УДК 550.834

НДІ нафтогазової промисловості НАК "Нафтогаз України", м. Київ

МИТТЄВІ ОЦІНКИ ЕФЕКТИВНОЇ ДИСПЕРСІЇ ШВИДКОСТІ ПОШИРЕННЯ СЕЙСМІЧНИХ КОЛИВАНЬ

Реальні геологічні середовища є складними гетерогенними утвореннями. Вплив такого середовища на сейсмічні хвилі, що поширюються в ньому, серед багатьох інших факторів, охоплює поглинання пружної енергії та її розсіювання. Зазначені явища супроводжується дисперсією швидкості поширення хвиль. Отже, важливим аспектом вирішення задачі вивчення складнопобудованих середовищ сейсморозвідкою є розвиток засобів вимірювання і аналізу цього ефекту, безумовно у певних наближеннях.

У сучасній сейсмічній розвідці дисперсію вивчають під час детальних вимірів динамічних характеристик сигналу, з чим і пов'язані основні результати та перспективи підвищення детальності результатів [1]. Кінематичні ж задачі для моделей диспергуючих середовищ практично не розглядалися, оскільки залежність швидкості поширення коливань від частоти істотно зменшує визначеність таких понять, як "промінь" або "хвильова поверхня". Вони зберігають зміст для деяких "домінант" складного хвильового руху і характеризують останні дуже посередніми оцінками часу пробігу, траєкторії руху, швидкості переміщення фронту в середовищі тощо.

Тому, під час вивчення дисперсії швидкості променева модель [2] поширення сейсмічних хвиль може бути введена лише умовно. З певного погляду це абстракція, що передбачає узгодження уведеної параметризованої моделі середовища і реально спостереженого поля на рівні спрощеної параметризації його характеристик.

Задамо модель хвильового процесу як регулярне поширення сейсмічного сигналу в середовищі із введенням таких припущень [3]:

- гармонічні компоненти сигналу, збудженого в джерелі, поширюються незалежно одна від одної;
- кожна гармоніка рухається зі своєю швидкістю $V(\omega)$, або запізнюється пропорційно параметру повільності $\lambda(\omega)$ такому, що $\lambda = \dfrac{1}{V(\varpi)}$.

У найпростішій ситуації прямолінійних траєкторій (ефективно-однорідна модель середовища з лінійною залежністю швидкості від частоти коливань), тобто

$$V(x,z,\omega)=V_0[1+\alpha(\omega-\omega_0)]\,, \tag{1}$$

величину затримки гармонік у часі можна описати виразом

$$\Delta t(x_v,x_r,\omega)=\int_{x_v}^{x_r} dS\left[\frac{1}{V}-\frac{1}{V_0}\right]=\int_{x_v}^{x_r}\frac{dS}{V_0}\frac{\alpha(\omega-\omega_0)}{1+\alpha(\omega-\omega_0)}=-t_c(x_v,x_r)\frac{\alpha(\omega-\omega_0)}{1+\alpha(\omega-\omega_0)}\,, \tag{2}$$

де (x_v, x_r) – координати точки збудження і реєстрації відповідно; t_c – спостережений час пробігу хвилі за “модальною” частотою (наприклад, частотою максимуму спектра сигналу).

З виразу (2) випливає можливість введення оцінки відносного запізнення гармонік, що складають спостережений сигнал [2]. Наприклад, можна побудувати залежність $\alpha=f\left(t_c\right)\big|_{x,t=\mathrm{const}}$ у координатах $\{x, z, t\}$, яка визначить ефективний розподіл оцінки дисперсії швидкості як трансформацію хвильового поля, аналогічну відомим “миттєвим” перетворенням (амплітуд, фаз, частот, акустичного імпедансу і т. ін.). На рис. 1 показано фрагмент часового розрізу вихідного (МСГТ) хвильового уявлення і трансформованого за вказаним правилом.

За припущення нормального падіння променю на межу з відсутністю перешкод (модель МСГТ) можна використовувати опис хвильового процесу одновимірним неоднорідним хвильовим рівнянням. Відповідний вираз для ейконалу з умовою частотної залежності швидкості (повільності) має вигляд

$$\left(\frac{\partial\tau(t)}{\partial z}\right)^2=\frac{1}{V^2(\omega)}=\lambda^2(\omega)\,, \tag{3}$$

де на відміну від рівняння (1) від частоти лінійно залежить величина, зворотна швидкості $\lambda=\lambda_0\,[1+\beta(\omega-\omega_0)]$ (умова лінійності виконується на відрізку $\omega'_{\text{гр}}-\omega''_{\text{гр.}}$)

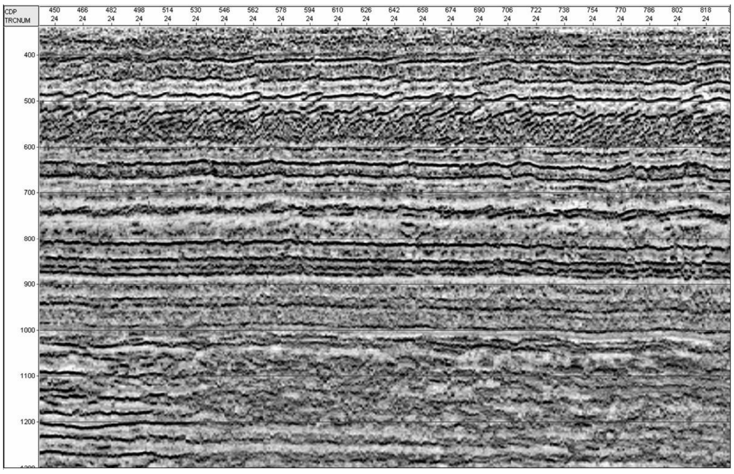
Тоді

$$\frac{\partial\tau}{\partial z}\cong\lambda_0\left[1+\beta\left(\omega-\omega_0\right)\right],$$

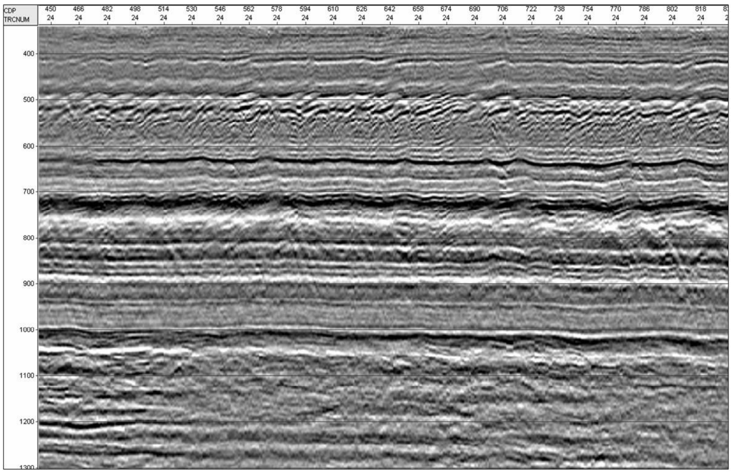
звідки

$$\frac{\partial^2\tau}{\partial z\partial\omega}\cong\lambda_0\beta\,. \tag{4}$$

Отже, можлива побудова алгоритму оцінки ефективної дисперсії через обчислення похідної функції запізнення. Диференціювання (4) по ω дає



а



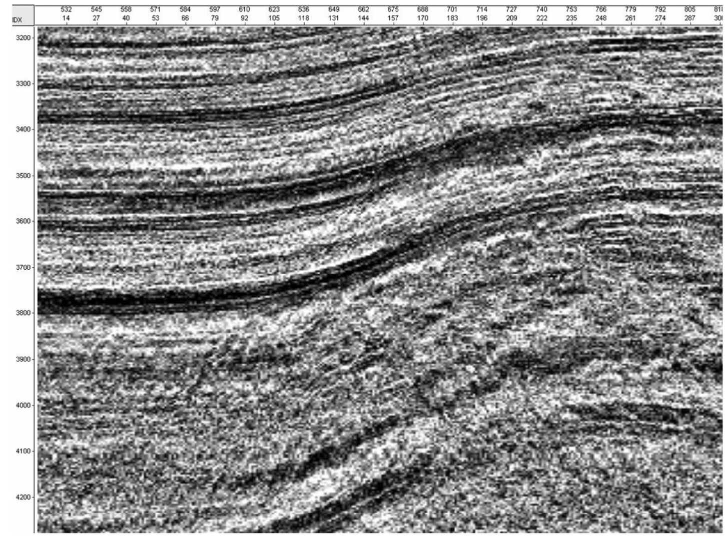
б

Рис. 1. Фрагменти часового розрізу по сейсмічному профілю МСГТ (Західний Сибір): *а* − розподіл $\alpha_{еф}$; *б* − сума СГТ

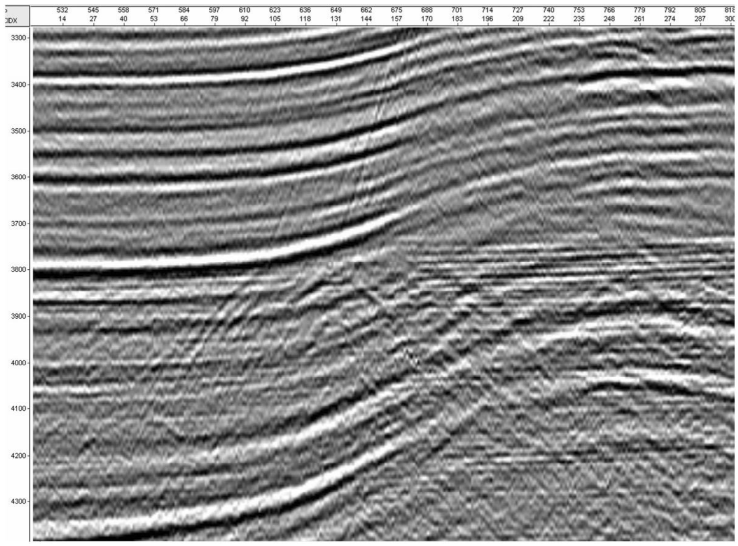
$$
\begin{gathered}
\frac{\partial}{\partial\omega}\left\{\frac{\Delta\tau}{\lambda\Delta z}\right\} \cong \beta, \\
\Delta\left\{\frac{\Delta\tau}{\Delta t_0}\right\} \Big/ \Delta\omega \cong \beta.
\end{gathered}
\tag{5}
$$

Задача, таким чином, зводиться до обчислення величини запізнення гармонік у діапазоні частот $\omega'_{гр} + \omega''_{гр}$ по t та зміні цієї величини по ω відповідно до (5), що дає наближену оцінку коефіцієнту лінійної залежності λ від частоти ω та можливість побудувати досить просту і ефективну обчислювальну схему для потрасної обробки сейсмограм МСГТ. Результат підсумовування сейсмограм, трансформованих у такий спосіб, показаний на рис. 2.

Безумовно, наведені матеріали ілюструють лише принципову можливість отримання інформації, яка опосередковано відображає умови пере-



а



б

Рис. 2. Фрагменти часового розрізу по сейсмічному профілю МСГТ (Чорне море): *а* – розподіл $\beta_{еф}$; *б* – сума СГТ

творення пружних хвиль, відмінні від дзеркального відбиття. Разом з тим загальна подібність основних рис динамічних зображень при виражених відмінностях у їх роздільності свідчить про перспективність подальших досліджень у цьому напрямі.

1. Кашик А.С., Гогоненков Г.Н. К вопросу о моделировании крупных, давно эксплуатирующихся месторождений // Нефт. хоз-во. – 2002. – № 7. – С. 94–99.
2. Подильчук Ю.Н., Рубцов Е.Л. Лучевые методы в теории распространения и рассеивания волн. – Киев: Наук. думка, 1988. – 215 с.
3. Горбунов В.І. Проблеми та перспективи підвищення ефективності сейсморозвідки нафтогазоносних об'єктів // Зб. наук. праць. – Київ, 2005. – С. 34–41.