

© В.П. Нагорний

д-р техн. наук

І.І. Денисюк

канд. техн. наук

ІГФ НАН України

В.М. Ліхван

ГВУ «Полтавагазвидобування»

Перспективи застосування амплітудно-модульованих хвиль для підвищення дебіту видобувних свердловин

УДК 532.595

У статті приведено результати теоретичних досліджень та запропоновано перспективи обробки нелінійних дисипативних середовищ акустичними амплітудно-модульованими хвилями. Отримані результати можуть бути використані для досягнення перерозподілу енергії вихідного збурення не тільки за частотами, а й за інтенсивністю залежно від числа Рейнольдса.

Ключові слова: амплітуда, дисипація, модуляція, нелінійність, хвиля, частота.

В статье приведены результаты теоретических исследований и предложены перспективы обработки нелинейных диссипативных сред акустическими амплитудно-модулируемыми волнами. Полученные результаты могут быть использованы для достижения перераспределения энергии исходного возмущения не только по частотам, но и по интенсивности в зависимости от числа Рейнольдса.

Ключевые слова: амплитуда, диссипация, модуляция, нелинейность, волна, частота.

The results of theoretical studies are presented in the article, as well as prospects of processing of nonlinear dissipative media with acoustic amplitude-modulated waves are identified. The results can be used to achieve redistribution of initial disturbance energy not only in frequency, but also in intensity, depending on Reynolds number.

Key words: amplitude, dissipation, modulation, nonlinearity, wave, frequency.

Із літературних джерел [1–4] відомо, що з метою підвищення нафтогазовіддачі пластів застосовують акустичні методи дії. В основу цих методів покладено принцип дії гармонічної хвилі заданої частоти на середовище привибійної зони пласта (ПЗП). Оскільки енергія гармонічної акустичної хвилі переноситься на одній фіксованій частоті, можливості цього методу обмежені. Окрім того, під час розроблення акустичних методів, що ґрунтуються на застосуванні гармонічних хвиль, не враховують нелінійних та дисипативних властивостей середовища.

Розвитком методу акустичної обробки нафтогазоносних пластів є застосування амплітудно- та частотно-модульованих хвиль, що генеруються акустичними випромінювачами [5]. Після застосування такого підходу значно розширюється частотний спектр акустичної дії. Проте теоретичного обґрунтування методу модульованих хвиль у роботі [5] не приведено.

З метою розробки нових ефективних технологій акустичної дії на пласт проведемо аналітичні дослідження взаємодії акустичних амплітудно-модульованих (АМ) хвиль із нелінійним дисипативним середовищем.

Відомо, що розповсюдження одновимірної плоскої акустичної хвилі в нелінійному дисипативному геосередовищі описується рівнянням Бюргерса [6, 7]:

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c^2} v \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{b}{2c^3 \rho} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad (1)$$

де v – масова (коливальна) швидкість руху; c – швидкість звуку в середовищі; ρ – густина середовища; $\varepsilon = \frac{\gamma + 1}{2}$ – параметр нелінійності середовища; $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ – показник адиабати в рівнянні стану середовища; $b = \xi + \frac{4}{3} \eta + \kappa \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right)$ – дисипативний коефіцієнт (ξ , η – об’ємна та зсувна в’язкість, κ – коефіцієнт теплопровідності, c_p , c_v – питомі теплоємності середовища); $\tau = t - \frac{x}{c}$.

У рівняння Бюргерса (1) входять нелінійний $\frac{\varepsilon}{c^2} v \frac{\partial v}{\partial t}$ та дисипативний $\frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$ члени. Для оцінки відносної ролі нелінійності та дисипації вводиться акустичне число Рейнольдса

$$Re = \frac{p_m}{b\omega} = \frac{\rho c v_0}{b\omega}, \quad (2)$$

де p_m – максимальний тиск акустичної хвилі, ω – частота.

Для синусоїдальної хвилі $v = v_0 \sin \omega t$ справедливо

$$\frac{\text{нелінійність}}{\text{дисипація}} = \frac{\frac{\varepsilon}{c^2} v \frac{\partial v}{\partial t}}{\frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}} \sim \frac{\frac{\varepsilon}{c^2} v_0^2 \omega}{\frac{b}{2\rho c^3} v_0 \omega^2} = \frac{2\varepsilon v_0 \rho c}{b\omega} = 2\varepsilon Re. \quad (3)$$

Не розв’язуючи рівняння Бюргерса, можна на основі (3) проаналізувати відносну роль дисипації та нелінійності в еволюції профілю хвилі.

Якщо $Re \ll 1$, тоді все визначається дисипацією (вона дуже

Таблиця

Характеристики геосередовища та амплітудно-модульованих хвиль

Назва ГС	Параметри геосередовища (ГС)				Параметри амплітудно-модульованих хвиль				Число Рейнольдса, Re
	ρ , кг/м ³	c , м/с	b , Па·с	ε	ω , Гц	Ω , Гц	u_0 , м/с	m	
Пісковик	2630	6010	$2,6 \cdot 10^5$	4,32	$30 \cdot 10^3$	100	5	0,4	0,01
Вапняк	2300	2500	$1 \cdot 10^6$	4,25	$20 \cdot 10^3$	100	5	0,4	$1,44 \cdot 10^{-3}$
Нафта	800	500	0,02	4,20	$20 \cdot 10^3$	100	0,5	0,4	500
Нафта	800	500	0,02	4,20	$50 \cdot 10^3$	70	0,5	0,4	200

велика), нелінійні спотворення малі і можна користуватися лінійним рівнянням, отриманим із (1).

Якщо $Re \gg 1$, тоді дисипація мала і превалюють нелінійні ефекти.

Зауважимо, що сумісний вплив нелінійності та дисипації можна спостерігати, як правило, на високих частотах (ультразвукових) [6, 7].

Використовуючи рівняння (1), дослідимо поширення в нелінійному дисипативному середовищі амплітудно-модульованої акустичної хвилі

$$v = v_0(1 + m \sin \Omega \tau) \sin \omega \tau, \quad (4)$$

де m – індекс модуляції; Ω , ω – відповідно, низька модулююча та висока несуча частоти.

Розглянемо перший випадок, коли $Re \ll 1$ (тобто досліджується акустична дія на дисипативне середовище). У цьому випадку, нехтуючи нелінійним членом у рівнянні (1), його можна лінеаризувати. У результаті одержимо рівняння першого наближення

$$\frac{\partial v^{(1)}}{\partial x} = \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v^{(1)}}{\partial \tau^2}. \quad (5)$$

Враховуючи те, що співвідношення (4) можна представити у вигляді

$$v = v_0 \sin \omega \tau + \frac{v_0 m}{2} \cos(\omega - \Omega) \tau - \frac{v_0 m}{2} \cos(\omega + \Omega) \tau, \quad (6)$$

розв'язок рівняння (5) має вигляд [8]

$$v^{(1)} = v_0 e^{-\alpha x} \sin \omega \tau + \frac{v_0 m}{2} e^{-\alpha_1 x} \cos \omega_1 \tau - \frac{v_0 m}{2} e^{-\alpha_2 x} \cos \omega_2 \tau, \quad (7)$$

де

$$\alpha = \frac{b\omega^2}{2\rho c^3}; \quad \alpha_1 = \frac{b\omega_1^2}{2\rho c^3}; \quad \alpha_2 = \frac{b\omega_2^2}{2\rho c^3}; \quad \omega_1 = \omega - \Omega; \quad \omega_2 = \omega + \Omega. \quad (8)$$

Згідно з [8] рівняння другого наближення визначається виразом

$$\frac{\partial v^{(2)}}{\partial x} - \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v^{(2)}}{\partial \tau^2} = \frac{\varepsilon}{c^2} v^{(1)} \frac{\partial v^{(1)}}{\partial \tau}, \quad (9)$$

де $v^{(1)}$ описується залежністю (7).

Визначивши похідну $\frac{\partial v^{(1)}}{\partial \tau}$ та добуток $v^{(1)} \frac{\partial v^{(1)}}{\partial \tau}$, рівняння (9) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^{(2)}}{\partial x} - \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v^{(2)}}{\partial \tau^2} = & \frac{\varepsilon}{c^2} \left[\frac{v_0^2 \omega}{2} \left(e^{-2\alpha x} + \frac{m^2}{2} e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)x} \right) \sin 2\omega \tau + \right. \\ & + \frac{v_0^2 m \Omega}{4} \left(e^{-(\alpha + \alpha_1)x} + e^{-(\alpha + \alpha_2)x} \right) \cos \Omega \tau + \frac{v_0^2 m^2 \Omega}{4} e^{-(\alpha + \alpha_2)x} \sin 2\Omega \tau + \\ & + \frac{v_0^2 m (2\omega - \Omega)}{4} e^{-(\alpha + \alpha_1)x} \cos(2\omega - \Omega) - \frac{v_0^2 m (2\omega + \Omega)}{4} e^{-(\alpha + \alpha_2)x} \cos(2\omega + \Omega) - \\ & \left. - \frac{v_0^2 m^2 \omega_1}{8} e^{-2\alpha_1 x} \sin(2\omega - 2\Omega) - \frac{v_0^2 m^2 \omega_2}{8} e^{-2\alpha_2 x} \sin(2\omega + 2\Omega) \tau \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Розв'язок рівняння (10) для коливальної швидкості $v^{(2)}$ визначають з його правої частини, до якої входять спектральні складові швидкості на частотах 2ω , Ω , 2Ω , $2\omega \pm \Omega$, $2\omega \pm 2\Omega$. Зауважимо, що у разі дії амплітудно-модульованої хвилі на лінійне геосередовище в ньому будуть генеруватися коливання лише на частотах ω та $\omega \pm \Omega$, тобто їх спектральний склад значно бідніший, ніж у випадку, що розглядається [9].

Розглянемо диференціальне рівняння для визначення другого наближення акустичної хвилі на низькій модулюючій частоті Ω , яке отримуємо із виразу (10)

$$\frac{\partial v_{\Omega}^{(2)}}{\partial x} - \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v_{\Omega}^{(2)}}{\partial \tau^2} = \frac{\varepsilon m v_0^2 \Omega}{4c^2} \left(e^{-(\alpha + \alpha_1)x} + e^{-(\alpha + \alpha_2)x} \right) \cos \Omega \tau. \quad (11)$$

Розв'язок рівняння (11) за нульової граничної умови $x=0$, $v_{\Omega}^{(2)}$ має вигляд:

$$\begin{aligned} v_{\Omega}^{(2)} = & \frac{\varepsilon m v_0^2 \rho c \Omega}{2b} \left[\frac{1}{\omega^2 - \Omega^2} e^{-\frac{b\Omega^2}{2\rho c^3} x} - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2\omega} \left(\frac{e^{-\frac{b\omega(\omega - \Omega)x}{\rho c^3} - \frac{b\Omega^2 x}{2\rho c^3}}}{\omega - \Omega} + \frac{e^{-\frac{b\omega(\omega + \Omega)x}{\rho c^3} - \frac{b\Omega^2 x}{2\rho c^3}}}{\omega + \Omega} \right) \right] \cos \Omega \tau. \end{aligned} \quad (12)$$

Враховуючи, що $\Omega \ll \omega$, із (12) одержимо наближений розв'язок $v_{\Omega}^{(2)}$ у вигляді

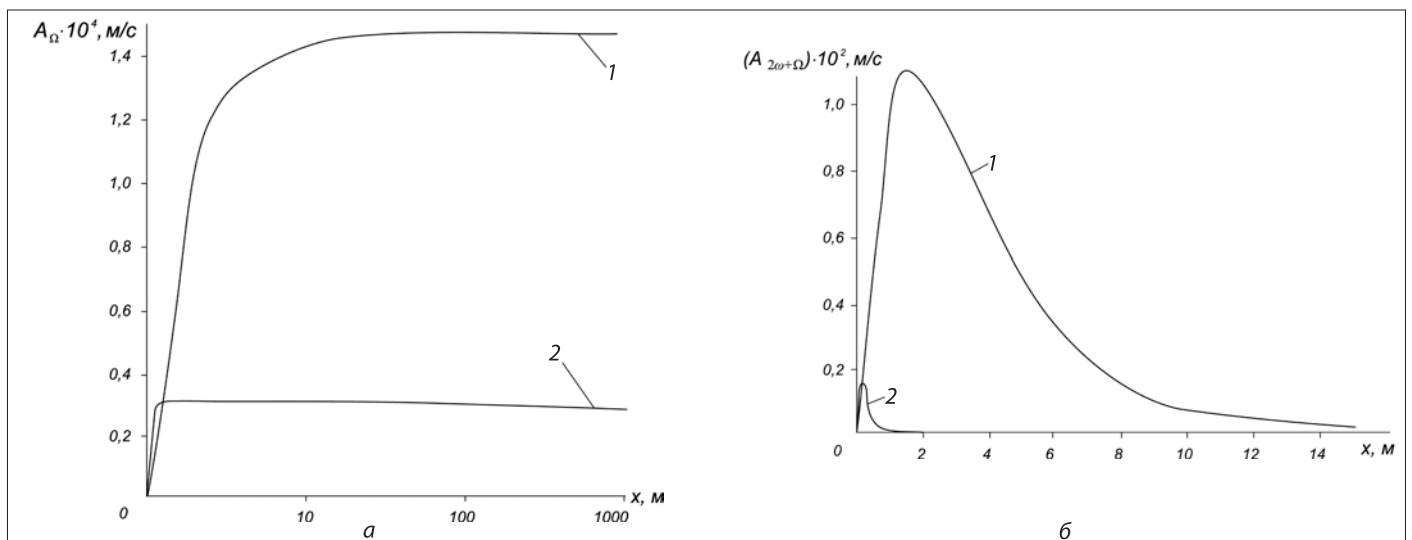


Рис. 1. Зміна амплітуд коливань швидкостей, відповідно, на частоті Ω (а) та боковій частоті $2\omega + \Omega$ (б) залежно від відстані x до джерела збурення: 1 – пісковик; 2 – вапняк

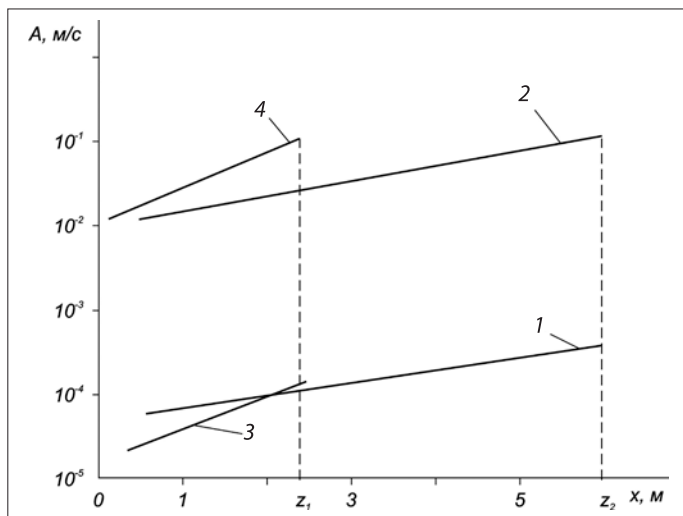


Рис. 2. Зміна амплітуд коливань швидкостей на частоті Ω при $Re=500$ (крива 1) і при $Re=200$ (крива 3) та на частоті $2\omega + \Omega$ при $Re=500$ (крива 2) і при $Re=200$ (крива 4) залежно від відстані x до утворення розриву хвилі ($z_1=2,38$ м, $z_2=5,95$ м)

$$v_{\Omega}^{(2)} = \frac{\varepsilon m v_0^2 \rho c \Omega}{2b\omega^2} \left(e^{-\frac{b\Omega^2 x}{2\rho c^3}} - e^{-\frac{b\omega^2 x}{\rho c^3}} \right) \cos(\Omega \tau). \quad (13)$$

Із умови $\frac{dv_{\Omega}^{(2)}}{dx} = 0$ знаходимо, що хвиля, описана залежністю (13), досягає максимального значення у точці

$$x_m = \frac{2\rho c^3}{b(2\omega^2 - \Omega^2)} \ln \left(\frac{2\omega^2}{\Omega^2} \right). \quad (14)$$

Отже, відповідно до розв'язку (13) із поширенням амплітудно-модульованої хвилі в дисипативному геосередовищі детектується хвиля на частоті модуляції Ω , амплітуда якої спочатку збільшується, проходить через максимум у точці x_m , а потім згасає повільніше, ніж поглинається хвиля на несучій частоті ω (другий член у (13)).

Для кількісної оцінки амплітуд хвилі на частоті Ω та хвилі на одній із бокових частот $2\omega + \Omega$ розглянемо диференціальне рівняння другого наближення відносно частоти $2\omega + \Omega$, яке отримуємо із виразу (10)

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{2\omega+\Omega}^{(2)}}{\partial x} - \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v_{2\omega+\Omega}^{(2)}}{\partial \tau^2} = \\ = \left(-\frac{\varepsilon m v_0^2 (2\omega + \Omega)}{4c^2} \right) \times \\ \times e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)x} \cos(2\omega + \Omega)\tau. \end{aligned} \quad (15)$$

Розв'язок рівняння (15) має вигляд:

$$\begin{aligned} v_{2\omega+\Omega}^{(2)} = \frac{\varepsilon m v_0^2 (2\omega + \Omega)}{4c^2 (\alpha_0 - (\alpha_1 + \alpha_2))} \times \\ \times (e^{-\alpha_1 x} - e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)x}) \cos(2\omega + \Omega)\tau, \end{aligned} \quad (16)$$

де
$$\alpha_0 = \frac{b(2\omega + \Omega)^2}{2\rho c^3}; \alpha_1 = \frac{b\omega^2}{2\rho c^3}; \alpha_2 = \frac{b\omega_2^2}{2\rho c^3}. \quad (17)$$

Враховуючи вирази (8) і (17), розв'язок (16) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} v_{2\omega+\Omega}^{(2)} = \frac{\varepsilon m v_0^2 \rho c (2\omega + \Omega)}{4b\omega(\omega + \Omega)} \left(e^{-\frac{b(4\omega^2 + 4\omega\Omega + \Omega^2)x}{2\rho c^3}} - \right. \\ \left. - e^{-\frac{b(2\omega^2 + 2\omega\Omega + \Omega^2)x}{2\rho c^3}} \right) \cos(2\omega + \Omega)\tau. \end{aligned} \quad (18)$$

За умови $\Omega \ll \omega$ розв'язок (18) наближено матиме вигляд:

$$\begin{aligned} v_{2\omega+\Omega}^{(2)} = \frac{\varepsilon m v_0^2 \rho c (2\omega + \Omega)}{4b\omega(\omega + \Omega)} \times \\ \times \left(e^{-\frac{2b\omega(\omega + \Omega)x}{\rho c^3}} - e^{-\frac{b\omega(\omega + \Omega)x}{\rho c^3}} \right) \times \\ \times \cos(2\omega + \Omega)\tau. \end{aligned} \quad (19)$$

Функція (19) досягає максимального значення в точці

$$x_m = \frac{\rho c^3}{\omega b(\omega + \Omega)} \ln 2. \quad (20)$$

Зазначимо, що отримані розв'язки $v_{\Omega}^{(2)}$ та $v_{2\omega+\Omega}^{(2)}$ у межах другого наближення не придатні для чисел Рейнольдса, відмінних від $Re \ll 1$. У цьому випадку для рівняння Бюргера (1) шукають точні аналітичні розв'язки; як правило, вони дуже громіздкі і малоефективні для практичного застосування [10].

Як приклад розглянемо поширення акустичної амплітудно-модульованої хвилі в різних дисипативних геосередовищах: пісковик та вапняк. Характеристики цих середовищ і параметри амплітудно-модульованих хвиль приведено в таблиці. Параметри геосередовищ взято з роботи [11]. Вибір частот ω та Ω обумовлений сприянням ефективній акустичній дії на резонансних частотах структурних елементів геосередовища (його зерен та блоків).

Із використанням виразів (13) та (19) розраховано та побудовано графіки залежності амплітуд коливань швидкостей $v_{\Omega}^{(2)}$, $v_{2\omega+\Omega}^{(2)}$ від відстані x до джерела збурення (рис. 1).

Із рис. 1 видно, що компоненти поля швидкостей суттєво залежать від параметра дисипації b (в'язкості) геосередовища. Зі збільшенням параметра b амплітуди хвиль A_{Ω} , $A_{2\omega+\Omega}$ суттєво зменшуються (криві 2 порівняно з кривими 1). При цьому хвиля на частоті $2\omega + \Omega$ у вапняку (крива 2, рис. 1, б) згасає вже на відстані 1,0 м від джерела збурення. Максимальні значення амплітуд коливань швидкостей досягаються: на частоті Ω у точках $x_m = 29,524$ м (пісковик) та $x_m = 1,01$ м (вапняк); на частоті $2\omega + \Omega$ — $x_m = 1,685$ м (пісковик), $x_m = 0,062$ м (вапняк). Максимальні значення визначали за формулами (14) і (20).

Стрімкий характер згасання амплітуди хвилі на боковій частоті $2\omega + \Omega$ визначається величиною коефіцієнта згасання цієї хвилі, який для цих середовищ значно перевищує коефіцієнт згасання $\alpha_{\Omega} = \frac{b\Omega^2}{2\rho c^3}$ хвилі на модулюючій частоті Ω .

Розрахунки показують, що на відстані $x > 15$ м від джерела дії АМ-сигналу інтенсивність хвилі на частоті Ω перевищує інтенсивність хвилі на частоті $2\omega + \Omega$, тобто проходить зміщення спектрального максимуму процесу в область низьких частот. Це викликано тим, що хвиля на модулюючій низькій частоті згасає слабкіше порівняно з хвилею на більш високій боковій частоті.

Далі розглянемо випадок, коли $Re \gg 1$, тобто дисипація мала або практично відсутня ($b \rightarrow 0$). У цьому випадку експоненти, що входять до формул (13) та (19), можна наближено розкласти у ряд, обмежившись двома його членами. У результаті із (13) та (19) отримуємо:

$$v_{\Omega}^{(2)} = \left(\frac{\varepsilon m \Omega v_0^2}{2c^2} x \right) \cos \Omega \tau; \quad (21)$$

$$v_{2\omega+\Omega}^{(2)} = \frac{-\varepsilon m v_0^2 (2\omega + \Omega)x}{4c^2} \cos(2\omega + \Omega)\tau. \quad (22)$$

Знак мінус у (22) враховує фазу коливань на частоті $2\omega + \Omega$.

Розв'язки (21) і (22) справедливі лише поблизу джерела випромінювання на відстанях x , що не перевищують величини відрізка [6]

$$z = \frac{c^2}{\varepsilon \omega v_0}. \quad (23)$$

На відстані $x = z$ формується ударна хвиля, і профіль хвилі спотворюється, перетворюючись у піллоподібну згасаючу хвилю [6, 7].

Для кількісної оцінки ефекту амплітудної модуляції на відстанях $x \geq z$ (в області існування періодичних ударних хвиль) скористаємося наближеним розв'язком для компоненти швидкості на частоті модуляції Ω [6]:

$$v_{\Omega}^{(2)} = \frac{\pi}{4} \frac{\Omega m v_0}{\omega} \times \left[1 - \frac{\pi^2}{2 \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\varepsilon}{c^2} \omega v_0 x \right)^2} \right] \cos \Omega \tau. \quad (24)$$

Розв'язок (24) одержано шляхом заміни гармонічної хвилі частоти Ω хвилею трикутного профілю. Співвідношення (24) необхідно скоригувати для того, щоб розв'язки (21) і (24) співпадали в точці формування розриву хвилі $x_p = z$ (де z визначається згідно з виразом (23)).

Неважко перевірити, що розв'язок (24) у точці $x = x_p$ не дорівнює

$$v_{\Omega}^{(2)} = \frac{\Omega m v_0}{2\omega} \cos \Omega \tau, \quad (25)$$

який одержаний зі співвідношення (21) після підстановки в нього $x = \frac{c^2}{\varepsilon \omega v_0}$.

Використовуючи структуру розв'язку (24), шукатимемо скоригований розв'язок у вигляді

$$v_{\Omega(ск)}^{(2)} = \frac{\Omega m v_0}{2\omega} \left[\frac{\pi}{2} - \frac{\pi^3}{4 \left(\frac{\pi}{2} + k \frac{\varepsilon \omega v_0}{c^2} x \right)^2} \right] \cos \Omega \tau, \quad (26)$$

де k – параметр коригування, який необхідно визначити.

Параметр k знаходимо із умови рівності виразу в квадратних дужках співвідношення (26) (визначеного в точці $x = \frac{c^2}{\varepsilon \omega v_0}$) одиниці

$$\frac{\pi}{2} - \frac{\pi^3}{4 \left(\frac{\pi}{2} + k \right)^2} = 1. \quad (27)$$

Із (27) одержуємо квадратне рівняння відносно параметра k :

$$4(\pi - 2)k^2 + 4\pi(\pi - 2)k - \pi^2(\pi + 2) = 0. \quad (28)$$

Розв'язок рівняння (28) має вигляд:

$$k_{1,2} = -\frac{\pi}{2} \pm \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{2\pi}{\pi - 2}}. \quad (29)$$

Із урахуванням (29) із (26) одержимо:

$$v_{\Omega(ск)}^{(2)} = \frac{m \Omega v_0}{2\omega} \left[\frac{\pi}{2} - \frac{\pi^3}{4 \left[\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \left(\sqrt{\frac{2\pi}{\pi - 2}} - 1 \right) \frac{\varepsilon \omega v_0}{c^2} x \right]^2} \right] \cos \Omega \tau. \quad (30)$$

Залежність (30) дає змогу дослідити характер зміни амплітуди хвилі $v_{\Omega}^{(2)}$ на модулюючій частоті Ω від відстані x при $x > z$. В області відстаней $0 \leq x \leq z$ амплітуда хвилі $v_{\Omega}^{(2)}$ визначається залежністю (21).

Як приклад розглянемо дію амплітудно-модульованої акустичної хвилі в середовищі, в якому переважають нелінійні властивості, порівняно з дисипацією ($Re \gg 1$). При цьому розглянемо область відстаней $x \leq x_p$.

Характеристики АМ-хвилі та нелінійного середовища (нафта) [12] приведено в таблиці (третій рядок). За таких числових параметрів $Re = 500$. У цьому випадку генерується поле швидкостей, спектральні складові якого описуються залежностями, одержаними із (21) та (22):

$$v_{\Omega}^{(2)} = 8,4 \cdot 10^{-5} \cos \Omega \tau; \quad (31)$$

$$v_{2\omega+\Omega}^{(2)} = (-1,684 \cdot 10^{-2} x) \cos(2\omega + \Omega)\tau. \quad (32)$$

Розв'язки (31) та (32) справедливі в області $0 \leq x \leq 5,95 \text{ м} = z_2$. Значення $z_2 = 5,95 \text{ м}$ визначали за формулою (23). Графіки амплітуд швидкостей A_{Ω} та $A_{2\omega+\Omega}$ приведено на рис. 2.

Якщо $Re = 500$, то амплітуди хвиль на частоті модуляції Ω та боковій частоті $2\omega + \Omega$ зростають лінійно з відстанню у межах $0 \leq x \leq 5,95 \text{ м}$.

На рис. 2 приведено також графіки амплітуд швидкостей при $Re = 200$. Числові параметри для цього прикладу приведено в таблиці (четвертий рядок). За таких даних із виразу (23) знаходимо, що $z_1 = 2,38 \text{ м}$. Це свідчить про формування ударної хвилі ближче до джерела акустичної дії порівняно з першим прикладом, що обумовлено дією амплітудно-модульованої хвилі на більш високій несучій частоті ω і згідно з формулою (23) зменшує відрізок z . Амплітуда хвилі A_{Ω} на частоті Ω зменшується зі зменшенням числа Re (криві 1, 3). Навпаки, амплітуда хвилі $A_{2\omega+\Omega}$ на боковій частоті $2\omega + \Omega$ зі зменшенням числа Re збільшується (криві 2, 4).

Порівняння кривих 1, 2 та 3, 4 свідчить про те, що амплітуди коливань на бокових частотах у нелінійному середовищі значно вищі, ніж на модулюючій частоті. Тобто відбувається перерозподіл («перекачування») енергії спектральних складових коливальної швидкості в область більш високих частот. На спектральній мові це означає, що на відстанях $x < x_r$, нелінійність середовища додає енергію високочастотним гармонікам [13], тобто амплітуди на боковій частоті $2\omega + \Omega$ перевищують значення амплітуд на низькій частоті Ω .

Вибір частот АМ-сигналу Ω і ω при $Re \gg 1$ обумовлений тим, що, як свідчать експериментальні дані [14], під час акустичної обробки нафти на низьких частотах 50...100 Гц її в'язкість зменшується, а також на таких частотах руйнується просторова сітка колоїднодисперсної системи (тобто рідини з частками забруднювачів, що заповнюють порові простори продуктивного пласта) [2, 15]. Дія ж високочастотних складових спектра коливань масової швидкості в діапазоні 10...50 кГц зменшує зв'язки флюїду з твердою фазою пласта, сприяючи тим самим його руху в пористому середовищі [15, 16].

Висновки

Застосування амплітудно-модульованих хвиль для обробки нелінійних дисипативних геосередовищ допомагає досягти перерозподілу енергії вихідного збурення не тільки за частотами, а також за інтенсивністю залежно від числа Рейнольдса Re .

Якщо амплітудно-модульовані сигнали використовувати для обробки нелінійних дисипативних геосередовищ, необхідно враховувати параметр в'язкості b середовища. У разі великої дисипації (коли в'язкість суттєво переважає нелінійність) і при значеннях числа $Re \ll 1$ інтенсивність акустичної хвилі на боковій частоті $2\omega + \Omega$ більша, ніж на частоті Ω в області до відстані x , що визначається параметрами середовища та АМ-хвилі. При цьому відбувається зміщення спектрального максимуму процесу акустичної обробки в область високих частот. Після відстані x інтенсивність хвилі на частоті Ω перевищує інтенсивність хвилі на частоті $2\omega + \Omega$, і відбувається зміщення спектрального максимуму процесу акустичної обробки в область низьких частот.

При $Re \gg 1$ (коли переважають нелінійні властивості середовища) в області відстаней x (до формування ударної хвилі) амплітуда хвилі на боковій частоті $2\omega + \Omega$ більша від амплітуди хвилі на частоті Ω , і спектральний максимум процесу акустичної обробки зміщується в область високих частот.

Від числа Рейнольдса Re залежить довжина відрізка x формування ударної хвилі в нелінійному середовищі за малої дисипації. Зі збільшенням числа Re відстань x зростає.

Ефективність дії АМ-хвиль залежить від вибору несучої ω і модулюючої Ω частот, значення яких необхідно визначати відповідно до резонансних характеристик структурних елементів геосередовища (резонансних частот коливань зерен та блоків пласта).

Під час акустичної обробки нафтогазових середовищ вибір параметрів обробки повинен враховувати вплив ви-

соких та низьких складових спектра коливань АМ-сигналу на параметри флюїду з метою підвищення його рухливості в пласті.

Отримані результати аналітичних досліджень можуть бути використані у ході розроблення перспективних технологій хвильової обробки продуктивних пластів із метою підвищення дебіту нафтогазовидобувних свердловин.

Список літератури

1. **Афанасенков І.І.** Опыт и перспективы промышленного использования акустического воздействия в различных скважинах / И.И. Афанасенков, Е.Ф. Жуйков // Нефт. хоз-во. – 1999. – № 12. – С. 16–19.
2. **Горбачев Ю.И.** Физико-химические основы ультразвуковой очистки призабойной зоны нефтяных скважин / Ю.И. Горбачев // Геоинформатика. – 1998. – № 3. – С. 62–65.
3. **Технология** повышения нефтеотдачи сверхмощным ультразвуковым воздействием / [В.С. Никитин, Г.Н. Ягдов, Т.Л. Ненартович и др.] // Нефтепромысловое дело. – 2010. – № 8. – С. 14–17.
4. **Кузнецов О.Л.** Физические основы вибрационного и акустического воздействия на нефтегазовые пласты / О.Л. Кузнецов, Э.М. Симкин, Дж. Чилингар. – М.: Мир, 2001. – 260 с.
5. **Развитие** опыта акустической обработки продуктивной зоны скважин / В. Александров, М. Бушер, Ю. Казаков, В. Майоров // Технологии ТЭК. – 2003. – № 2. – С. 1–9.
6. **Руденко О.В.** Теоретические основы нелинейной акустики / О.В. Руденко, С.И. Солуян. – М.: Наука, 1975. – 288 с.
7. **Грінченко В.Т.** Основы акустики / В.Т. Грінченко, І.В. Вовк, В.Т. Маципура. – К.: Наук. думка, 2007. – 640 с.
8. **Нагорний В.П.** Бігармонічна дія акустичних хвиль в нелінійному дисипативному середовищі / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, В.М. Ліхван, Я.О. Юшица // Мат. XXIII Междунар. научн. школы им. ак. С.А. Христиановича «Деформирование и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках», Алушта, 23–29 сентября 2013. – С. 220–224.
9. **Баскаков С.И.** Радиотехнические цепи и сигналы / С.И. Баскаков. – М.: Высшая школа, 1988. – 448 с.
10. **Гурбатов С.Н.** Нелинейная акустика в задачах / С.Н. Гурбатов, О.В. Руденко. – М.: МГУ, 1990. – 80 с.
11. **Михалюк А.В.** Горные породы при неравномерных динамических нагрузках / А.В. Михалюк. – К.: Наук. думка, 1980. – 154 с.
12. **Акульшин А.И.** Эксплуатация нефтяных и газовых скважин / А.И. Акульшин, В.С. Бойко, Ю.А. Зарубин, В.М. Дорошенко. – М.: Недра, 1989. – 480 с.
13. **Дружинин Г.А.** Нелинейная акустика: конспект лекций. 1998–2000. – Режим доступа: <http://www.phys.spbu/Departments/RadioPhysics/russion/nonlinacoust.html>. – 57 с.
14. **Аметов И.М.** Применение композитных систем в технологических операциях эксплуатации скважин / И.М. Аметов, Н.М. Шерстнев. – М.: Недра, 1989. – 214 с.
15. **Горбачев Ю.И.** Акустическое воздействие и повышение рентабельности разработки нефтяных месторождений / Ю.И. Горбачев // Каротажник. – 1999. – Вып. 60. – С. 55–67.
16. **Нагорний В.П.** Імпульсні методи інтенсифікації видобутку вуглеводнів / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк. – К.: Ессе, 2012. – 323 с.