УДК 539.3

Взрывное деформирование и разрушение толстостенных цилиндров

А. В. Герасимов

НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете, Томск, Россия

Рассматриваются особенности деформирования и разрушения толстостенных цилиндров при действии продуктов детонации. Отмечаются откольные эффекты в торцевой части цилиндра и регулярные вихревые структуры по его толщине после разлета продуктов детонации из заполненной взрывчатым веществом полости.

Ключевые слова: взрыв, детонация, упругопластическое тело, пористость, разрушение, численный метод, толстостенный цилиндр.

Введение. Проблеме деформирования и разрушения толстостенных цилиндров при взрывном нагружении продуктами детонации взрывчатых веществ (ВВ) посвящен ряд экспериментальных [1, 2] и теоретических [3–6] исследований. При этом толщина рассматриваемых цилиндров была заметно меньше радиуса заряда ВВ, расположенного во внутренней полости этих цилиндров. В данной работе представлены результаты математического моделирования процессов расширения и повреждения толстостенных упругопластических цилиндров (толщина их в несколько раз превышает радиус полости, заполненной ВВ) без днищ при действии скользящей детонации.

Постановка задачи. Рассматривался толстостенный упругопластический цилиндр без днищ, заполненный зарядом ВВ. Упрощенная схема ударно-волнового процесса при взрывном нагружении цилиндра приведена на рис. 1. На торцах оболочка не замкнута. В начальный момент времени на левом торце инициируется плоская детонационная волна (ДВ), распространяющаяся по ВВ в сторону правого торца, и начинается истечение продуктов детонации (ПД) в вакуум. По достижении ДВ правого торца также начинается истечение продуктов взрыва. В оболочке формируется бегущая косая ударная волна (КУВ), инициируемая детонационной волной. В свою очередь, косая ударная волна, отражаясь от внешней поверхности, образует волну разгрузки BP_1. При выходе КУВ на правый торец цилиндра формируется вторая волна разгрузки BP_2. Взаимодействие этих двух волн приводит к возникновению в стенке цилиндра зоны растягивающих напряжений и, как следствие, роста поврежденностей и откольных эффектов.

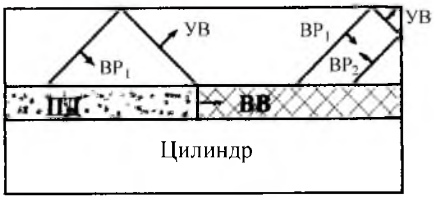


Рис. 1. Расчетная схема.

Для моделирования поведения поврежденного материала применяется модель пористого идеально упругопластического тела, разрушение которого описывается кинетическим уравнением [7] как процесс накопления и роста микроразрушений (микропор). Для учета продуктов детонации использовалась модель невязкого нетеплопроводного газа.

Система уравнений, описывающая движение пористой упругопластической среды и базирующаяся на законах сохранения массы, импульса и энергии, имеет следующий общий вид [6–8]:

$$\begin{cases} \dfrac{1}{\rho}\dfrac{d\rho}{dt} + \dfrac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0; \\ \rho\dfrac{dv_i}{dt} = \dfrac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} - \dfrac{\partial P}{\partial x_i}; \\ \rho\dfrac{dE}{dt} = S_{ij}\varepsilon_{ij} + \dfrac{P}{\rho}\dfrac{d\rho}{dt}; \\ S_{ij} = \sigma_{ij} + P\delta_{ij}. \end{cases} \tag{1}$$

Физические соотношения брали в форме Прандтля–Рейса при условии текучести Мизеса:

$$\begin{cases} 2\mu\left(e_{ij} - \dfrac{1}{3}e_{kk}\delta_{ij}\right) = \dfrac{DS_{ij}}{Dt} + \lambda S_{ij}; \\ S_{ij}S_{ij} = \dfrac{2}{3}\sigma^2; \\ \dfrac{DS_{ij}}{Dt} = \dfrac{dS_{ij}}{dt} - S_{ik}\omega_{jk} - S_{jk}\omega_{ik}; \\ 2\omega_{ij} = \dfrac{\partial v_i}{\partial x_j} - \dfrac{\partial v_j}{\partial x_i}; \\ 2e_{ij} = \dfrac{\partial v_i}{\partial x_j} + \dfrac{\partial v_j}{\partial x_i}, \end{cases} \tag{2}$$

где x_i – координаты; t – время; ρ – текущая плотность; v_i – компоненты вектора скорости; S_{ij} – компоненты девиатора напряжений; P – давление; E – удельная внутренняя энергия; ε_{ij} – компоненты девиатора тензора скоростей деформаций; e_{ij} – компоненты тензора скоростей деформаций; σ_{ij} – компоненты тензора напряжений; $\dfrac{D}{Dt}$ – производная Яуманна; μ – модуль сдвига; σ – предел текучести; δ_{ij} – символ Кронекера. С целью компактности соотношения записаны для прямоугольной системы координат, переход к цилиндрической системе не представляет большого труда. Все физические величины в соотношениях (1), (2) относятся к пористой среде; они дополняются кинетическим уравнением, позволяющим описать рост и сжатие сферических пор [7]:

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{\eta} \alpha(\alpha - 1)^{1/3} \Delta P \,\mathrm{sign}(P);$$

$$\alpha = \frac{V + V_s}{V_s}; \qquad \Delta P = |P| - \frac{a_s}{\alpha} \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1},$$

где α_0, a_s, η – константы материала; V_s – удельный объем сплошного компонента пористой среды; V – удельный объем пор.

Давление в пористой среде определяется по уравнению состояния для сплошного компонента: $P = P_s(V_s, E)/\alpha$. Уравнение состояния используется в виде [7]

$$P_s = \frac{K_s(1 - (\Gamma_0 \xi/2)}{(1 - c\xi)^2} \xi + \rho_{0s} \Gamma_0 E.$$

В этих соотношениях индекс s относится к материалу матрицы; Γ_0 – коэффициент Грюнайзена; c, K_s – константы материала; $\xi = 1 - \rho_{0s}/\rho_s$; ρ_{0s} – начальная плотность. Прочностные характеристики пористого материала рассчитываются по следующим соотношениям [7]:

$$\sigma = \sigma_s/\alpha; \qquad \mu = \mu_s(1 - \Phi)\left(1 - \frac{6K_s + 12\mu_s}{9K_s + 8\mu_s} \Phi\right); \qquad \Phi = (\alpha - 1)/\alpha.$$

По достижении пористостью Φ значения $\Phi_* = 0{,}3$ материал оболочки в данной ячейке полагался разрушенным.

Система уравнений газовой динамики для пространственного осесимметричного движения ПД в эйлеровых переменных имеет вид [8]

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \rho r}{\partial t} + \dfrac{\partial \rho u r}{\partial z} + \dfrac{\partial \rho v r}{\partial r} = 0; \\ \dfrac{\partial \rho u r}{\partial t} + \dfrac{\partial (P + \rho u^2) r}{\partial z} + \dfrac{\partial \rho u v r}{\partial r} = 0; \\ \dfrac{\partial \rho v}{\partial t} + \dfrac{\partial \rho u v}{\partial z} + \dfrac{\partial (P + \rho v^2)}{\partial r} = -\dfrac{\rho v^2}{r}; \\ \dfrac{\partial e r}{\partial t} + \dfrac{\partial (e + P) u r}{\partial z} + \dfrac{\partial (e + P) v r}{\partial r} = 0; \\ P = P(\rho, E); \qquad e = \rho(E + q^2/2); \\ q^2 = u^2 + v^2, \end{cases} \tag{3}$$

где e – полная энергия единицы объема газа; u, v – осевая и радиальная компоненты вектора скорости соответственно; ρ – плотность газа; E – удельная внутренняя энергия газа. В расчетах уравнение состояния для ПД использовалось в виде политропы Ландау–Станюковича [9].

Для системы уравнений, описывающей пространственное осесимметричное движение оболочки под действием ПД, ставились следующие начальные и граничные условия.

В качестве начальных данных для оболочки используется невозмущенное состояние материала: $\rho = \rho_0$, $\sigma_{ij} = 0$, $v_i = 0$, $E = 0$. Для ПД в момент времени $t = 0$ в узкой зоне задается автомодельное распределение параметров за фронтом ДВ, полученное для одномерной задачи об истечении ПД в вакуум с поверхности плоского заряда [10]. Для политропы Ландау–Станюковича $P = A\rho^3$ такое распределение приведено в [9]. В случае, когда используется уравнение вида $P = P(\rho, E)$, начальное распределение параметров получалось численным решением одномерной задачи о детонации плоского слоя ВВ по методике, предложенной ранее [5].

Граничные условия следующие:
на свободной поверхности

$$\sigma_n = \tau_n = 0,$$

на оси симметрии

$$v_n = 0, \qquad \tau_n = 0,$$

в зоне контакта ПД с оболочкой

$$\sigma_n = -P, \qquad \tau_n = 0, \qquad U_n = v_n.$$

Здесь σ_n, τ_n – нормальная и касательная компоненты вектора напряжения; v_n, U_n – нормальные к поверхности контакта компоненты вектора скорости частиц оболочки и частиц газа соответственно.

Для ПД на оси симметрии имеем $v = 0$. Пока ДВ не достигла правого торца, она является границей расчетной области для ПД, параметры которой равны параметрам в точке Чепмена–Жуге: $\rho = \rho_j$, $P = P_j$, $v = 0$, $u = u_j$. На открытом левом торце в силу того, что здесь реализуется сверхзвуковой режим и звуковая линия по мере расширения оболочки перемещается внутрь нее [10], граничные условия не ставятся. После выхода ДВ на правый торец на нем аналогично левому торцу цилиндра граничные условия для ПД не ставятся.

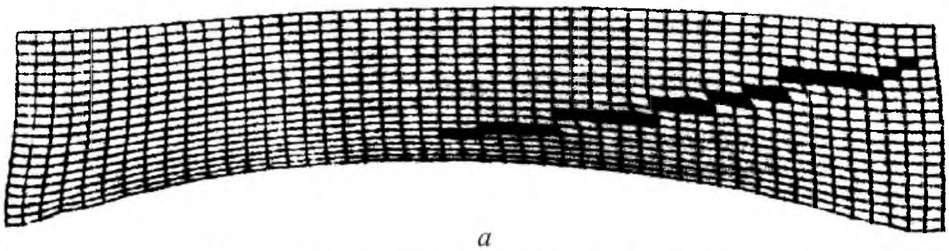
Метод решения. *Тестовые расчеты*. Решение поставленных задач проводилось с применением варианта совместного эйлерово-лагранжева метода [4]. Для расчета оболочки использовался метод второго порядка аппроксимации типа “крест” [6], а для решения уравнений, описывающих движение ПД, – метод Маккормака [11]. Нефизические осцилляции за фронтом ударной волны в оболочке подавлялись с помощью комбинированной искусственной вязкости (квадратичная плюс линейная). Тензорная вязкость, стабилизирующая расчетную сетку от искажений типа “песочные часы” и реализуемая на треугольных ячейках, прилегающих к рассчитываемой точке, бралась аналогично подходу Вилкинса [12]. В случае газа (ПД) нефизические осцилляции подавлялись монотонизацией решения [13].

Для расчета течения ПД использовалось отображение физической области течения газа на прямоугольную расчетную область, т.е. реализовывался метод подвижных эйлеровых сеток. С целью оценки предложенного подхода проведено решение тестовой задачи об откольном разрушении толстостенной оболочки при ударе по ней тонкостенной оболочкой, разгоняемой продуктами детонации ВВ. Результаты численного моделирования сравнивались с экспериментальными [14], полученными для внешней оболочки толщиной 0,55 см и внутренним радиусом $R_0 = 2{,}4$ см и медной тонкостенной оболочки толщиной 0,2 см и внешним радиусом $R_2 = 1{,}0$ см. Поскольку сильное уменьшение толщины стенки оболочки при ее расширении (более чем в два раза) заметно увеличивает время расчета, для нее использовалась модель несжимаемой жидкой тонкой оболочки [9], т.е. учитывались только ее инерционные свойства. Скорость соударения была близка к скорости соударения, замеренной в [14]. Полученная экспериментально толщина откольного слоя, составляющая 0,165 см, сравнивалась с расчетной, равной 0,195 см, что для приближенного описания свойств внешней оболочки следует признать достаточно хорошим совпадением.

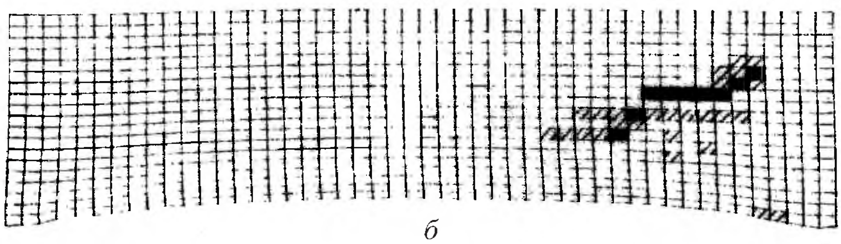
Результаты расчетов. Рассматривались толстостенные стальные цилиндры, аналогичные используемым в экспериментах [1]. Основные результаты численных экспериментов приведены на рис. 2–4. Объектом исследований служила оболочка длиной 34 см и внешним радиусом 10 см. Скорость детонации ВВ – 8470 м/с, плотность – 1,865 г/см^3.

Внутренний радиус представленных на рис. 2 и 3, 4 оболочек составлял 2,5 и 1,25 см соответственно. Предполагалось, что оболочка незамкнута и после выхода детонационной волны на правый торец и разлета ПД в вакуум давление в полости равно нулю. На рис. 2, 3 приведены текущие конфигурации цилиндра и выделены ячейки с максимальным уровнем повреждения в стенке оболочки для фиксированного значения осевой лагранжевой координаты ячейки, иными словами, для ячеек с одним и тем же номером по оси вращения. На рис. 2,*а* момент времени составляет 100 мкс, на рис. 2,*б*, 3 – 150 мкс. Повреждения возникают внутри стенки оболочки, ближе к правому торцу, вследствие чего формируется конусообразная полоса максимальных поврежденний. При достаточном уровне растягивающих напряжений здесь образуется откольная трещина и от оболочки отделяется конусообразный фрагмент. Это обусловлено характером взаимодействия бегущей по цилиндру косой ударной волны с боковой поверхностью и правым торцом цилиндра. Интерференция волн разгрузки от свободных границ и приводит к формированию конической откольной поверхности. Полученные в расчетах результаты качественно подтверждаются экспериментальными данными других авторов [15, 16]. В [15] представлены результаты экспериментов по подрыву небольших зарядов в канале толстостенного цилиндра, в [16] эксперименты проводились для полых цилиндров, полностью заполненных ВВ.

Для меньшего радиуса внутренней полости и соответственно количества ВВ результаты расчетов приведены на рис. 2,*б* и 3. Как видно, полоса и величина повреждений заметно уменьшаются (рис. 3). Снижение предела текучести с 0,64 (рис. 2,*б*) до 0,33 ГПа (рис. 3) проявляется в более выраженном характере конической полосы повреждений (рис. 3), хотя количественно уровень повреждения заметно меньше, чем в случае, приведенном на рис. 2,*а*. Уменьшение прочностных характеристик привело также к увеличению радиуса внутренней полости.



а



б

Рис. 2. Текущая конфигурация цилиндра и полоса максимальных уровней повреждения: *а*, *б* – внутренний радиус соответственно 2,5 и 1,25 см.

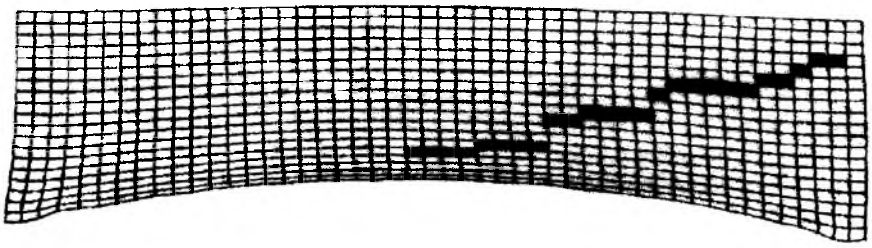
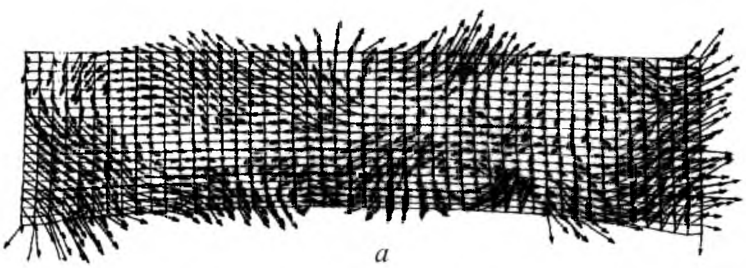
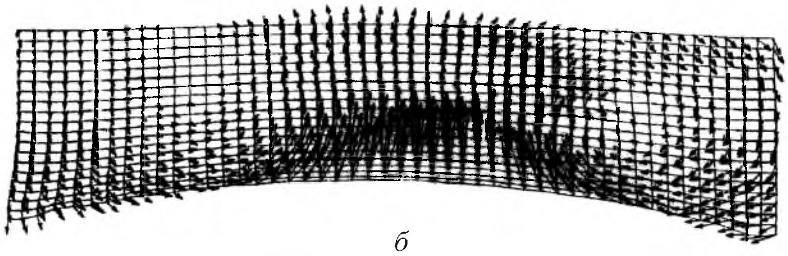


Рис. 3. Текущая конфигурация цилиндра и полоса максимальных уровней повреждения для предела текучести 0,33 ГПа.



а



б

Рис. 4. Вихревое поле в стенках толстостенного цилиндра: *а*, *б* – предел текучести равен соответственно 0,66 и 0,33 ГПа.

Ранее [17, 18] отмечены интересные эффекты формирования вихревых структур в ударниках и преградах при упругих соударениях. В данной работе подобная картина наблюдалась при взрывном нагружении толстостенных упругопластических цилиндров. На рис. 4,*а*,*б* представлены поля скоростей для цилиндров, аналогичных приведенным на рис. 2,*б* и 3 соответственно.

Поле скоростей, сформировавшееся в стенке оболочки (рис. 4,*а*) в результате взаимодействия волн нагрузки и разгрузки, носит весьма сложный и нестационарный характер. Отчетливо видны вихревые структуры по всему объему цилиндра. Влияние предела текучести проиллюстрировано на рис. 4,*б*. Уменьшение прочностных характеристик в два раза привело к большей регулярности поля скоростей и к заметному смещению вихревых структур к торцам цилиндра.

Заключение. Приведенные результаты показывают, что картина деформирования и разрушения толстостенных цилиндров заметно отличается от поведения более тонкостенных оболочек. Это проявляется в формировании на торце, противоположном зоне инициирования ВВ, рассматриваемых цилиндров конусообразных откольных трещин, а также в образовании своеобразных вихревых структур при упругопластическом течении материала стенки оболочки. Эти явления обусловлены интенсивной разгрузкой системы ПД–цилиндр при "выдувании" продуктов детонации из относительно небольшой полости с зарядом ВВ и резким спадом давления в ней, геометрическими параметрами цилиндра и физико-механическими характеристиками его материала.

Резюме

Розглядаються особливості деформування і руйнування товстостінних циліндрів під дією продуктів детонації. Відмічено ефекти відколу в торцевій частині циліндра і регулярні вихрові структури по його товщині після розльоту продуктів детонації із заповненої вибуховою речовиною порожнини.

1. *Райнхарт Дж.*, *Пирсон Дж.* Поведение материалов при импульсных нагрузках. – М.: Изд-во иностр. лит., 1958. – 296 с.
2. *Грязнов Е. Ф.*, *Карманов Е. В.*, *Селиванов В. В.*, *Хахалин С. В.* Морфология разрушения цилиндрических оболочек на волновой стадии // Пробл. прочности. – 1984. – № 8. – С. 89 – 92.
3. *Костин В. В.*, *Резцов А. С.*, *Сугак С. Т.*, *Фортов В. Е.* Численное моделирование взрывного разрушения толстостенных цилиндров. – Минск, 1990. – 59 с. (Препр. /АН БССР. Ин-т тепло- и массообмена, № 25).
4. *Герасимов А. В.* Численное моделирование откольных разрушений в толстостенных оболочках при различных схемах взрывного нагружения // Прикл. механика и теорет. физика. – 1996. – **37**, № 3. – С. 151 – 159.
5. *Герасимов А. В.* Взрывное разрушение замкнутых цилиндров // Пробл. прочности. – 1997. – № 4. – С. 44 – 51.

6. *Уилкинс М. Л.* Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 212 – 263.
7. *Johnson J. N.* Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. – 1981. – **52**, No. 4. – P. 2812 – 2825.
8. *Численное* решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С. К. Годунова. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
9. *Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др.* Физика взрыва. – М.: Наука, 1975. – 704 с.
10. *Одинцов В. А., Селиванов В. В., Чудов Л. А.* Расширение толстостенной цилиндрической оболочки под действием взрывной нагрузки // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. – 1975. – № 5. – С. 161 – 168.
11. *McCormack R. W.* The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Paper. 1969. – No. 69. – 354 p.
12. *Wilkins M. L.* Use of artificial viscosity in multidimensional fluid dynamic calculations // J. Comput. Phys. – 1980. – **36**, No. 3. – P. 281 – 303.
13. *Лобановский Ю. И.* О монотонизации конечно-разностных решений в методах сквозного счета // Журн. вычислит. математики и мат. физики. – 1979. – **19**, № 4. – С. 1063 – 1069.
14. *Грязнов Е. Ф., Одинцов В. А., Селиванов В. В.* Гладкие кольцевые отколы // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. – 1976. – № 6. – С. 148 – 153.
15. *Foltz J. V. and Grace F. I.* Application of spall phenomena to gun explosion problem // J. Appl. Phys. – 1974. – **45**, No. 10. – P. 4649 – 4651.
16. *Nash M. A. and Cullis I. G.* Numerical modeling of fracture – a model for ductile fracture in triaxial states of stress // Paper presented at 3rd Conf. Mechanical Properties High Rates of Strain. – Oxford, 1984. – P. 307 – 314.
17. *Андрющенко В. А., Головешкин В. А., Холин Н. Н.* Вихревые движения твердых тел в динамических задачах теории упругости // Инж.-физ. журн. – 1999. – **72**, № 4. – С. 802 – 809.
18. *Горельский В. А., Зелепугин С. А.* Вихревые структуры в керамике при высокоскоростном ударе // Письма в журн. техн. физики. – 1997. – **23**, № 24. – С. 86 – 90.

Поступила 25. 06. 2002