

ПРО ЕФЕКТИ ТИПУ ПОВНОГО ВНУТРІШНЬОГО ВІДБИТТЯ ВИБУХОВИХ ХВИЛЬ У ЦИЛІНДРИЧНІЙ ОБОЛОНЦІ З РІДИНОЮ

*М. О. Лисюк, канд. техн. наук (ННДІОП), П. З. Луговий, докт. техн. наук,
М. І. Михайлова, докт. техн. наук, І. І. Анік'єв, Є. О. Сущенко, кандидати
техн. наук (ІМ НАНУ)*

На основани анализа теоретических исследований распространения взрывных волн в заполненной жидкостью трубе определено выражение для оценки размеров участков обсадных труб, наиболее опасных для разрушения. Описаны данные лабораторных экспериментов по проверке достоверности полученных теоретических результатов.

Вступ. Розвиток сучасних методів вибухової обробки свердловин вимагає як теоретичного, так і експериментального дослідження небезпечних і шкідливих чинників, що супроводжують вибух. Правильне моделювання екстремальних виробничих процесів при веденні вибухово-прострільних робіт у свердловинах вказує шлях до запобігання аваріям при свердловинній розвідці та видобуванні корисних копалин. Достовірні дані про навантаження, що виникають при вибуху зосереджених зарядів у стовбурі свердловини, можуть слугувати підґрунтям для рекомендацій застосування того чи іншого методу, уточнення безпечних параметрів ведення вибухової обробки.

Хвильова картина при вибуху зосередженого заряду всередині обсадної труби з рідиною досить складна і потребує всебічного дослідження. Зупинимось детальніше на вивченні явища майже повного внутрішнього відбиття (МПВВ), яке виникає в корінних лініях відбитих і заломлених хвиль на внутрішній поверхні обсадної труби, по якій поширюються вибухові збурення. В точці МПВВ швидкість руху корінних ліній збурень збігається зі швидкістю поздовжніх хвиль в обсадній трубі. Як відомо, такі випадки у хвильовій механіці є критичними, оскільки супроводжуються нескінченним ростом амплітуди збуджуючої хвилі. Тому можна очікувати, що необмежене збільшення величин деформацій (і напружень) у точках МПВВ матиме місце і в нашому випадку, що може призвести до аварії. Для перевірки цього припущення проведено теоретичні та експериментальні дослідження.

У [8] було вперше зроблено припущення, що при вибуху сферичного заряду на осі обсадної труби з рідиною по аналогії з [4] мають місце ефекти типу повного внутрішнього відбиття, які характеризуються відповідними критичними кутами. Справедливість формул для визначення кутів МПВВ, отриманих з допомогою лінійної теорії для плоского дна [4], підтверджена променевою теорією і експериментально в статті [1]. В роботі [8] наводиться таблиця, де зазначено критичні кути для різних гірських порід. З табличних даних випливає, що чим більша акустична жорсткість матеріалу стінок

свердловини, тим більша частка енергії вибуху передається в рідину, яка заповнює свердловину.

Слід відзначити, що у [8] явище МПВВ використовувалося лише для пояснення механізму передачі і поширення енергії вибуху по рідині в стовбурі свердловини, а стрибки напружень, які виникають при цьому в обсадній трубі або в стінці свердловини і можуть призвести до руйнування, не досліджувалися.

В подальших дослідженнях [6] відзначалося, що при вибуху в трубі з рідиною є три критичних кути, які визначаються трьома власними швидкостями поширення гармонійних хвиль у циліндричній трубі. Картина відбиття та заломлення вибухових хвиль у системі циліндрична труба–рідина стає ще складнішою, коли труба виготовлена з ортотропного матеріалу, і необхідно врахувати вплив затрубного простору на зазначені фізичні явища. Як показує практика, майже всі обсадні труби виготовлено з матеріалу, який має той чи інший характер ортотропії [2, 5].

Постановка і розв'язок задачі. Для теоретичного дослідження поширення гармонійних хвиль у циліндричних ортотропних трубах використовувалася теорія оболонок типу Тимошенка [3], а вплив затрубного простору моделювався з допомогою пружної постелі типу Вінклера [6].

Розглянемо циліндричну оболонку таких геометричних розмірів: внутрішній радіус $R = 0,138$ м; товщина $h = 0,01$ м. Оболонка виготовлена зі склопластика, який має такі фізико-механічні властивості: $E_1 = 2 \cdot 10^{10}$ Па – модуль Юнга по твірній; $E_2 = 1,87 \cdot 10^{10}$ Па – модуль Юнга по напрямній; $\nu_{12} = 0,14$; $\nu_{21} = 0,15$ – коефіцієнти Пуассона, $\rho = 1,66 \cdot 10^3$ кг/м³ – питома вага склопластика.

Наслідуючи [6], виведемо дисперсійне рівняння для дослідження впливу затрубного простору на поширення гармонійних хвиль в ортотропній циліндричній оболонці. Це рівняння має вигляд:

$$\left(\frac{E_1 k^2}{1 - \nu_{12} \nu_{21}} - \rho \omega^2 \right) \left\{ \frac{E_1 h^2 k^4}{12(1 - \nu_{12} \nu_{21})} - \frac{\rho h^2}{12} \left[1 + \frac{E_1}{G_{13}(1 - \nu_{12} \nu_{21})} \right] \omega^2 k^2 + \frac{\rho^2 h^2}{12 G_{13}} \omega^4 - \right. \\ \left. - \rho \left[1 + \frac{E_2 h^2}{12(1 - \nu_{12} \nu_{21}) G_{13} R^2} + \frac{Ch}{12 G_{13}} \right] \omega^2 + \frac{E_1 h k^2}{12(1 - \nu_{12} \nu_{21})^2 G_{13}} \left(\frac{E_2 h}{R^2} + C \right) + \right. \\ \left. + \frac{E_2}{(1 - \nu_{12} \nu_{21}) R^2} + \frac{C}{h} \right\} - \frac{E_1 E_2 \nu_{21} \nu_{12} k^2}{(1 - \nu_{12} \nu_{21})^2 R^2} \left[\frac{E_1 h^2 k^2}{12(1 - \nu_{12} \nu_{21}) G_{13}} - \frac{\rho h^2 \omega^2}{12 G_{13}} + 1 \right] = 0, \quad (1)$$

де G_{13} – модуль зсуву; C – коефіцієнт пружної постелі; ω – циклічна частота.

Покажемо, що відома в теорії ортотропних стержнів [7] формула $V_1 = \sqrt{E_1 / \rho}$, яка визначає швидкість поздовжніх гармонійних хвиль, може бути отримана з дисперсійного рівняння (1) теорії оболонок С. П. Тимошенка. Дійсно, оскільки швидкість хвилі визначається через хвильове число k і

циклічну частоту ω рівністю $V = \omega/k$, запишемо: $\omega = Vk$. Тоді рівняння (1) можна записати так:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{E_1}{1 - v_{12}v_{21}} - \rho V^2 \right) \left\{ \frac{E_1 h^2}{12(1 - v_{12}v_{21})} k^4 - \frac{\rho h^2}{12} \left[1 + \frac{E_1}{G_{13}(1 - v_{12}v_{21})} \right] k^4 V^2 + \frac{\rho^2 h^2}{12G_{13}} k^4 V^4 - \right. \\ & \left. - \rho \left[1 + \frac{E_2 h^2}{12(1 - v_{12}v_{21})G_{13}R^2} + \frac{Ch}{12G_{13}} \right] k^2 V^2 + \frac{E_1 h k^2}{12(1 - v_{12}v_{21})^2 G_{13}} \left(\frac{E_2 h}{R^2} + C \right) + \right. \\ & \left. + \frac{E_2}{(1 - v_{12}v_{21})R^2} + \frac{C}{h} \right\} - \frac{E_1 E_2 v_{21} v_{12}}{(1 - v_{12}v_{21})^2 R^2} \left[\frac{E_1 h^2 k^2}{12(1 - v_{12}v_{21})G_{13}} - \frac{\rho h^2 V^2 k^2}{12G_{13}} + 1 \right] = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Припустимо, що циліндричну оболонку можна розглядати як пружний стержень для поздовжніх гармонійних хвиль лише у випадку, коли геометричні розміри перерізу оболонки малі і порівнянні з довжиною хвилі, тому параметри перерізу можна усереднювати. Таке припущення виконується при $k \rightarrow 0$. Тоді в наведеному рівнянні можна покласти $k = 0$.

У цьому випадку маємо

$$\left(\frac{E_1}{1 - v_{12}v_{21}} - \rho V^2 \right) \left[\frac{E_2}{(1 - v_{12}v_{21})R^2} + \frac{C}{h} \right] - \frac{E_1 E_2 v_{21} v_{12}}{(1 - v_{12}v_{21})^2 R^2} = 0, \quad (3)$$

звідки знаходимо значення швидкості таких хвиль

$$V_k = \sqrt{\frac{E_1}{\rho} \left[\frac{E_2 h + CR^2}{E_2 h + CR^2 (1 - v_{12}v_{21})} \right]}. \quad (4)$$

При $C=R=0$ (стержень) маємо $V_k = V_1 = \sqrt{\frac{E_1}{\rho}}$. У випадку, коли $R = \infty$, вираз (4) набуває вигляду для пластинчатої швидкості:

$$V_k = \sqrt{\frac{E_1}{\rho(1 - v_{12}v_{21})}}.$$

Слід відзначити, що оскільки у виразі (4) при $C > 0$ величина під коренем у квадратних дужках завжди більша за одиницю, то можна зробити висновок, що наявність затрубного простору збільшує поздовжню швидкість поширення гармонійних хвиль в обсадній трубі.

Розглянемо випадок поширення в оболонці хвиль з урахуванням її тонкостінності. Тоді довжина хвилі повинна бути малою, а хвильове число k – великим. З урахуванням $k \gg 1$ приведемо (1) до вигляду

$$\left(\frac{E_1}{1 - v_{12}v_{21}} - \rho V^2 \right) \left\{ \frac{E_1}{1 - v_{12}v_{21}} - \rho \left[1 + \frac{E_1}{G_{13}(1 - v_{12}v_{21})} \right] V^2 + \frac{\rho^2}{G_{13}} V^4 \right\} = 0,$$

звідки випливає відомий у теорії пластин вираз

$$V_2 = \sqrt{\frac{E_1}{(1 - \nu_{12}\nu_{21})\rho}}$$

З умови рівності нулю виразу в фігурних дужках маємо:

$$V^2 = \frac{G_{13} \left\{ \left[1 + \frac{E_1}{G_{13}(1 - \nu_{12}\nu_{21})} \right] \pm \left[1 - \frac{E_1}{G_{13}(1 - \nu_{12}\nu_{21})} \right] \right\}}{2\rho},$$

звідки отримаємо також відомі в теорії пластин формули

$$V_2 = \sqrt{\frac{E_1}{\rho(1 - \nu_{12}\nu_{21})}}, \quad V_3 = \sqrt{\frac{G_{13}}{\rho}}$$

для поздовжньої і поперечної хвиль, що узгоджується з висновками для пружного ортотропного шару в роботі [9]. Аналіз проведених досліджень дозволяє зробити висновок, що при значній зміні параметра жорсткості пружної основи $0 < C < \infty$ і геометрії оболонки $0 < R < \infty$ критичні швидкості майже поздовжніх хвиль в ортотропній обсадній трубі на пружній основі змінюються мало, оскільки вони при цьому обмежені діапазоном $V_1 < V_k < V_3$ при $G_{13} < E_1$. У випадку, коли вибух відбувається на осі ортотропної обсадної труби, заповненої рідиною, кути повного внутрішнього відбиття [6], які визначаються з рівняння $\cos\beta_k = a/V_k$ (a – швидкість звуку в рідині), також змінюються в області $\beta_1 < \beta_k < \beta_3$. Цей факт вказує на те, що найнебезпечніша для руйнування ділянка обсадної труби матиме розміри $1 \leq \frac{R(1 - \cos\beta_3)}{\cos\beta_3}$.

Таким чином, виконані дослідження дають змогу уточнити параметри безпечного проведення вибухової обробки свердловин.

Оскільки промислові обсаджені свердловини мають велику вартість, а аварії на них можуть призвести до людських втрат, то достовірність отриманих теоретичних результатів про розрахунок безпечних параметрів вибухових робіт у свердловинах з рідиною бажано перевіряти експериментально. Як приклад, на середині внутрішньої поверхні згаданої вище ортотропної труби довжиною $L = 0,35$ м був наклеєний у напрямку твірної тензодатчик типу КТД 7Б з коефіцієнтом тензочутливості $\gamma = 100$. При вимірюванні деформацій тензодатчик вмикали в мостову схему як плече. Величина деформації ε визначалася за формулою $\varepsilon = \frac{4\Delta u}{\gamma u}$. Тут u – напруга живлення мостової схеми (акумулятор з напругою 18 В); Δu – величина сигналу, що знімається з мостової схеми.

Джерелом ударних хвиль був електророзряд конденсатора 12 μK напругою 3 кВ. Енергія розряду становила $E = \frac{cu^2}{2} = 54$ Дж. Реалізувався він з

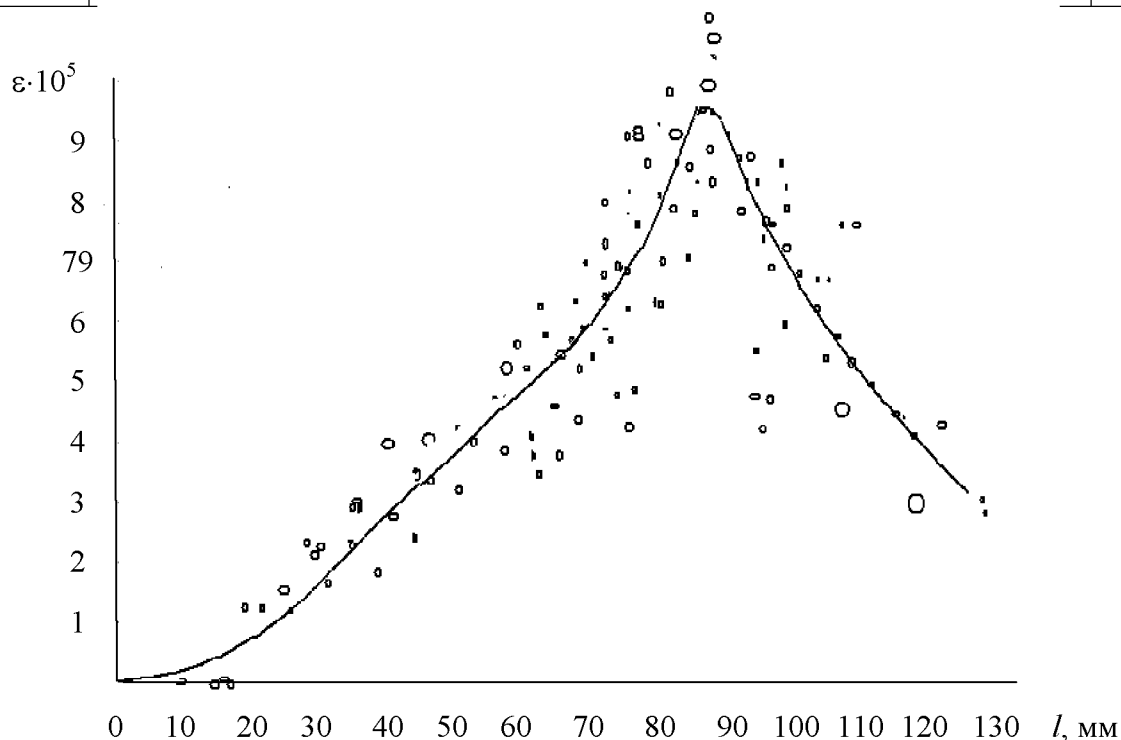
допомогою замикання розрядного проміжку високовольтного кабелю довжиною 0,010 м і діаметром дроту 0,0001 м.

Сигнали з мостової схеми (з тензодатчика) реєструвалися осцилографом С9-8. Діапазон вимірювання на екрані осцилографа встановлювався $100 \cdot 10^{-9}$ с між сусідніми точками. Чутливість електричних випромінювань від електричного розряду становила $\approx 60 \cdot 10^{-6}$ с. Для запобігання впливу електричних збурень застосовувалась затримка від $70 \cdot 10^{-6}$ до $100 \cdot 10^{-6}$ с.

Досліди проводилися в резервуарі з водою діаметром 3 м і висотою 3 м. Оболонка з тензодатчиком занурювалася у воду і встановлювалася в центрі резервуара, тому стінки резервуара і денна поверхня води не впливали на результати експериментів. Точка електроряду фіксовано переміщалася по осі труби ($R = 0,138$ м) на відстань від 0 м (над тензодатчиком) до 0,13 м.

Таким чином, ортотропна труба була заповнена водою і сама знаходилася у воді, тому пружною постіллю для неї слугувала вода. Перевага запропонованої схеми полягає в тому, що послідовне переміщення джерела електровибуху по відношенню до одного і того ж тензодатчика з одним і тим же способом наклейки дозволяє проводити заміри деформації внутрішньої поверхні ортотропної труби на різних відстанях від електровибуху з однаковою похибкою.

$e, \text{ мм}$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	85	90	95	100	110	120	130
$\varepsilon_{\text{ср}} \cdot 10^5$															5	3



Залежність максимальних деформацій від відстані від точки епіцентру вибуху по твірній циліндричної оболонки

Висновки. За запропонованою методикою було проведено 99 електровибухів. У таблиці наведені відстані по твірній проти епіцентру вибуху і середні значення максимальних розтяжних деформацій. На рисунку показана

залежність максимальних деформацій від відстані від точки епіцентру вибуху по твірній циліндричної оболонки. З таблиці і рисунка випливає, що найбільші деформації внутрішньої поверхні оболонки виникають у точці $l = 95$ мм, що відповідає куту МПВВ в $55,8^\circ$.

Згідно з наведеною вище теорією кут МПВВ дорівнює $50,3^\circ$. Розбіжність між теоретичними розрахунками і експериментальними даними складає майже 11%. Цю різницю можна пояснити похибкою експериментів і неточністю вимірювання швидкості пружних коливань уздовж твірної ортотропної оболонки. Таким чином, приходимо до висновку, що знайдений теоретично і підтверджений експериментально ефект різного збільшення деформації і напружень у точках МПВВ необхідно враховувати при розробленні проектів безпечного проведення вибухово-прострільних робіт у свердловинах з рідиною.

1. *Об эффекте квазиполного внутреннего отражения ударных волн на границах раздела упругих сред / И. А. Аникьев, В. И. Гуляев, Г. М. Иваненко, П. З. Луговой, Е. А. Сущенко, Е. В. Яковенко // ПМТФ. – 2000. – Т. 41. – № 1. – С. 21–27.*

2. *Сергиенко И. А. и др. Бурение и оборудование геотехнологических скважин. – М.: Недра, 1984. – 224 с.*

3. *Гуляев В. И., Луговой П. З., Лысюк Н. А. Распространение гармонических волн в цилиндрической оболочке (модель С. П. Тимошенко) // Прикл. механика. – № 4. – 2003. – Т. 39. – С. 108–116.*

4. *Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. – Л.: Судостроение, 1967. – 387 с.*

5. *Иогансон К. В. Спутник буровика: Справочник. – М.: Недра, 1990. – 303 с.*

6. *Луговой П. З., Лысюк Н. А. О влиянии затрубного пространства на характер отражения взрывных волн в обсадных трубах с жидкостью // Вісник Донецького університету. Сер. А. 1. – 2002. – С. 114–117.*

7. *Новицкий Д. Л. Распространение продольных волн в стержне, обладающем цилиндрической ортотропией // Конструирование и технология машиностроения. – 1967. – № 3. – С. 33–38.*

8. *Чуриков В. А., Колодий В. И., Черевко М. А. Динамика скважин при взрыво-прострелочных работах. – К.: Наук. думка, 1994. – 173 с.*

9. *Шульга Н. А. Распространение осесимметричных волн в ортотропном полем цилиндре // Прикл. механика. – 1974. – Т. 10. – № 9. – С. 14–18.*