

ЕНЕРГЕТИЧНИЙ МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ АМПЛІТУДНО-ФАЗОВОГО КОЕФІЦІЄНТА ЗАГАСАННЯ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ ДЛЯ ЗАДАЧ СЕЙСМОРОЗВІДКИ

Розглянуто метод визначення амплітудно-фазового коефіцієнта загасання енергії акустичних хвиль в неоднорідному напівпросторі. В основу методу покладено енергетичну модель процесів збудження, передачі, відбиття і прийому акустичного імпульсу, що враховує закони збереження (балансу), зміни, перенесення і упакування енергії. Ця модель визначила фізичний зміст загасання, як зміщення в часі між частиною залишеною у минулому і переданою в майбутнє енергії фізичної системи, інформація про втрачену енергію передається у майбутнє як відмінність прийнятої енергії від заданої, що контролюються на поверхні напівпростору.

Ключові слова: енергетичний метод; амплітудно-фазовий коефіцієнт загасання; задачі сейсморозвідки.

Сучасні теоретичні дослідження з визначення коефіцієнта амплітудно-фазового загасання енергії хвильового поля (АФКЗ-ХП) не мають такого поширеного і глибокого розвитку у задачах сейсморозвідки, як скажімо, частотні методи аналізу Р-хвилі. Такий стан пояснюється складністю моделей неоднорідних хвильових рівнянь на основі лінійної теорії пружності, що враховують, крім заданих пружних фізико-механічних параметрів середовища, ще і їхні зміни поряд з реологічними, петрофізичними, термодинамічними та іншими його параметрами. Названі параметри впливають на АФКЗ-ХП, який одночасно визначає амплітуду і фазу Р-хвилі.

Теоретична фізика [Тарасов, 1994] цьому параметру приділяє велику увагу під час дослідження динамічних систем у напрямі пояснення терміну початку і кінця, квантування і періодичності процесів, у яких хвиля займає провідне місце. Такі дослідження проводяться на енергетичному рівні методами квантової механіки.

У роботі [Тарасов, 1994] автор наводить такий аналіз: “Векторна механіка Ньютона описує рух механічних систем під дією прикладених до них сил. Підхід Ньютона не обмежує природи діючих сил, які розділяються на потенціальні та дисипативні. Варіаційна механіка Лагранжа–Гамільтона описує рух механічних систем під дією тільки потенціальних сил [Ланцош, 1965; Голдстейн]. Дисипативні сили опинилися за межами адекватності варіаційних принципів аналітичної механіки [Ланцош, 1965; Sedov, 1966, 1968, 1969; Седов, 1965, 1968; Седов, Цыпкин, 1989]. Саме тому за цим обмеженням статистична механіка не описує незворотних і дисипативних процесів. У межах гамільтонової динаміки не існує функції координат, імпульсів і часу, що мають властивості функції Ляпунова (теорема Пуанкаре–Місрі [Poincare, 1893; Zermelo, 1896; Misra, 1978; Пригожий, 1985]). Для описання дисипативних і незворотних процесів необхідно вводити в статистичну механіку додаткові постулати (наприклад, принцип послаблення кореляції і гіпотезу про ієрархію часів релаксації, запропоновані Боголюбовим [Боголюбов, 1946а, 1946б]). Тому ці процеси розглядаються в рамках фізичної кінетики [Либов, 1974; Балеску, 1978; Дирак, 1968а, 1968б]”.

Для врахування дисипативних сил у коливальних системах В.Е. Тарасов запропонував ввести так звані седовіан, що моделює процес загасання заданої енергії фізичного осцилятора [Тарасов, 1994]. Іншими словами, поряд із законом збереження енергії він вводить седовіан – аналог закону зміни енергії.

Для задач сейсморозвідки різні автори [Берзон и др., 1962; Гаранин и др., 1965; Коган, 1966; Авербух, 1982; Жермен, 1983; Уайт, 1986; Ампилов, 1992; Гринь, 2001] досліджували визначення АФКЗ-ХП різними методами та підходами. Так, суто математичні моделі і методи не надають фізичної прозорості цьому параметру, а фізико-математичні моделі динаміки Р-хвилі в геологічному середовищі, що побудовані на принципах лінійної теорії пружності, дають змогу оцінити в лінійному наближенні властивості цього коефіцієнта залежно від частоти Р-хвилі, теплоемнісних та теплопровідних властивостей середовища, але прогнозувати зміну параметрів хвилі та середовища, а саме – його густину, пружні модулі, температури, тиски, в стохастичному і неоднорідному хвильовому акустичному полі сейсмічних записів, без залучення експериментальних даних – не спроможні. Причиною цього є відсутність у моделях повноти врахування фундаментальних фізичних зв'язків між параметрами як самого середовища, так і його параметрів з параметрами хвилі. Наприклад, зв'язок між швидкостями Р- і S-хвилі відомий через пружні фізико-механічні параметри середовища, а між тим, зв'язок цих параметрів між собою у хвильовому полі існує [Карпенко та ін., 2006] і через енергетичний інваріант загальної механічної енергії середовища, що враховує нелінійності вищого порядку (стрибокподібні зміни параметрів за заданої енергії та зміни енергії із змінами параметрів, названих енергетичною нелінійністю), у той час, як один закон збереження (балансу) енергії моделює динаміку фізичної системи лінійно, тобто шляхом суперпозиції енергій її руху, не змінюючи параметрів системи.

Враховуючи наведений аналіз, сучасну наукову проблему з визначення амплітудно-фазового коефіцієнта загасання в акустичному хвильовому полі сейсморозвідки можна сформулювати так: *розробити модель динамічної системи „акустична хвиля –*

середовище”, що враховує енергетичні нелінійності та стохастичні і нестационарні характеристики хвильового поля коливань поверхні Землі під час проведення сейсмічних експериментів.

Динаміка процесів з енергетичною нелінійністю розглядається енергоінформаційним методом [Карпенко, Стародуб, 2006], який ґрунтується на фізичному уявленні: *параметри системи і процесу, що здійснює ця система, визначаються відповідними енергіями, рівно, як і властивості часу і простору, в якому вони утворюються.*

В енергоінформаційному аналізі стохастичного та нестационарного руху природних систем головним є постулат: *між енергетичні закони збереження (балансу), зміни, переносу і упакування енергії діють одночасно* [Карпенко, Стародуб, 2006]. Відповідно до цієї точки зору усі поняття нелінійності узагальнюються одним поняттям, а саме: *енергетична нелінійність – реакція системи на зовнішню дію з певною енергією.* Зовнішня дія на фізичну систему в рамках фізиків Ньютона і Гамільтона моделюється системою сил або системою імпульсів відповідно, в межах квантової механіки – енергетичними співвідношеннями закону збереження енергії.

Хвильове поле коливань поверхні Землі та геологічного середовища за дії сейсмічного імпульсу в сейсмозвідці має початок, кінець, квантування, часові коливання, які, з наведеної точки зору, зумовлені саме нелінійними процесами, фізичним представником яких є дисипативні сили, які змінюються у хвилі від нуля, для випадків передачі шаром енергії хвилі без втрат, до максимальних значень, що дають повне поглинання енергії хвилі у шарі.

Енергетичний підхід визначення АФКЗ-ХП

У роботах [Гурьянов и др., 2001, 2003а, 2003б; Рыжов, 2008] автори розробили теоретичні основи динаміки фізичної системи “геологічне середовище – Р-хвиля” для задач сейсмозвідки у вигляді скалярного потенціалу Ламе:

$$\Phi(x, t) = X(x)T(t) = e^{-\gamma t} (C_1 \cos \theta + C_2 \sin \theta), \quad (m \cdot c), \quad (1)$$

де $\theta = \omega(t \pm x/V_p) + \theta_0$ – фаза хвилі;

θ_0 – початкова фаза хвилі;

$\omega = \sqrt{V_p^2 \kappa^2 - \gamma^2}$ – частота хвилі (далі названа частотою Проні);

$\beta = V_p \kappa$ – власна частота хвилі (далі названа частотою Фур’є);

$\gamma = \frac{2\eta}{3\rho} \kappa^2$ – коефіцієнт загасання (далі названий частотою загасання);

η – коефіцієнт динамічної в’язкості;

κ – хвильове число;

ρ – густина геологічного середовища (ГС);

λ, μ – пружні параметри ГС або коефіцієнти

Ламе;

$$V_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$$

C_1, C_2 – сталі коефіцієнти,

що дає коливання поверхні Землі. Швидкість цих коливань реєструється сейсмоприймачем. Для Р-хвилі на поверхню Землі здійснюється потоком відбитих сейсмічних імпульсів, що утворюються в процесі поширення Р-хвилі в глибину геологічного середовища в моменти зміни енергетичної нелінійності шару, зумовленої літологічними чинниками.

Після виконання певних умов для конструкції датчика сейсмоприймача [Рыжов, 2008], скалярний потенціал $\Phi(x, t)$ ототожнюється в авторів [Гурьянов и др., 2001, 2003а, 2003б] з переміщеннями як у півпросторі, так і на поверхні Землі, що дало змогу їм шляхом моделювання вивчати динаміку плоскої Р-хвилі на межі середовищ з різними властивостями, а саме – пружного і в’язко-пружного.

З точки зору моделювання фізики *вимушеного* руху фізичної системи, якою є певний об’єм, як у півпросторі, так і на поверхні Землі, що коливається під дією Р-хвилі, та *коректності* використання поняття “скалярний потенціал”, “інформативність моделі” (1) можна покращити в якісному та кількісному аспектах. До якісного аспекта слід зарахувати коректність та адекватність використання фізичного уявлення про потенціал Ламе під час моделювання *вільного* руху фізичної системи, а до кількісного – використати цю модель для вивчення також *вимушеного* руху фізичної системи.

З метою підвищення адекватності та інформативності моделювання процесу контролю відбитих Р-хвиль на поверхні Землі рекомендується розглядати систему неоднорідних диференціальних рівнянь виду (2):

$$\begin{cases} \ddot{x}(t) + 2\frac{\mu}{m_0} \dot{x}(t) + \frac{k}{m_0} x(t) = \frac{F_0(t)}{m_0} \\ \left. \frac{d^2 \Phi(t)}{dt^2} + 2\gamma \frac{d\Phi(t)}{dt} + V_p^2 \kappa^2 \Phi(t) \right|_{x=0} = \frac{F(t)}{m} T(t) \Big|_{x=0}, \quad (2) \\ \ddot{X}(t) + \frac{2}{\Delta t} \dot{X}(t) + \frac{2}{\Delta t^2} X(t) = \frac{F(t)}{m} \end{cases}$$

де $x(t) \cong X(t)$ – переміщення датчика сейсмоприймача від точки рівноваги, еквівалентного переміщенню поверхні Землі;

$\Phi(x = 0, t)$ – потенціал Ламе на поверхні Землі;

перше рівняння – фізична система “датчик – земля” моделює динаміку сейсмоприймача (який має сталі параметри: μ, k, m_0 – загасання, пружності і маси відповідно (ліва частина рівняння – наслідок, права частина – причина), F_0 – сила, що діє на датчик сейсмоприймача з боку поверхні Землі), вимушена коливаннями поверхні Землі;

друге – фізична система “земля – хвиля”, моделює вимушену динаміку поверхні Землі масою m , потенціалом Ламе, що має імпульс $F \Delta t$, утворений Р-хвилею з параметрами: γ, κ, V_p (права частина рівняння – наслідок, ліва частина – причина), F – сила, що діє на поверхню Землі з боку Р-хвилі;

третє – фізична система “хвиля – фізична точка” моделює загальну геометрію траєкторії фізичної точки у фізичному просторі [Карпенко,

Стародуб, 2009], яка має масу m і на яку з тривалістю Δt діє сила F (ліва частина рівняння – наслідок, права частина – причина);

і зробити її коректною, якщо як скалярний потенціал розглядати енергетичний потенціал, а саме: енергію акустичної хвилі, що коливає поверхню Землі.

Тоді усі рівняння в системі (2) необхідно представити в енергетичному вигляді шляхом інтегрування кожного рівняння на власну d (функцію) у вигляді (3):

$$\left\{ \begin{aligned} & \int \left[\ddot{x}(t) + 2\frac{\mu}{m_0}\dot{x}(t) + \frac{k}{m_0}x(t) \right] dx = \int \frac{F(t)}{m_0} dx, \\ & \int \left[\frac{d^2\Phi(t)}{dt^2} + 2\gamma\frac{d\Phi(t)}{dt} + V_p^2\kappa^2\Phi(t) \right] d\Phi \Big|_{x=0} = \\ & = \int \frac{F(t)}{m} T(t) d\Phi, \\ & \int \left[\ddot{X}(t) - \frac{2}{\Delta t}\dot{X}(t) + \frac{2}{\Delta t^2}X(t) \right] dX = \int \frac{F(t)}{m} dX. \end{aligned} \right. \quad (3)$$

Праві частини кожного рівняння в системі рівнянь (3) однакові, оскільки диференціал потенціалу Ламе можна подати у вигляді $d\Phi = TdX$. Так, інтеграл $\int F(t)dX = E(t)$ визначає енергію Р-хвилі, а враховуючи [Карпенко, Стародуб, 2008а, 2008б, 2009], – закон переносу енергії осцилятором у вигляді

$$E = \sqrt{KU} = 0,5\dot{x}(t)x(t)\sqrt{mk} = \frac{1}{2}m\omega\dot{x}(t)x(t),$$

праві частини системи рівнянь (3) можна подати у вигляді $\int \frac{F(t)}{m} dX = 0,5\omega\dot{x}(t)x(t)$. Інтеграл

$\int \frac{F(t)}{m} dX$ є скалярним потенціалом кінетичної

енергії з метрикою $(m/c)^2$, а інтеграл $\int \frac{F(t)}{T^{-1}(t)m} d\Phi =$

$$= \int \frac{F(t)}{m} \frac{d\Phi}{dX} d\Phi = \frac{F(t)}{mV} \frac{d\Phi}{dt} \Phi = 0,5\omega(t)\dot{\Phi}\Phi = 0,5\ddot{\Phi}\Phi =$$

$= 0,5\dot{\Phi}^2$ є скалярним потенціалом потенціальної енергії з метрикою $(m)^2$. На основі того самого закону переносу енергії інтеграли виду

$\int \ddot{X}(t)dX, \int \ddot{\Phi}(t)d\Phi$ можна подати у вигляді

$$\int \ddot{X}(t)dX = \int \omega^2 X(t)dX = 0,5\omega^2 X^2(t) = 0,5\dot{X}^2(t),$$

$$\int \ddot{\Phi}(t)d\Phi = \int \omega^2 \Phi(t)d\Phi = 0,5\omega^2 \Phi^2(t) = 0,5\dot{\Phi}^2(t).$$

Остаточно система рівнянь (3) матиме вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} & \dot{x}^2(t) + \left(4\frac{\mu}{m_0} - \omega \right) x(t)\dot{x}(t) + \frac{k}{m_0}x^2(t) = 0, \\ & \dot{\Phi}^2(t) + (4\gamma - \omega)\dot{\Phi}(t)\Phi(t) + V_p^2\kappa^2\Phi^2(t) = 0, \quad (4) \\ & \dot{X}^2(t) + \left(\frac{4}{\Delta t} - \omega \right) X(t)\dot{X}(t) + \frac{2}{\Delta t^2}X^2(t) = 0, \end{aligned} \right.$$

де ω – частота Проні Р-хвилі; V_p – швидкість з врахуванням стохастичних параметрів Р-хвилі.

Узагальнене диференціальне рівняння для системи рівнянь (4) має такий вигляд:

$$\dot{x}^2(t) + \alpha x(t)\dot{x}(t) + \beta^2 x^2(t) = 0, \quad (5)$$

розв'язком якого є функція зміни стану фізичної системи в загальних координатах:

$$x(t) = x_0 e^{\left(-0,5\alpha \pm \sqrt{0,25\alpha^2 - \beta^2} \right)(t-t_0)} = x_0 e^{-\Delta\varphi(t)}, \quad (6.1)$$

$$\dot{x}(t) = x_0 \left(-0,5\alpha \pm \sqrt{0,25\alpha^2 - \beta^2} \right) \times e^{\left(-0,5\alpha \pm \sqrt{0,25\alpha^2 - \beta^2} \right)(t-t_0)}, \quad (6.2)$$

або у вигляді скалярних потенціалів кінетичної та потенціальної енергій:

$$x^2(t) = x_0^2 e^{\left(-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 4\beta^2} \right)(t-t_0)}, \quad (7.1)$$

$$\dot{x}^2(t) = x_0^2 \left(0,5\alpha^2 - \beta^2 \pm \alpha \sqrt{0,25\alpha^2 - \beta^2} \right) \times e^{\left(-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 4\beta^2} \right)(t-t_0)}, \quad (7.2)$$

де $\alpha = \left(4\frac{\mu}{m_0} - \omega \right)$; $\alpha = (4\gamma - \omega)$; $\alpha = \left(\frac{4}{\Delta t} - \omega \right)$ – за-

гальна частота загасання у фізичній системі, відповідно для системи рівнянь (4);

$$\beta = \sqrt{\frac{k}{m_0}}, \beta = V_p\kappa, \beta = \frac{\sqrt{2}}{\Delta t} \quad \text{– частоти Фур'є}$$

фізичних систем відповідно для системи рівнянь (4);

$$\Delta\varphi(t) = \omega_0\Delta t \quad \text{– фаза відхилення фізичної системи від стану рівноваги;}$$

$\omega_0 = -0,5\alpha \pm \sqrt{0,25\alpha^2 - \beta^2}$ – загальна частота фізичної системи;

$$\Delta t \quad \text{– час спостереження стану фізичної системи.}$$

Розв'язки (7.1) і (7.2) моделюють динаміку поверхні Землі: еліптичну за умови $\alpha^2 < 4\beta^2$ і гіперболічну – за умови $\alpha^2 \geq 4\beta^2$.

Відмінністю моделей (7.1) і (7.2) від моделі (1) є: по-перше, узагальнення динаміки поверхні Землі і розгляд її на енергетичному рівні, якому відповідають початкові і граничні умови енергетичних станів розглянутих фізичних систем (датчика, поверхні Землі, фізичної точки); по-друге, розглядається динаміка вимушених коливань поверхні Землі на енергетичному рівні, що дає змогу контролювати зміну енергетичних станів коливальної системи в кожній точці відліку сейсмічного запису; по-третє, динаміку поверхні Землі визначають енергетичні потенціали Р-хвилі, тому амплітуди коливань поверхні будуть як загасаючими ($\alpha > 0$), так і зростаючими ($\alpha < 0$), коли на інтервалі Δt на поверхню Землі діє новий відбитий сейсмічний імпульс (BCI) з новою енергією, що дає змогу проводити аналіз стохастичного і неоднорідного акустичного хвильового поля в кожній

точці відліку в часі на інтервалі дії Р-хвилі з заданою довжиною хвилі; по-четверте – модель функції $\Phi(x, t)$ для переміщення, яка, на думку самих авторів [Гурьянов и др., 2001], унеможливає розкласти цю функцію як “солітон”, замінено на модель функції $\Phi^2(x_i, t_i)$ або $\dot{\Phi}^2(x_i, t_i)$ для скалярних (енергетичних) потенціалів Ламе, що дає змогу розглядати цю функцію як функцію детермінованої імовірності (ФДІ) [Карпенко, Стародуб, 2007], яка являє собою “солітон”, побудований з урахуванням законів збереження, зміни, перенесення та упакування енергії [Карпенко, Стародуб, 2008, 2009].

Іншими словами, рівняння (7.1) і (7.2) моделюють енергетичний стан фізичної системи у кожній точці часу окремо (диференціальна-миттєва динаміка енергетичних станів) і динаміку енергетичних станів цих фізичних систем на інтервалі дії Р-хвилі з певною довжиною хвилі (інтегральна-середня динаміка енергетичних станів).

З рівнянь (7.1), (7.2) можна визначити миттєву частоту (не за Гільбертом) фізичної системи, що явно не залежить від часу, у вигляді

$$\tilde{\omega}^2 = \frac{\dot{x}^2(t)}{x^2(t)} = 0,5\alpha^2 - \beta^2 \pm \alpha\sqrt{0,25\alpha^2 - \beta^2}, \quad (8.1)$$

або з рівняння (7.1) – миттєву частоту, що явно залежить від часу, у вигляді

$$\tilde{\omega}(t) = \frac{1}{2(t-t_0)} \ln \frac{x^2(t)}{x_0^2}, \quad (8.2)$$

фізичним змістом якої є загальна частота, тобто $\tilde{\omega}(t) = \omega_0(t)$.

Оцінка виду руху частинок ГС у Р-хвилі (поступальний, гіперболічний, гіперболічно-еліптичний, еліптичний) виконується за допомогою дискримінанта D рівняння (8.1):

$$D^2 \pm \alpha D + 0,25\alpha^2 - \tilde{\omega}^2 = 0, \quad (9)$$

$$D_{1,2,3,4} = \mp 0,5\alpha \pm \tilde{\omega},$$

де

$$\tilde{\omega} = \left(-0,5\alpha \pm \sqrt{0,25\alpha^2 - \beta^2}\right) \text{ для } \alpha^2 \geq 4\beta^2 \quad (9.1)$$

$$\tilde{\omega} = \left(-0,5\alpha \pm j\sqrt{\beta^2 - 0,25\alpha^2}\right) = \beta e^{\pm i\theta}, \quad (9.2)$$

$$\theta = \arctg \frac{\sqrt{\beta^2 - 0,25\alpha^2}}{-0,5\alpha}.$$

Рівняння (9.2) показує, що для умови $\alpha^2 < 4\beta^2$ (коливальний процес) миттєва частота дорівнює модулю власної частоти для нульового значення фази зсуву, яка визначається частотою релаксації, зумовленої фізичними параметрами середовища.

З рівняння (9.1) маємо загальну залежність частоти загасання у вигляді

$$\alpha^2 = \left(\tilde{\omega} + \frac{\beta^2}{\tilde{\omega}}\right)^2. \quad (10)$$

Запропонований енергетичний підхід до аналізу геофізичних параметрів ГС за допомогою Р-хвилі

дає змогу визначати такі параметри геологічного середовища (на базі 1 мс або близько 3–5 м):

- 1) η – коефіцієнт динамічної в'язкості;
- 2) ρ – густину;
- 3) $\lambda + 2\mu$ – комплексний пружний параметр Ламе.

Рівняння (10) пов'язане з аргументом функції ФДІ [Карпенко, Стародуб, 2007], що має фізичний зміст – передача енергії фізичним простором (системою фізичних точок з рівномірно розподіленою енергією) з одночасною дією законів збереження, зміни, переносу і упакування енергії, і має вигляд

$$\ln(E_0/E) = \psi^2, \quad (11)$$

де E_0, E – енергія на вході та виході фізичної системи;

$$\psi^2 = \frac{(KU)}{(E)^2} = \frac{(KU)}{(K+U)^2} = \frac{(U/K)}{(1+U/K)^2} = \frac{(kx^2/m\dot{x}^2)}{(1+kx^2/m\dot{x}^2)^2} = \frac{(\beta^2/\tilde{\omega}^2)}{(1+\beta^2/\tilde{\omega}^2)^2} \quad \text{– енергетична фаза, що вказує на кількість переданої енергії;}$$

$\beta = \sqrt{\frac{k}{m}}$ – власна частота фізичної системи (частота Фур'є);

$\tilde{\omega} = \frac{\dot{x}}{x}$ – миттєва частота процесу передачі

енергії системою з нескінченною кількістю фізичних точок (фізичним простором) [Карпенко, Стародуб, 2007, 2008, 2009].

Енергетична фаза відповідно до математичного і фізичного змісту дорівнює рівнянню (10), представленою у вигляді:

$$\frac{\beta^2}{\alpha^2} = \frac{\beta^2}{\tilde{\omega}^2} \left(1 + \frac{\beta^2}{\tilde{\omega}^2}\right)^{-2}.$$

Тобто має місце співвідношення

$$\psi^2 = \frac{\beta^2}{\tilde{\omega}^2} \left(1 + \frac{\beta^2}{\tilde{\omega}^2}\right)^{-2} = \frac{\beta^2}{\alpha^2}, \quad (12)$$

де α – частота загасання енергії у фізичній системі.

З рівняння (12) і третього рівняння системи (4) час дії сили визначається за формулами:

$$\Delta t = \frac{1}{\omega} \left(4 \pm \sqrt{2} / \psi\right) = \frac{1}{\omega} \left(4 \pm \sqrt{2} \frac{\alpha}{\beta}\right),$$

$$\Delta t = \frac{4}{\alpha + \omega}, \quad \Delta t^2 = \frac{2}{\beta^2}. \quad (13)$$

Враховуючи, що для сталих квантових осциляторів існують такі міженергетичні співвідношення:

$$\psi^2 = \frac{(KU)}{(E)^2} = \frac{\left(\frac{1}{2}m\dot{x}^2 \frac{1}{2}kx^2\right)}{\left(\frac{1}{2}m\dot{x}^2 + \frac{1}{2}kx^2\right)^2} = \frac{(\dot{x}^2 \beta^2 x^2)}{(x^2 + \beta^2 x^2)^2} = \frac{\beta^4 x_0^4 (\cos^2 \theta \sin^2 \theta)}{\beta^4 x_0^4 (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta)^2} = \frac{1}{4} \sin^2 2\theta = \frac{\beta^2}{\alpha^2},$$

де $\theta = \beta t = \sqrt{\frac{k}{m}}t$ – фаза осцилятора, можна надати таку фізичну інтерпретацію частоті загасання:

$$\frac{1}{\alpha^2} = \frac{\sin^2 2\theta}{4\beta^2} = \left[\frac{\sin 2\beta t}{2\beta} \right]_{\beta \rightarrow 0}^2 = t^2, \quad (14)$$

або з урахуванням рівняння (10):

$$\frac{1}{\alpha^2} = \left[\frac{\sin 2\sqrt{\tilde{\omega}(\alpha - \tilde{\omega})}t}{2\sqrt{\tilde{\omega}(\alpha - \tilde{\omega})}} \right]_{\alpha - \tilde{\omega} \rightarrow 0}^2 = t^2. \quad (15)$$

Фізична інтерпретація рівняння (14) – середовище, що не має власних коливань, не передає енергію (повне відбиття), а фізична інтерпретація рівняння (15) – рівність миттєвих частот передачі

енергії і загасання теж унеможливує передавати енергію (повне поглинання).

Оскільки у ФДІ потенційна енергія може бути подана як $\pm U$, $\pm jU$, то дисперсійне співвідношення (12) належить як до дійсних, так і до комплексних чисел, але для обох випадків енергетичний інваріант є однаковим, що підтверджує його фізичну універсальність і повноту, оскільки ФДІ побудована на врахуванні законів: збереження, переносу, зміни і упакування енергії, що надає перетворенням Гільберта, зокрема, для сейсмічних сигналів, розширений фізичний зміст. Сказане наочно демонструють показані на рис. 1 характеристики реального сейсмічного сигналу: обвідна за перетвореннями Гільберта і енергетична фаза ФДІ.

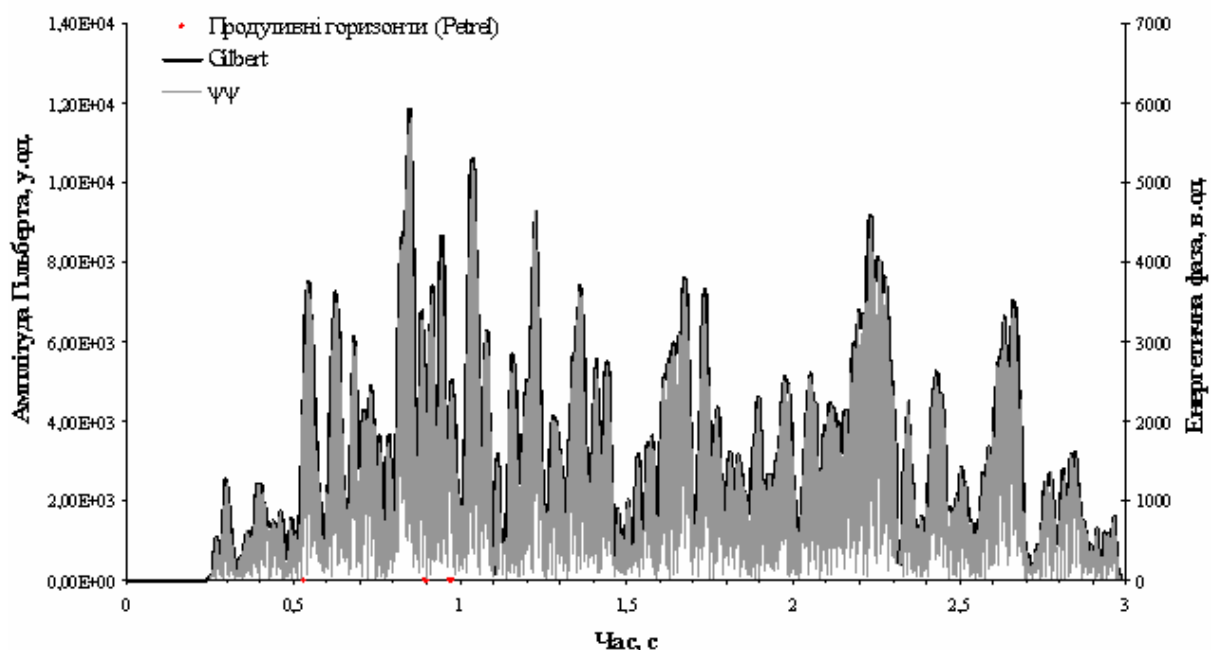


Рис. 1. Характеристики енергетичної фази ($\psi\psi$) і обвідної Гільберта реального сейсмічного сигналу мігрованої сумотраси МСГТ

Висновки

Амплітудно-фазовий коефіцієнт загасання енергії хвилі, що передається фізичною системою, визначається частотою, на якій частка енергії хвилі залишається в системі, відбивається або затримується в часі після передачі системою решти заданої енергії хвилі.

Розроблена енергоінформаційна модель визначення амплітудно-фазового коефіцієнта загасання стохастичного і нестационарного процесу коливань поверхні Землі під час проведення сейсмозвідки геологічних об'єктів, що досліджуються на вміст покладів вуглеводнів, додатково уможливує:

1) надати перетворенням Гільберта ширший фізичний зміст, ніж попередньо закладений у них закон упакування енергії (потенціальна енергія дорівнює кінетичній), а саме: нормалізує ці перетворення на закони збереження, зміни, перене-

сення і упакування енергії за допомогою функції детермінованої ймовірності;

2) з заданою дискретністю в часі визначати у точці хвильового поля миттєву (не за Гільбертом), фазову (Проні), власну (Фур'є) і частоту загасання (час релаксації) геологічного середовища;

3) визначати фазовий зсув між вхідною енергією і вихідною енергією Р-хвилі фізичної системи, що передає цю енергію з миттєвою частотою, зумовленою фізичними параметрами системи.

Література

- Авербух А.Г. Изучение состава и свойств горных пород при сейсмозвездке. – М.: Недра, 1982. – 230 с.
 Ампилов Ю.П. Поглощение и рассеяние сейсмических волн в неоднородных средах – М.: Наука, 1992. – 156 с.

- Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика. – М.: Мир, 1978. – 408 с.
- Берзон И.С., Епинатьева А.М., Парийская Г.Н., Стародубровская С.П. Динамические характеристики сейсмических волн в реальных средах. – М.: Изд-во АН СССР, 1962. – 512 с.
- Боголюбов Н.Н. Нелокальная статистическая механика // ЖЭТФ. – 1946. – Т. 16, №. 8. – С. 691–702.
- Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. – М.: Гостехиздат, 1946. – 318 с.
- Гаранин В.А., Рогоза О.И. Сибатулина Ф.И. О поглощающих свойствах водонасыщенных и газонасыщенных коллекторов // Прикладная геофизика. – М.: Наука, 1965. – С. 109–112.
- Голдстейн Г. Классическая механика. – М.: Мир, 1957. – 351 с.
- Гринь Д.М. Базисні функції, спектральна корекція та обвідні сейсмічних трас // Геофіз. журн. – 2001. – Т. 23, № 3. – С. 95–105.
- Гурьянов В.М., Гурьянов В.В. Левянт В.Б. Особенности распространения сейсмических волн в коллекторах, влияющие на их выявление и дифференциацию. Часть 1 // Геофизика ЕАГО. – 2001. – № 6. – С. 10–15.
- Гурьянов В.М., Гурьянов В.В. Левянт В.Б. Особенности распространения сейсмических волн в коллекторах, влияющие на их выявление и дифференциацию. Часть 2. (Общий случай упруго-сжимаемой вязко-упругой среды) // Геофизика ЕАГО. – 2003. – № 4. – С. 6–10.
- Гурьянов В.М., Гурьянов В.В. Левянт В.Б. Особенности распространения сейсмических волн в коллекторах, влияющие на их выявление и дифференциацию. Математические модели в геофизике. Ч.1: Тр. Междун. конф. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2003. – № 3. – С. 93–98.
- Дирак П.А.М. Лекции по квантовой механике. – М.: Мир, 1968. – 320 с.
- Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики. – М.: Мир, 1968. – 370 с.
- Жермен П. Курс механики сплошных сред (общая теория). – М.: Высш. шк., 1983. – 399 с.
- Карпенко В.М., Стародуб Ю.П. Рівняння Гауссової лінії на поверхні // Вісник ЛНУ імені Івана Франка. Серія прикладна математика. – 2008. – Вип. 14. – С. 149–145.
- Карпенко В.М., Стародуб Ю.П. Концепція методу енергетичного аналізу руху елементарних об'єктів літосфери Землі // Вісник ЛНУ імені Івана Франка. Серія геологічна. – 2006. – Вип. № 20. – С. 149–125.
- Карпенко В.М., Стародуб Ю.П. Модель загальної геометрії фізичного простору в задачах геофізики // Геодинаміка. – 2009. – № 1(8). – С. 12–14.
- Карпенко В.М., Стародуб Ю.П. Функція детермінованої ймовірності у дослідженнях будови Землі геофізичними методами // Геоінформатика. – 2007. – № 4 – С. 3139.
- Карпенко В.Н., Стародуб Ю.П., Стасенко В.Н., Билоус А.И. Энергоинформационный подход к вопросу оценки горизонтальной составляющей волнового поля по данным 1-D сейсмического эксперимента // Buletinul Institutului de geologie și seismologie al Academiei de științe a moldovei. – 2006. – No. 2. – С. 14–27.
- Коган С.Я. Краткий обзор теорий поглощения сейсмических волн // Физика Земли. – 1966. – № 11. – С. 3–38.
- Ланцош К. Вариационные принципы механики. – М.: Мир, 1965. – 408 с.
- Либов Р. Введение в теорию кинетических уравнений. – М.: Мир, 1974. – 371 с.
- Пригожий И. От существующего к возникающему – М.: Наука, 1985. – 255 с.
- Рыжов А.В. Электродинамические сейсмоприемники в российской геофизике // Приборы и системы разведочной геофизики. – 2008. – № 3. – С. 5–51.
- Седов Л.И. Математические методы построения новых моделей сплошных сред // Прикл. мат. и мех. – 1965. – Т. 20, № 5. – С. 121–180.
- Седов Л.И. О теории гравитации и электромагнетизма // Прикл. мат. и мех. – 1968. – Т. 32, № 5. – С. 771–785.
- Седов Л.И., Цыпкин А.Г. Принципы макроскопической теории гравитации и электромагнетизма. – М.: Наука, 1989. – 272 с.
- Тарасов В.Е. Квантовые диссипативные системы. // Теоретическая и математическая физика. – 1994. – Т. 100, № 3. – С. 402–417.
- Уайт Дж.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. – М.: Недра, 1986. – 262 с.
- Фрейденталь А., Гейрингер Х. Математические теории неупругой сплошной среды. – М.: Физматгиз, 1962. – 432 с.
- Misra B. // Proc. Nat. Acad. Sci. US. – 1978. – V.75. – P. 1629.
- Poincare H. // Acta Math. – 1890. – V.13. – P. 67–72; Rev. Metaphys. et Morale. – 1893. – V.I. – P. 534–537.
- Sedov L.I. // Z. Angew. Math, und Phys. – 1969. – V. 20, N. 5. – P. 643–658.
- Sedov L.I. Applied Mechanics // Proc. 11th Intern. Congr. Appl. Mech., Munich, 1964. – Munich: Springer-Verlag, 1966. – P. 9–19.
- Sedov L.I. Irreversible Aspects of Continuum Mechanics and Transfer of Physical Characteristics of Moving Fluids // Proc. IUTAM Symp. Vienna, 1966. – Vienna: Springer-Verlag, 1968. – P. 346–358.
- Zermelo E. // Ann. Phys. – 1896. – V.57. – P. 485–494.

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО КОЭФФИЦИЕНТА
ЗАТУХАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ДЛЯ ЗАДАЧ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ****В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб**

Рассмотрен метод определения амплитудно-фазового коэффициента затухания энергии акустических волн в неоднородном полупространстве. В основу метода положена энергетическая модель процессов возбуждения, передачи, отражения и приёма акустического импульса, учитывающая законы сохранения (баланса), изменения, переноса и упаковки энергии. Данная модель определила физический смысл затухания, как сдвиг во времени между частью оставленной в прошлом и переданной в будущее энергии физической системой, информация о потерянной энергии передаётся в будущее, как отличие принятой энергии от заданной энергии, которые контролируются на поверхности полупространства.

Ключевые слова: энергетический метод; амплитудно-фазовый коэффициент затухания; задачи сейсморазведки.

**ENERGY METHOD OF DETERMINATION OF AMPLITUDE AND PHASE COEFFICIENT
OF ACOUSTIC WAVE ATTENUATION FOR EXPLORATION SEISMOLOGY PROBLEMS****O.V. Karpenko, G.P. Starodub**

The method of determination of coefficient of attenuation of amplitude and phase of energy of acoustic waves in an inhomogeneous half-space is considered. The method is based on energy model of the processes of excitation, transmission, reflection and reception of acoustic pulse taking into account the laws of conservation (balance), change, transport and packaging of energy. This model has defined the physical meaning of attenuation, as the time shift between the left in the past and transmitted into the future energy by the physical system, the information about the lost energy is transferred into the future as unlike of accepted energy from a given energy which are controlled on the surface of the half-space.

Key words: energy method; amplitude and phase attenuation coefficient; problems of exploration seismology.

¹Державне підприємство «Науканафтогаз» НАК «Нафтогаз» України, м. Київ

²Львівський державний університет безпеки життєдіяльності, м. Львів

Надійшла 7.06.2011