

3. *Cartan E., Schouten J.* // Proc. Konkl. nederl. akad., 1926. – Vol. 29. – P. 803–810.
4. *Шунов Г. Н.* Теория физического вакуума. – М.: НТ-Центр, 1993. – 362 с.
5. *Шунов Г. Н.* Геометрия абсолютного параллелизма. Ч. 1. Геометрия A_4 в векторном базисе. – М.: МНТЦ ВЕНТ, 1992. – 62 с.
6. *Einstein A* // Sitzungsber. Preuss, Akad. Wiss. Phys.–Math.–Kl, 1928. – s. 217.
7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля: Учеб. пособие. – 7-е изд., испр. – М.: Наука, 1988. – 512 с.
8. *Схоутен Я.* Тензорный анализ для физиков. М.: Наука, 1965. – 81 с.
9. *Голубева О. В.* Курс механики сплошных сред. – М.: Высшая школа, 1972. – 368 с.
10. *Voigt W.* Theoretische Studien über die Wissenschaften zu Elastizitätsverhältnisse der Krystalle / Abhandl. Ges. Göttingen, **34** (1887).
11. *Truesdell C., Toupin R. A.* // In “Handbuch der Physik”. Band 3. – S. 1. – Berlin: Springer, 1960.
12. *Mindlin R. D.* Arch. Rational Mech. Anal., **16** (1964), 51–78 / Рус. пер.: Механика, № 4 (86), 1964.
13. *Cosserat E., Cosserat F.* Theorie des Corps Deformables. – Paris: Hermann, 1909.
14. *Eringen A. C.* Mechanics of Micromorphic Continua // In “Proceedings of 1967 IUTAM Symposium on Generalized Continua”. – Berlin: Springer, 1968.
15. *Эринген А. К.* Единая теория термомеханических материалов. Механика. М.: Мир. – № 1. – 1967. – С. 135–157.

УДК 622.235

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ДЕТОНАЦІЇ ЦИЛІНДРИЧНОГО ЗАРЯДУ ВИБУХОВОЇ РЕЧОВИНИ НА ОБОЛОНКУ

**П. З. Луговий, докт. техн. наук (ІМ НАН України),
О. О. Фролов, канд. техн. наук (НТУУ «КПІ»)**

Исследовано влияние процесса детонации цилиндрических зарядов на движение оболочки. Установлено, что на движение оболочки оказывает влияние материал оболочки, ее конструктивные параметры, а также конструкция заряда взрывчатого вещества.

При проведенні підривних робіт на кар'єрах України для передачі детонації застосовують переважно детонувальний шнур (ДШ) марки ДШЭ-12. Однак при його використанні відбувається вигорання вибухової речовини (ВР). Втрати ВР при цьому можуть досягати 20 %, що знижує загальний ефект вибуху. Для запобігання вигоранню ВР було розроблено ДШ з наважкою тєну 6 г/м. Однак такий ДШ не забезпечує надійного ініціювання проміжного детонатора. Розміщення ДШ в гумовій трубі також не дало позитивних

результатів [1]. При проведенні масових вибухів такий спосіб ізолювання ДШ від заряду є нетехнологічним і потребує додаткових витрат.

З огляду на це дослідження по встановленню впливу детонації лінійного заряду на його оболонку і, відповідно, на оточуюче середовище є актуальними.

В праці [2] досліджувався процес поширення хвиль розрідження від бокової поверхні заряду в перпендикулярному напрямку до осі оболонки. Отримано розрахункові формули, що дозволяють визначити тиск продуктів детонації, при якому оболонка залишиться незруйнованою.

В праці [3] аналітично розв'язано задачу про поширення фронту хвилі бокового розширення продуктів детонації (ПД) в циліндричному заряді. Досліджено вплив маси оболонки і показника політропи газів вибуху на швидкість поширення фронту хвилі бокового розширення ПД. Результати цих досліджень можуть бути використані при конструюванні циліндричних зарядів.

Для зменшення дії вибуху заряду на оболонку пропонується конструкція заряду з осовою порожниною [4, 5]. Основна увага в цих працях приділяється поведінці оболонки під дією ковзної детонації. При деяких уточненнях і відповідних припущеннях можна детально досліджувати процеси детонації таких зарядів залежно від властивостей і конструкції оболонки, а також від типу ВР.

Розглянемо процес розгону циліндричної оболонки продуктами детонації вибухової речовини, нанесеної на внутрішню поверхню оболонки (рис. 1).

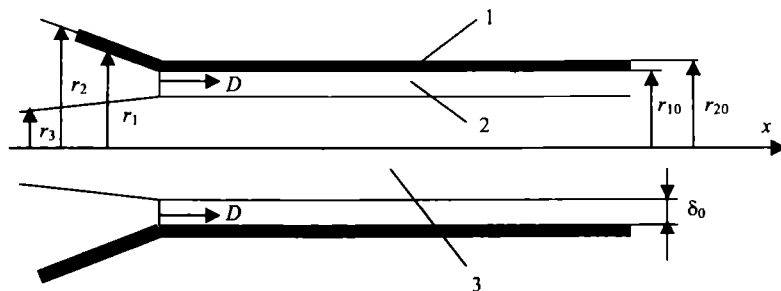


Рис. 1. Схема до розрахунку процесу розгону циліндричної оболонки продуктами детонації: 1 – оболонка; 2 – ВР; 3 – повітря

Детонаційна хвиля рухається зі швидкістю D уздовж внутрішнього шару ВР товщиною δ_0 . Газоподібні ПД розширюються, утворюючи ударну хвилю у внутрішньому повітряному середовищі. Тиск ПД, який діє на внутрішню поверхню оболонки, приводить до її руху в радіальному напрямку.

Експериментальні дослідження динамічної поведінки циліндричної оболонки під дією тиску ударної хвилі показують [5], що після проходження ударною хвилею шляху, що дорівнює кільком шарам ВР, динамічний процес стає стаціонарним у системі координат, яка рухається разом із фронтом хвилі. Приймаючи, що рух оболонки є асиметричним, явище детонації може трактуватися як двомірна асиметрична стаціонарна течія газу. Тоді рівняння, які описують рух ПД, можна записати у вигляді [6]

$$\frac{d}{dx} \int_{r_-}^{r_+} a^r dr = \left(a^r \frac{dr}{dx} - b^r \right) \Big|_{r_-}^{r_+} + \int_{r_-}^{r_+} f^r dr, \quad (1)$$

де

$$a^r = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \end{bmatrix}; \quad b^r = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \end{bmatrix}; \quad f^r = -\frac{\rho}{r} \begin{bmatrix} v \\ uv \\ v^2 \end{bmatrix};$$

u і v – компоненти швидкості розльоту ПД в осьовому і радіальному напрямках (у системі координат, пов'язаній з детонаційною хвилею); p – тиск ПД; ρ – щільність матеріалу оболонки [5]; r_- і r_+ – радіуси, які є границями будь-якого кільця оболонки в перерізі $x = \text{const}$.

Ця система рівнянь замикається рівнянням стану, що має форму виразу збереження повної ентальпії. У випадку, якщо ПД є політропним газом, це рівняння може бути записане у вигляді

$$\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{p}{\rho} + u^2 + v^2 = \frac{2k}{k-1} \cdot \frac{p_n}{\rho_n} + u_n^2 + v_n^2. \quad (2)$$

Символи u_n , v_n , p_n , ρ_n позначають відповідні параметри на фронті детонаційної хвилі і виражаються формулами

$$u_n = \frac{k}{k+1} \cdot D; \quad v_n = 0; \quad p_n = \frac{\rho_0 D^2}{k+1}; \quad \rho_n = \frac{k+1}{k} \rho_0, \quad (3)$$

де ρ_0 – щільність ВР, k – ізентропічний показник експоненти для ПД.

Використовуючи (3), зведемо рівняння (2) до вигляду

$$\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{p}{\rho} + u^2 + v^2 = \frac{k^2}{k^2-1} \cdot D^2. \quad (4)$$

При аналізі руху оболонки розглянемо два випадки. У першому випадку вважаємо, що енергія ВР велика і під дією тиску ПД розлітаються настільки інтенсивно, що міцністю матеріалу оболонки можна знехтувати. У другому випадку приймаємо, що енергія ВР не настільки велика і при аналізі руху оболонки необхідно враховувати її міцність.

Розглянемо перший випадок. При описі руху оболонки врахуємо, що щільність матеріалу оболонки ρ_1 у процесі її розгону залишається незмінною. Це дозволяє вважати матеріал оболонки нестисливим. Крім того, у процесі детонації конденсованого ВР значення тиску, що досягаються, набагато більші за міцність матеріалу оболонки. Тому їх можна не враховувати і вважати, що оболонка складається з нестислової рідини. В'язкістю цієї рідини можна знехтувати, оскільки сили внутрішнього тертя при її русі порівняно малі.

При таких припущеннях рух оболонки описується рівнянням [7]

$$\left| \frac{dr_1^2}{dx^2} \right| = \frac{2r_1 p}{\rho_1 D^2 (r_{20}^2 - r_{10}^2)} \left[1 + \left(\frac{dr_2}{dx} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (5)$$

Встановимо граничні умови. Перша гранична умова для системи рівнянь (1) на лінії $r_1 = f_1(x)$ (рис. 1) має вигляд

$$\frac{v(r_1, x)}{u(r_1, x)} = \frac{dr_1}{dx}. \quad (6)$$

Друга гранична умова встановлена на лінії $r_3 = f_2(x)$, яка є лінією розділу стисненого повітря і ПД. Оскільки тиск повітря на фронті ударної хвилі майже на три порядки менший за тиск на фронті хвилі ПД, впливом зміни тиску по лінії $r_3 = f_2(x)$ на процес розгону оболонки можна знехтувати. Тому приймаємо, що тиск на цій лінії постійний і дорівнює тиску повітря в початковому стані:

$$p(r_3, x) = p_0. \quad (7)$$

Для зменшення числа параметрів у рівняннях перейдемо до безрозмірних змінних:

$$X = \frac{x}{\delta_0}; \quad R = \frac{r}{\delta_0}; \quad U = \frac{u}{D}; \quad V = \frac{v}{D}; \quad P = \frac{p}{\rho_0 D^2}; \quad S = \frac{\rho}{\rho_0}.$$

Тоді поставлена задача формулюється таким чином.

Рівняння (1) руху ПД:

$$\frac{d}{dx} \int_{R_c}^{R_t} A^r dr = \left(A^r \frac{dR}{dx} - B^r \right) \Big|_{R_c}^{R_t} + \int_{R_c}^{R_t} F^r dr, \quad (8)$$

де A , B і F – вектори, форма яких аналогічна формі відповідних векторів у (1).

Рівняння збереження повної ентальпії запишемо у вигляді

$$\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{P}{S} + U^2 + V^2 = \frac{k^2}{k^2 - 1}. \quad (9)$$

Умови на детонаційній хвилі:

$$U(0, R) = \frac{k}{k+1}; \quad V(0, R) = 0; \quad R \in [R_c, 1 + R_t]; \quad (10)$$

$$P(0, R) = \frac{1}{k+1}; \quad R = \frac{r_{10}}{\delta_0}; \quad S(0, R) = \frac{k+1}{k}.$$

Умови на поверхні оболонки:

$$\frac{v(R_1, x)}{u(R_1, x)} = \frac{dR_1}{dx}. \quad (11)$$

Умова границь між ПД і повітрям:

$$P = (R_3, X) = P_0 = \frac{P_0}{\rho_0 D^2}. \quad (12)$$

Рівняння руху оболонки має вигляд

$$\left| \frac{dR_1^2}{dx^2} \right| = \frac{R_1}{R_i} r_m P \left[1 + \left(\frac{dR_2}{dx} \right)^2 \right]^{3/2}, \quad (13)$$

де r_m – параметр, який характеризує матеріал оболонки:

$$r_m = \frac{2\rho_0 \delta_0 r_{10}}{\rho_1 (r_{20}^2 - r_{10}^2)} \quad (14)$$

У результаті чисельного розв'язання поставленої задачі визначено найбільші відносні швидкості розльоту елементів циліндричних оболонок з різних матеріалів залежно від параметра $r_m(i)$ (табл. 1).

Розрахунки проводилися для оболонок з міді, алюмінію і поліетилену.

Фізико-механічні параметри матеріалів:

мідь: $\rho_1 = 8,9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; $E = 13,2 \cdot 10^{10} \text{ Па}$; $\nu = 0,31$;

алюміній: $\rho_1 = 2,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; $E = 6,9 \cdot 10^{10} \text{ Па}$; $\nu = 0,37$;

поліетилен: $\rho_1 = 1,1 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; $E = 1,65 \cdot 10^9 \text{ Па}$; $\nu = 0,45$.

Для обчислення значень $r_m(i)$ ($i = 1 \dots 4$) приймалися такі геометричні розміри оболонок: $i = 1$, $r_{20} = 0,0105 \text{ м}$; $i = 2$, $r_{20} = 0,011 \text{ м}$; $i = 3$, $r_{20} = 0,0115 \text{ м}$; $i = 4$, $r_{20} = 0,012 \text{ м}$; $r_{10} = 0,01 \text{ м}$.

Як ВР приймався тен шільністю $\rho_0 = 1,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ зі швидкістю детонації $D = 8000 \text{ м/с}$ і товщиною шару $\delta_0 = 0,002 \text{ м}$. Оскільки товщина шару тону більша за його критичний діаметр, то детонація в заряді не затухає.

Таблиця 1. Найбільші відносні швидкості розльоту елементів циліндричних оболонок з різних матеріалів залежно від параметра $r_m(i)$

i	Мідь		Алюміній		Поліетилен	
	V	$r_m(i)$	V	$r_m(i)$	V	$r_m(i)$
1	0,2791	0,7454	0,5067	2,4571	0,6352	6,0310
2	0,1950	0,3638	0,3540	1,1993	0,4437	2,9437
3	0,1574	0,2369	0,2857	0,7749	0,3581	1,9021
4	0,1347	0,1736	0,2446	0,5724	0,3066	1,4049

У другому випадку, коли потужність ВР невелика і міцність оболонки повинна враховуватися при дослідженні її руху, використаємо теорію циліндричних оболонок типу Тимошенка. Ця теорія має ту перевагу порівняно з класичною теорією оболонок, що враховує деформації зсуву та інерції

повороту перерізу. Завдяки цьому вона більш адекватно описує біжучі хвилі при вибуховому навантаженні.

Розглянемо випадок, коли на осі оболонки підривається заряд у вигляді шнура. Оскільки в цьому випадку конструкція циліндричної оболонки і вибухове навантаження від заряду, що діє на неї, є вісесиметричними, то вісесиметричним є також і поле поширення вибухових хвиль.

Для дослідження заряду такої конструкції застосуємо теорію циліндричних оболонок у вісесиметричній постановці [8]. Відповідні рівняння можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} \rho_1 h \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial N_1}{\partial x} &= 0; \\ \rho_1 h \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} - \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{N_2}{R} &= P_n; \\ \rho_1 h^3 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - Q + \frac{\partial M}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (15)$$

де $h = r_{20} - r_{10}$; $R = (r_{20} + r_{10})/2$; N_1, N_2 – внутрішні зусилля в оболонці у поздовжньому та окружному напрямках; Q – перерізаюча сила в перерізі $x = \text{const}$; M – згинальний момент у тому ж перерізі; ψ – кут повороту перерізу; u_1, u_n – компоненти вектора переміщень уздовж осі x і по нормалі до неї; p_n – навантаження від вибуху шнурового заряду; t – час.

Внутрішні зусилля N_1, N_2 визначаються за формулами:

$$\begin{aligned} N_1 &\approx \frac{Eh}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} - \nu \frac{u_n}{R} \right); \\ N_2 &= \frac{Eh}{1-\nu^2} \left(-\frac{U_n}{R} + \nu \frac{\partial u_1}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Згинальний момент M і перерізаюча сила Q дорівнюють:

$$\begin{aligned} M &= -\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \frac{\partial \psi}{\partial x}; \\ Q &= Gh \left(\frac{\partial W}{\partial x} - \psi \right), \end{aligned} \quad (17)$$

де $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$ – модуль зсуву; E – модуль пружності; ν – коефіцієнт Пуассона.

Розглянемо випадок, коли край оболонки, в якому почалася детонація, вільний: $N_1 = M = Q = 0$, а в точці детонації шнурового заряду він жорстко затиснутий: $u_1 = u_n = 0$.

Проведемо чисельне моделювання механічної поведінки циліндричних зарядів, оболонки яких виконані з міді, алюмінію і поліетилену при тих же

геометричних розмірах, що розглядалися вище. У цьому випадку $h_1 = 0,0005$ м; $R_1 = 0,01025$ м; $h_2 = 0,001$ м; $R_2 = 0,0105$ м; $h_3 = 0,0015$ м; $R_3 = 0,01075$ м; $h_4 = 0,002$ м; $R_4 = 0,011$ м.

За шнуровий заряд приймаємо детонувальний шнур марки ДШ-А наважкою з тону 12 г/м. Навантаження на оболонку p_n при вибуху такого шнурового заряду визначимо з емпіричної залежності [9]

$$p_n = 10,2 \frac{c}{r^2} + 2 \frac{c^{3/8}}{r^{3/4}} \text{ [кг/см}^2\text{]},$$

де c – місткість заряду, кг/м; r – радіус заряду, м.

Результати розрахунку мідної, алюмінієвої і поліетиленової оболонок різних геометричних розмірів наведені в табл. 2.

Таблиця 2. Параметри оболонок h_i/R_i в залежності від максимальних радіальних деформацій ϵ_{\max}

i	h_i/R_i	Мідь	Алюміній	Поліетилен
		ϵ_{\max}		
1	0,049	0,404	0,722	3,230
2	0,095	0,207	0,396	1,655
3	0,140	0,141	0,270	1,129
4	0,182	0,108	0,207	0,867

Аналіз табличних даних показує, що мідна оболонка при $h_i/R_i \geq 0,1$ досить надійно захищає навколишнє середовище від вибуху ДШ-А, оскільки матеріал оболонки залишається в області пружних деформацій ($\epsilon_{\max} \leq 0,207\%$).

Наведені дані свідчать про можливість регулювання енергії вибуху на стадії розльоту продуктів детонації шляхом застосування зарядів різного діаметра в оболонках з різними параметрами. Крім того, встановлено, що діаметр заряду більшою мірою впливає на процеси передачі енергії ПД середовищу, ніж діаметр оболонки.

Таким чином, регулюючи міцнісні параметри оболонки та змінюючи конструкцію циліндричного заряду, можна виключити вплив ПД при їх розльоті на оточуюче середовище. При цьому забезпечується надійність передачі детонації на необхідну відстань.

1. Шекун О. Г., Бызов В. Ф., Вольнец М. А. Перераспределение энергии взрыва по длине скважинного заряда // Взрыв. дело. – М.: Недра. – 1967. – № 62/12. – С. 193–198.

2. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. -- М.: Наука, 1975. – 704 с.

3. Горшков А. Г., Поцувев В. И. Стационарная задача динамики для пластин и оболочек, взаимодействующих с инерционными средами // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Механика деформ. тв. тела. – М.: 1989. – № 20. – С. 3–41.

4. Левитан Ю. А., Моисеенко Б. Д. Численное моделирование разрушения упругих оболочек детонационной волной. – М.: 1990 (Препр. / АН СССР. Ин-т прикл. математики; № 5).

5. Костин В. В., Резцов А. С., Сучак С. Г., Фортвов В. Е. Численное моделирование взрывного разрушения толстостенных цилиндров. – Минск: 1990 (Препр. / АН БССР. Ин-т тепло- и массообмена; №5).

6. Годунов С. К., Рябенский В. С. Разностные схемы. Введение в теорию. – М.: Наука, 1973. – 400 с.

7. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1972. – 320 с.

8. Луговой П. З., Мукоид В. П., Мейш В. Ф. Динамика оболочечных конструкций при взрывных нагрузках. – К.: Наук. думка, 1991. – 280 с.

9. Цикулин М. А. Ударная воздушная волна при взрыве цилиндрического заряда большой длины // ПМТФ. – 1960. – № 3. – С. 188–193.

УДК 539.375+654.139.329

УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ДВУХСЛОЙНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ В ГРУНТОВОМ МАССИВЕ ПРИ ВНУТРЕННЕМ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ

Н. С. Ремез, канд. техн. наук (Институт гидромеханики НАН Украины)

Наведено результати чисельних розрахунків напружено-деформованого стану двошарової сферичної оболонки в ґрунтовому масиві при внутрішньому вибуховому навантаженні.

Проблема взаимодействия ударных волн с элементами конструкций в грунтах является актуальной в связи с тем, что многие объекты современной техники и гражданские сооружения испытывают в процессе строительства, эксплуатации и в аварийном режиме импульсные воздействия со стороны окружающей или заполняющей их среды. При этом возникает проблема рационального проектирования таких конструкций и оценки их прочностных свойств, что невозможно без точного знания воздействия внешних сил.

Математическая формулировка проблемы нестационарного взаимодействия деформируемых конструкций со сжимаемыми средами с учетом нелинейных эффектов приводит к сложным начально-краевым задачам, решение которых является актуальным с научной и практической точек зрения. Большинство исследований в данном направлении посвящено нестационарной