

## Дослідження режимів оброблення привибійної зони нафтогазоносних пластів акустичними хвилями

© **В.П. Нагорний**  
д-р техн. наук  
**І.І. Денисюк**  
канд. техн. наук  
**Я.О. Юшицина**  
ІГФ НАН України  
**Т.А. Швейкіна**  
УкрНДГаз

УДК 532.595

*У статті розглянуто ефективність оброблення нелінійного середовища привибійної зони пласта акустичною дією. Одержані результати показують, що дія імпульсних збурень на нелінійне середовище забезпечує збільшення відносної щільності енергії об'єму середовища порівняно з гармонічною дією.*

**Ключові слова:** акустика, енергія, імпульс, нелінійність, пласт.

*В статье рассмотрена эффективность обработки нелинейной среды призабойной зоны пласта акустическим воздействием. Полученные результаты показывают, что действие импульсных возмущений на нелинейную среду обеспечивает увеличение относительной плотности энергии объема среды по сравнению с гармоническим воздействием.*

**Ключевые слова:** акустика, энергия, импульс, нелинейность, пласт.

*The efficiency of processing non-linear medium of the area formation bottom by acoustic action is considered in the article. Obtained results demonstrate that the effect of impulsive disturbances on the nonlinear medium provides the increase of relative volume energy density in comparison with the harmonic action.*

**Key words:** acoustics, energy, impulse, nonlinearity, formation.

Із літературних джерел [1–5] відомо, що з метою підвищення нафтогазовіддачі пластів застосовують акустичні методи дії на геофізичне середовище привибійної зони пласта (ПЗП). Проте у більшості розроблених акустичних методів дії на пласт не враховані нелінійні властивості геосередовища ПЗП. Відсутній також порівняльний аналіз методів із енергетичних позицій. З метою удосконалення цих методів необхідно враховувати закономірності поширення акустичних хвиль у нелінійних середовищах і на цій основі дослідити режими оброблення ПЗП.

У роботі [6] поширення акустичних хвиль у нелінійному середовищі описано неоднорідним хвильовим рівнянням

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\gamma + 1) \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{2} (\gamma + 1) (\gamma + 2) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (1)$$

де  $u(x, t)$  – зміщення частинок середовища;  $c_0$  – швидкість поширення звукових хвиль у середовищі;  $\gamma$  – показник адіабати в рівнянні стану середовища.

Користуючись методом повільно змінного профілю хвилі, рівняння (1) можна представити у вигляді [7]

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{c_0^2} v \frac{\partial v}{\partial \tau}, \quad (2)$$

де  $v = \frac{\partial u}{\partial t}$  – коливна швидкість частинок середовища;  $\varepsilon = \frac{\gamma + 1}{2}$  – параметр акустичної нелінійності;  $\tau = t - \frac{x}{c_0}$ .

Рівняння (2) у нелінійній акустиці називають рівнянням простих хвиль.

У роботі [6] розглянуто акустичну дію на нелінійне середовище ПЗП гармонічної хвилі. Для випадку дії гармонічної хвилі

$$v = v_0 \sin \omega t \quad (3)$$

рівняння (2) у проміжку відстаней  $0 \leq z \leq 1$  (де  $z = \frac{\varepsilon \omega}{c_0^2} v_0 x$ ) має розв'язок:

$$v(x, \tau) = v_0 \sin \left( \omega \tau + z \frac{v_0}{v_0} \right). \quad (4)$$

На відстані  $\frac{\pi}{2} \leq z < \infty$  гармонічна хвиля (3) у нелінійному середовищі трансформується в пилкоподібну, що описується залежністю

$$\frac{v}{v_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n(1+z)} \sin n \omega \tau. \quad (5)$$

Якщо на нелінійне середовище ПЗП діє акустична гармонічна хвиля, то за рахунок дисипації їйому передається

Таблиця 1

Залежність відносної щільності енергії  $\bar{E}/E_0$  імпульсного збурення для різних тривалостей його дії від безрозмірної відстані  $z$

Безрозмірна відстань, $z = \frac{x}{x_p}$	Відносна щільність енергії $\bar{E}/E_0$		
	$\omega \tau_0 = 1$	$\omega \tau_0 = 2$	$\omega \tau_0 = 4$
2	0,632	0,816	1,0
4	0,471	0,632	0,816
6	0,392	0,534	0,707
8	0,343	0,471	0,632
10	0,308	0,426	0,577
12	0,283	0,392	0,534
14	0,262	0,365	0,500
16	0,246	0,343	0,471
18	0,232	0,324	0,447
20	0,220	0,308	0,426

Таблиця 2

Порівняння відносних щільностей енергії одиниці об'єму середовища під час поширення гармонічних і імпульсних збурень (в зоні  $z > \frac{\pi}{2}$ )

Безрозмірна відстань, $Z = \frac{X}{X_p}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
$\bar{E}/E_0$ при гармонічній дії	0,731	0,263	0,134	0,081	0,054	0,039	0,029	0,023	0,018	0,015
$\bar{E}/E_0$ при імпульсній дії ( $\omega\tau_0 = 2$ )	0,816	0,632	0,534	0,471	0,426	0,392	0,365	0,343	0,324	0,308
$\bar{E}/E_0$ при імпульсній дії ( $\omega\tau_0 = 3$ )	0,926	0,739	0,633	0,562	0,511	0,472	0,440	0,414	0,392	0,374

частина енергії хвилі, що супроводжується зміною фізичного стану середовища.

З метою оцінки різних режимів передачі хвильової енергії середовищу розглянемо, як змінюється пов'язана з поширенням акустичної хвилі середня за часом щільність енергії одиниці об'єму середовища

$$\bar{E} = \rho_0 \bar{v}^2, \quad (6)$$

де  $\bar{v}$  – середня швидкість поширення хвилі за період  $2\pi$ .

Для того, щоб визначити  $\bar{v}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v^2(\omega\tau) d(\omega\tau)$ , необхідно скористатися розв'язками (4) та (5). Під час знаходження щільності енергії на етапі поширення гармонічної хвилі при  $0 \leq z \leq 1$  приймаємо вираз (4). У цьому випадку

$$\bar{v}^2 = \frac{v_0^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 - z \cos y) \sin^2 y dy = \frac{v_0^2}{2}, \quad (7)$$

де

$$y = \omega\tau + z \frac{v}{v_0}.$$

Отже, до утворення розриву швидкості  $v$  акустичної хвилі щільність енергії під час поширення хвилі не змінюється і дорівнює початковому значенню  $E_0 = \frac{\rho_0 v_0^2}{2}$ . Незважаючи на виникнення інших гармонік [1], енергія у гармонічній хвилі залишається такою ж, як і енергія монохроматичної хвилі. Це значить, що відбувається процес перекачування енергії з основної частоти на інші гармоніки, причому так, що

$$\sum_{n=1}^{\infty} \bar{E}_{n\omega} = \rho_0 \bar{v}_{1\omega}^2 + \rho_0 \bar{v}_{2\omega}^2 + \rho_0 \bar{v}_{3\omega}^2 + \dots = \frac{\rho_0 v_0^2}{2} = \text{const}. \quad (8)$$

Співвідношення (8) відображає закон збереження енергії.

На відстані  $\frac{\pi}{2} \leq z < \infty$ , де хвиля стає розривною, скористаємося розв'язком (5). Обчислюючи  $\bar{v}^2$ , одержимо

$$\bar{v}^2 = \frac{4v_0^2}{(1+z)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{nm} \sin n\omega\tau \times \\ \times \sin m\omega\tau = \frac{2v_0^2}{(1+z)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} = \frac{\pi^2}{3} \frac{v_0^2}{(1+z)^2}.$$

Із урахуванням (6) маємо

$$\bar{E} = \frac{2\pi^2 E_0}{3(1+z)^2}. \quad (9)$$

Зменшення енергії пілкоподібної хвилі у випадку  $z > \frac{\pi}{2}$ , що описується виразом (9), пов'язано з виникненням ударного фронту хвилі.

Вище було досліджено поведінку періодичних сигналів у нелінійних середовищах у вигляді гармонічних хвиль. Розглянемо поодинокий імпульс збурень. Нехай профіль початкового збурення має вигляд рівнобедреного трикутника з максимальною амплітудою  $v_0$ . Розрив у ньому формується у точці  $z = \frac{\omega\tau_0}{2}$  ( $\tau_0$  – тривалість дії імпульсу).

У роботі [2] одержано вираз для обчислення щільності енергії імпульсного збурення у вигляді рівнобедреного трикутника

$$\bar{E} = \frac{E_0}{\sqrt{0,5 + z/\omega\tau_0}}. \quad (10)$$

Як видно із виразу (10), щільність енергії  $\bar{E}$  залежить від тривалості дії початкового збурення  $\tau_0$ . У табл. 1 із використанням виразу (10) приведено значення відносної щільності енергії для деяких значень безрозмірного параметра  $\omega\tau_0$  залежно від безрозмірної відстані  $z$ . Установлено, що зі збільшенням тривалості дії імпульсного збурення  $\tau_0$  відносна щільність енергії  $\bar{E}/E_0$  за фіксованих  $z$  зростає.

Для порівняння у табл. 2 приведено значення відносних щільностей енергії одиниці об'єму середовища за поширення в ньому гармонічних та імпульсних збурень із тривалістю дії  $\omega\tau_0=2$  і  $\omega\tau_0=3$ .

Аналіз даних табл. 2 дає змогу зробити висновок, що згасання щільності енергії одиниці об'єму середовища зі зростанням відстані від джерела навантаження при імпульсному збуренні повільніше, ніж при гармонічній дії.

### Висновок

Отже, із аналізу приведених даних випливає, що дія імпульсних збурень на нелінійне середовище ПЗП забезпечує збільшення відносної щільності енергії одиниці об'єму середовища. Згасання енергії для імпульсної дії є повільнішим, ніж для періодичної гармонічної хвилі, і суттєво залежить від тривалості початкового імпульсного збурення. Під час імпульсної дії на середовище енергія передається в більш віддалені ділянки білясвердловинної зони, що підвищує ефективність імпульсної дії за рахунок збільшення зони оброблення колектора в привибійній зоні пласта.

Зауважимо, що імпульсну дію із забезпеченням збільшення тривалості навантаження на середовище ПЗП на практиці можна здійснити за допомогою підривання секційних торпед ТС-45, що успішно випробувано на свердловинах Національної акціонерної компанії «Нафтогаз України» [8].

#### Список літератури

1. **Горбачев Ю.И.** Физико-химические основы ультразвуковой очистки призабойной зоны нефтяных скважин / Ю.И. Горбачев // Геоинформатика. – 1998. – № 3. – С. 62–65.
2. **Свалов А.М.** О механизме волнового воздействия на продуктивные пласты / А.М. Свалов // Разраб. и эксплуат. нефт. месторождений. – 1996. – № 7. – С. 27–29.
3. **Орентлихерман Э.** Технология акустической реабилитации скважин и пластов для решения задач повышения нефтеотдачи / Э. Орентлихерман, Д. Воронин, А. Исхаков, Ю. Горбачев // Нефть и газ. – 2002. – № 5. – С. 51–55.
4. **Черский Н.В.** Влияние ультразвуковых полей на проницаемость горных пород при фильтрации воды / Черский Н.В., Царев В.Н., Кузнецов О.Л. // Докл. АН СССР. – Т. 232. – № 1. – С. 201–204.
5. **Афанасенков И.И.** Опыт и перспективы промышленного использования акустического воздействия в различных скважинах / И.И. Афанасенков, Е.Ф. Жуйков // Нефт. хоз-во. – 1999. – № 12. – С. 16–19.
6. **Нагорний В.П.** Імпульсні методи інтенсифікації видобутку вуглеводнів / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк. – К.: Ессе, 2012. – 323 с.
7. **Гурбатов С.Н.** Нелинейная акустика в задачах / С.Н. Гурбатов, О.В. Руденко. – М.: МГУ, 1990. – 80 с.
8. **Нагорний В.П.** Технології інтенсифікації видобутку вуглеводнів / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк. – К.: Ессе, 2013. – 268 с.

#### Автори статті



#### **Нагорний Володимир Петрович**

Доктор технічних наук, професор, завідуючий відділом Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України. Освіта за фахом – механік. Основний напрям наукових досліджень – розробка нафтових та газових родовищ, трубопровідний транспорт, нафтогазосховища.

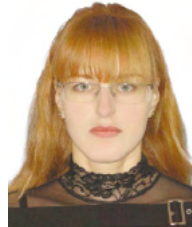
#### **Денисюк Іван Іванович**

Кандидат технічних наук, старший науковий співробітник Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України. Освіта за фахом – механік. Основний напрям наукових досліджень – імпульсні методи підвищення дебіту видобувних свердловин.



#### **Юшицина Ярослава Олександрівна**

Молодий науковий співробітник Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України. Освіта за фахом – розробка нафтових і газових родовищ. Основний напрям наукових досліджень – імпульсні методи підвищення дебіту видобувних свердловин.



#### **Швейкіна Тетяна Адамівна**

Науковий співробітник Українського науково-дослідного інституту природних газів. За фахом – хімік. Основний напрям діяльності – хімічна обробка продуктивного пласта.



#### НОВИНИ

## LNG інфраструктура в морських портах Європи

Рада Європи, Європейський парламент і Європейська комісія зробили спільну заяву щодо погодження Директиви про розгортання інфраструктури для альтернативних видів палива. Одним із питань, що обговорювалися, було використання природного газу в транспортних засобах (NGV) та забезпечення інфраструктури для зрідженого природного газу (LNG) в основних портах.

Щодо розвитку пунктів зберігання LNG у головних європейських портах, то Організація європейських морських портів (ESPO) вважає, що основна увага повинна приділятися розгортанню достатньої мережі LNG заправних (наповнювальних) пунктів, враховуючи ринкові реалії та віддалі між портами.

До 2020 р. необхідно мати налагоджену систему постачання палива в центральних європейських портах для того, щоб працювати узгоджено з уведенням у дію Директиви про викиди сірки. В будь-якому випадку ESPO вважає важливою гарантію можливості спільного фінансування LNG проектів і після 2020 р.

За словами Генерального секретаря ESPO Ізабелли Рикбост, LNG повинен стати найбільш прийнятним рішенням у боротьбі за поліпшення екологічної ситуації. Вона висловила свою підтримку проекту, але за умови, що Євросоюз не припинить його спільного фінансування.

GNV Magazine, December 26, 2013