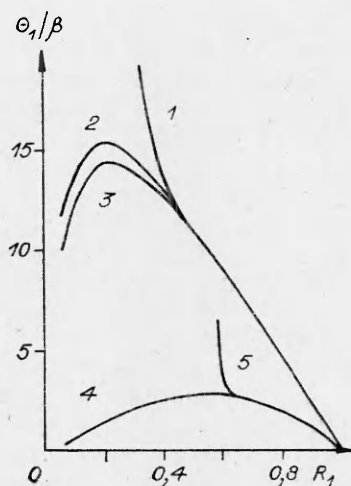


Рис. 2. Характер изменения температуры поверхности сжимающейся поры:  $\alpha_0 = 1,11$  ( $m_0 = 0,1$ ),  $\beta = 0,1$ ,  $Pr = 10^5$ ,  $s/\beta = 3$ .  
 1 —  $\delta^* = 10^{-38}$ ; 2 —  $\delta < \delta^*$ ; 3, 4 — инертный разогрев; 5 —  $\delta^* = 10^{-25}$ . Re: 1—3 — 0,05; 4, 5 — 0,01.

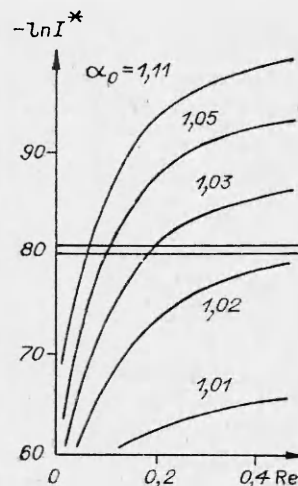


Рис. 3. Зависимость  $I^*(Re)$ :  
 $\beta = 0,25$ ,  $Pr = 10^5$ ,  $s/\beta = 3$ .

соответствующий диапазон изменения  $\ln I^*$  расположен между горизонтальными линиями. Здесь же, приведены типичные зависимости  $\ln I^*(Re)$  при различных  $\alpha_0$ , полученные в результате численного решения системы (19) — (22). В каждой расчетной серии методом проб определялось значение  $\delta^*$ , затем по (23) —  $I^*$ . Область значений параметров на рис. 3, находящаяся ниже каждой из рассчитанных кривых, соответствует зажиганию, над кривой — погасанию.

Обратимся к количественным результатам, показывающим влияние структурных и реологических свойств на предел инициирования химической реакции в гетерогенных ВВ. Результаты расчетов, показывающие влияние пластических и вязких свойств тротила с  $\alpha_0 = 1,11$  ( $m_0 = 0,1$ ) на предел инициирования реакции, иллюстрирует рис. 4, 1—3. Возбуждение химической реакции происходит в области, расположенной выше кривой  $p_s(a_0)$ . Видно, что амплитудное значение  $p_s$  существенно зависит от  $a_0$ . Критическое значение начального размера пор  $a_{0s}$ , при котором в гетерогенном ВВ с заданной пористостью  $\alpha_0$  еще происходит инициирование «очаговой» реакции, с ростом амплитуды давления монотонно уменьшается. Значение  $p_s^*$  определяется положением вертикальной асимптоты (линия I на рис. 4, a). Прямая II на рис. 4, a ограничивает диапазон изменения амплитудных значений давления  $p_e \geq p_0$ , в котором реализуются условия перехода вещества в макропластическое состояние.

Вид зависимостей  $p_s(a_0)$ , приведенных на рис. 4, указывает на существование двух пределов с преобладающим влиянием либо пластических, либо вязких свойств вещества. При интенсивностях УВ, соизмеримых с прочностью гетерогенного ВВ ( $p_e \sim Y$ ), определяющее влияние на предел инициирования реакции оказывают пластические свойства тротила, а влияние его вязких свойств практически не проявляется. Физически это объясняется тем обстоятельством, что на нижнем (по величине давления) пределе инициирования химической реакции воспламенение вещества в окрестности сжимающихся пор если и происходит, то за характерные времена  $t_s$ , меньшие характерных времен тепловой релаксации  $t_w$ , т. е. диссипативный разогрев, приводящий (при определенных условиях) к возбуждению химической реакции, происходит в близких к адиабатическим условиям и по величине близок к максимально возможному, определяемому выражением (16). Величина этого ра-

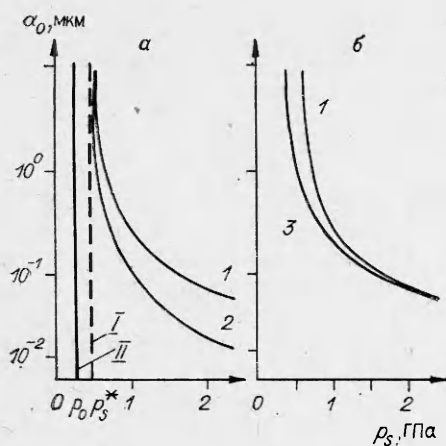


Рис. 4. Влияние вязкости (а) и предела текучести (б) на предел инициирования химической реакции в тротиле.  $Y$ , ГПа: 1, 2 — 0,2, 3 — 0,1;  $\eta$ , Па·с: 1, 3 — 10, 2 — 1.

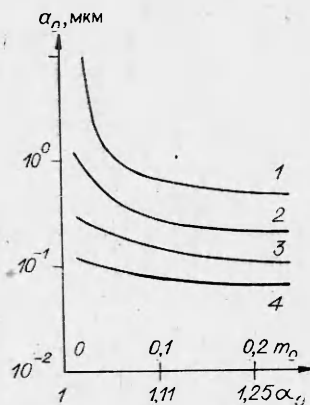


Рис. 5. Влияние структурных параметров на предел инициирования химической реакции в тротиле;  $Y = 0,2$  ГПа,  $\eta = 10$  Па·с.  $p_s$ , ГПа: 1 — 0,8; 2 — 1,0; 3 — 1,3; 4 — 2,0.

зогрева зависит только от пластических свойств вещества [3], что и определяет факт слабой зависимости предела инициирования реакции от вязких свойств вещества.

С увеличением амплитуды давления роль вязких свойств тротила возрастает (см. рис. 4, а), а изменение (в сторону уменьшения)  $a_{0s}$  есть результат конкурирующего влияния на условия воспламенения поверхности поры процессов тепловой диссипации, химической генерации тепла и теплопроводности. При амплитудах волн  $p_e \gg Y$  (для тротила при  $p_e \geq 1,5$  ГПа) влияние вязких свойств вещества на предел инициирования химической реакции становится определяющим (см. рис. 4, б).

В результате проведенных расчетов для тротила при  $Y = 0,2$  ГПа ( $\eta = 1 - 10^2$  Па·с) определены асимптотические (пороговые) значения давления  $p_s^*(\alpha_0)$ . Соответствующая зависимость иллюстрируется на рис. 1, 4 и находится в хорошем соответствии с критериальной зависимостью  $p_s^*(\alpha_0)$ , рассчитанной по выражению (18) при  $n = 0,5$  (см. рис. 1, 2). Наблюдаемое превышение экспериментальных значений  $p_s^*$  для тротила с  $\alpha_0 < 1,1$  над теоретическими, на наш взгляд, в значительной степени обусловлено несовершенством существующих в настоящее время экспериментальных методик, интерпретирующих величину порогового давления по степени интегрального проявления эффектов химического разложения на характер макроразложения гетерогенного ВВ в условиях ударно-волнового нагружения. С увеличением  $\alpha_0$  концентрация структурных неоднородностей возрастает, что приводит к уменьшению различия между фактической величиной порогового давления и той минимальной амплитудой волны, при воздействии которой проявление эффектов химического разложения становится экспериментально регистрируемым. Согласование между экспериментальными и теоретическими значениями  $p_s^*$ , как видно из рис. 1, с увеличением  $\alpha_0$  также улучшается.

Другим практически важным является вопрос о зависимости предела инициирования химической реакции от параметров, характеризующих структурные свойства гетерогенного ВВ. Влияние  $a_0$  и  $\alpha_0$  в случае тротила иллюстрирует рис. 5. Можно выделить три наиболее характерные особенности в виде зависимости  $p_s(a_0, \alpha_0)$ .

1. Влияние структурных параметров проявляется в ограниченном диапазоне интенсивностей УВ при  $p_e < 2$  ГПа. Если  $p_e \geq 2$  ГПа зависимость  $p_s(a_0, \alpha_0)$  становится практически несущественной. В работе [1]

$p_e = 2,0 \div 2,2$  ГПа в тротиле с  $\alpha_0 = 1,06$  ( $m_0 = 0,06$ ) определяется как диапазон интенсивностей волн, в котором концентрация эффективных очагов реакции достигает своей максимальной величины. В [21] диапазон амплитуд ударных волн  $p_e \geq 1,7$  ГПа назван пределом инициирования детонации в прессованном тротиле с  $\alpha_0 = 1,07$  ( $m_0 = 0,07$ ).

2. Влияние структурного параметра  $a_0$  на предел инициирования реакции превалирует над влиянием величины начальной пористости гетерогенного ВВ.

3. В диапазоне пороговых давлений влияние размера неоднородностей на критические условия возбуждения химической реакции в тротиле наиболее существенно при  $\alpha_0 \leq 1,11$  ( $m_0 \leq 0,1$ ). С увеличением  $\alpha_0$  зависимость амплитудного значения давления, при котором происходит воспламенение вещества, от  $a_0$  уменьшается. В работе [31] на основе анализа экспериментальных данных по ударно-волновому инициированию детонации в прессованном тротиле показано, что в интервале  $\alpha_0 = 1,1 \div 1,7$  ( $m_0 = 0,1 \div 0,4$ ) от величины  $\alpha_0$  не зависит также и предел инициирования детонации.

Неадиабатический характер разогрева вещества при ударном сжатии, связанный с конкурирующим влиянием на эволюцию температурных полей тепловой диссипации и теплопроводности, приводит к немонотонности изменения температурных профилей в процессе пластического затекания пор. При этом наибольшие по величине значения температур в окрестности неоднородностей достигаются на промежуточных стадиях их схлопывания, причем чем меньше величина  $a_0$ , тем более ранними стадиями процесса сжатия пор ограничивается возможность воспламенения вещества. Проведенное рассмотрение, таким образом, показывает, что из-за проявления эффектов теплопроводности возбуждение химической реакции, если и происходит, то во фронте УВ, а не в конечном (равновесном) состоянии за ударным фронтом. В плоскости  $(p, \alpha)$  состоянию гетерогенного ВВ, в котором происходит инициирование реакции, соответствует точка с координатами  $(p_s, \alpha_s)$ , расположенная на ударной адиабате промежуточных состояний, при этом  $\alpha_e < \alpha_s < \alpha_0$ .

Полученные результаты указывают на возможность физико-химических превращений гетерогенных ВВ во фронте УВ. Замена ударного перехода математическим разрывом не является достаточно обоснованным приближением при описании эволюционных процессов в задачах ударно-волнового инициирования гетерогенных ВВ. Скачок начальных состояний в этом случае необходимо определять независимо, как функцию интенсивности ударного перехода. Следует также отметить, что различие между реальной кривой ударной сжимаемости и ударной адиабатой (кривой ударной сжимаемости с «замороженными» химическими реакциями) вещества, а значит, и глубина разложения последнего в ударном фронте в значительной степени будут зависеть от микроструктуры гетерогенного ВВ и его реологических свойств.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Балинец, И. А. Карпунин. ФГВ, 1981, 17, 1, 103.
2. Р. И. Нигматуллин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
3. А. В. Аттетков, Л. Н. Власова, В. В. Селиванов и др. ПМТФ, 1984, 6, 120.
4. С. З. Дунин, В. В. Сурков. ПМТФ, 1979, 5, 106.
5. С. З. Дунин, В. В. Сурков. ПММ, 1979, 43, 3, 511.
6. M. M. Carroll, A. C. Holt. J. Appl. Phys., 1972, 43, 4, 1626.
7. M. M. Carroll, A. C. Holt. Intern. Symp.: Pore Structure and Properties of Materials. Prague, 1973.
8. K. Kim, S. I. Oh. Shock Waves Condens. Matter. Con. N. Y., 1982.
9. В. Н. Николаевский.— В кн.: Механика деформируемых сред и конструкций. М.: Машиностроение, 1975.
10. С. Г. Андреев, М. М. Бойко, В. В. Лазарев и др. ФГВ, 1985, 21, 3, 80.
11. Б. А. Хасанов, А. А. Борисов, Б. С. Ермолаев и др.— В кн.: Детонация. Вып. 2. Черноголовка, 1981.

