

$$\Pi_j = \frac{D_m \pm \sqrt{D_m^2 - D_1}}{\sqrt{D_j}} > 1, \quad (6)$$

то контролер аналізатора видає сигнал на обчислення по  $j$ -му поліному.

На підставі даних з блоку аналізу і корекції, контролер аналізатора розраховує прогнозоване значення параметра на задане число кроків по узагальненій моделі прогнозування, яка визначається згідно виразу (2), по сигналу контролера аналізатора, зрівнюючи з даними регістру-зсуву. Результати надходять на інтерфейс. Через цей інтерфейс, контролер сівалки подає управляючі сигнали на інформаційні входи мультіплексора на вимір параметрів: температури або вологості ґрунтів орного поля або посівної борозни. При цьому контролер аналізатора формує відповідні адреси, подаючи коди на адресні входи мультіплексора, в результаті одна із команд потрапляє на вхід контролера для виконання.

**Висновки.** При реалізації аналізатора в якості контролерів керування можливо використувати програмовані мікропроцесорні контролери ATmega 128 (фірми Atmel, США), а в якості датчика рівня насіння у висівному апараті - безконтактний ультразвуковий датчик для вимірювання рівня UR30 від німецької компанії SICK AG. Запропонована технологія сівки просапних культур і внесення добрив дозволить підвищити врожайність висіяного насіння за рахунок більш якісного розподілу насіння і добрив у ґрунті та дозволяє виконувати сібку насіння при нестачі продуктивної вологи на глибині загортання насіння, в агротехнічні строки, у вологий ґрунт на глибину, що гарантує оптимальну густоту сходів.

#### Список літератури

1. Авторское свидетельство СССР № 581900, МПК А01С 7/04.
2. Авторское свидетельство СССР № 1028264, МПК А01С 7/04.
3. **Басин В.С., Брей В.В., Погорелый Л.В.** и др. Машины для точного посева пропашных культур: конструирование и расчет. Под ред. **Л.В. Погорелого**. - К.: Техніка, 1987, с. 130.
4. Авторское свидетельство СССР № 829009, МПК А01С 7/04
5. Пат. на корисну модель № 84931 Україна, МПК 2013.01, А01С 7/00. Пристрій для висіву насіння просапних культур і внесення добрив/**Лобов В.Й., Назаренко В.М., Дубовик І.І.**; заявл. 26.03.2013, опубл. 11.11.2013, Бюл.№ 21.
6. Пат. на корисну модель № 84925 Україна, МПК 2013.01, А01С 7/00. Спосіб сівки просапних культур і внесення добрив/**Лобов В.Й., Назаренко В.М., Дубовик І.І.**; заявл.26.03.2013, опубл.11.11.2013, Бюл.№ 21.

Рукопись поступила в редакцию 19.03.14

УДК 621.926: 34.16

В.С. МОРКУН, д-р техн. наук, проф., А.В. ПИКИЛЬНЯК, аспирант  
Н.В. МОРКУН, Н.С. ПОДГОРОДЕЦКИЙ, кандидаты техн. наук, доц.  
Криворожский национальный университет

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ МЕТОДОМ РАССЛОЕННЫХ ПРОСТРАНСТВ (K-SPACE)

Приведено описание метода, позволяющего более точно оценивать параметры ультразвуковых волн, распространяющихся в случайно- неоднородных гетерогенных средах, включающих твердую, жидкую и газовую фазы.

**Ключевые слова:** фазированная решетка, ультразвук, флотация, пульпа, газовая фаза, управление.

**Проблема и ее связь с практическими задачами.** Для осуществления контроля основных технологических параметров и автоматического управления технологическим процессом обогащения полезных ископаемых, важной задачей является контроль параметров сложных гетерогенных сред, включающих твердую, жидкую и газовую фазы.

**Анализ исследований и публикаций.** Ультразвуковые колебания представляют собой периодические возмущения состояния упругой среды, характеризующиеся изменением ее физических свойств, происходящим синхронно с возмущением. При распространении ультразвука колебания локального объема среды передаются соседним участкам посредством упругих волн,

характеризующихся изменением плотности среды в пространстве и переносящих энергию колебаний. Основные соотношения, описывающие ультразвуковые колебания и волны в среде, следуют из уравнения состояния среды, уравнения движения Ньютона и уравнения неразрывности [1-3]. Результатом являются уравнения волнового типа, которые могут быть решены при соответствующих начальных и граничных условиях.

Для описания поля излучения ультразвуковых волн введем дифференциальную характеристику  $I_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega})$ . Под  $I_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega})$  будем понимать интенсивность ультразвуковой волны (с длиной волны  $\lambda$ ), которую определим как отнесенную к единице телесного угла мощность излучения, проходящего через единичную площадку перпендикулярно к направлению  $\vec{\Omega}$  в точке  $\vec{r}$ . Здесь  $\vec{\Omega}$  - единичный вектор, определяющий направление в пространстве,  $\vec{r}$  радиус-вектор, определяющий положение заданной точки в пространстве.

При распространении акустических волн в жидкости происходят необратимые потери энергии, которые обусловлены внутренним трением (вязкостью) и, в определенной степени, теплопроводностью среды.

Выражение для величины поглощения плоской волны в жидкости в зависимости от вязкости среды получено в работах Стокса, а коэффициент поглощения звука, обусловленный теплопроводностью среды, определен в работах Кирхгофа и Бикара [4].

Наличие частиц твердой фазы и газовых пузырьков вносит определенные особенности в процесс затухания и рассеяния энергии ультразвуковой волны.

Рассеяние волн на частицах твердой фазы становится существенным, если длина волны  $\lambda$  соизмерима с размерами самих частиц. В том случае, когда волна проходит через среду, содержащую большое число хаотически расположенных частиц, фазы волн, рассеиваемых в любом данном направлении и приходящих от хаотически расположенных центров, являются некогерентными. Вследствие этого полная интенсивность ультразвуковой волны в данной точке равна сумме интенсивностей волн, приходящих от всех рассеивающих центров. Сечения рассеяния в этом случае аддитивны, поэтому линейные коэффициенты поглощения  $\Sigma_-(\lambda)$  и рассеяния  $\Sigma_s(\lambda)$  можно определить по формулам

$$\Sigma_-(\lambda) = n\sigma_c(\lambda); \quad \Sigma_s(\lambda) = n\sigma_s(\lambda), \quad (1)$$

где  $n$  - концентрация частиц (число частиц в единице объема);  $\sigma_-(\lambda)$  и  $\sigma(\lambda)$  - полные сечения поглощения и рассеяния акустической волны на частице.

Полные сечения поглощения и рассеяния зависят не только от длины волны ультразвуковых колебаний, но и от размеров частиц  $r$ . Под линейными коэффициентами поглощения и рассеяния следует понимать величины, которые определяют среднюю долю энергии, поглощенной и рассеянной средой на единице длины пути в единицу времени.

Основная характеристика поля излучения ультразвука  $I_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega})$  должна определяться из кинематического уравнения. Прежде, чем записать это уравнение, введем понятие дифференциального по углам коэффициента рассеяния

$$\Sigma_s(\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') = n\sigma_s(\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}'), \quad (2)$$

где  $\sigma_s(\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}')$  - дифференциальное по углам сечение рассеяния энергии на частице твердой фазы. Величина  $\sigma_s(\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}'$  представляет собой долю энергии, рассеиваемой частицей в элемент телесного угла  $d\vec{\Omega}'$ . Очевидно, что полное сечение рассеяния  $\sigma_s$  связано с дифференциальным сечением рассеяния соотношением

$$\sigma_s = \int_{4\pi} \sigma_s(\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}', \quad (3)$$

Кинетическое уравнение, решением которого является функция  $I_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega})$  можно получить, рассматривая энергетический баланс в элементарном объеме фазового пространства

$$\vec{\Omega} \nabla I_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega}) = -\Sigma(\lambda) I_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \int d\vec{\Omega}' \Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) I_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega}') + S_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega}), \quad (4)$$

где  $\Sigma(\lambda) = \Sigma_-(\lambda) + \Sigma_s(\lambda)$ .

$S_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega})$  - функция плотности излучения источника ультразвука, которая определяет сред-

ною величину енергії, випускаємої в одиницю часу одиничним фазовим об'ємом.

Под фазовими координатами розуміється сукупність змінних  $r$  і  $\Omega$ , а елементарний фазовий об'єм визначається добутком  $d\vec{r} \cdot d\vec{\Omega}$ .

Смисл цього рівняння заключається в наступному: зміна інтенсивності ультразвукового пучка, маючого напрямлення  $\vec{\Omega}$  в точці  $\vec{r}$  відбувається, во-первых, внаслідок його ослаблення-поглинання і розсіяння (перший член правої частини); во-вторых, внаслідок розсіяння потоку енергії, раніше маючого напрямлення  $\vec{\Omega}'$ , в напрямлення  $\vec{\Omega}$  (другий член в правої частини), і нарешті, за рахунок енергії, прибуваючої в цей пучок від джерел (останній член правої частини). Рівняння (3) можна привести до інтегрального рівняння виду (4)

$$I_{\lambda}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \int d\vec{r}' \int d\vec{\Omega}' \sum_s (\vec{\Omega}' - \vec{\Omega}) \frac{e^{-\tau(\vec{r}', \vec{r}, \lambda)}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \times \\ \times \delta \left[ \vec{\Omega} - \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] I_{\lambda}(\vec{r}', \vec{\Omega}') + I_{\lambda}^0(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (4')$$

де  $\tau(\vec{r}', \vec{r}, \lambda) = \Sigma(\lambda) |\vec{r} - \vec{r}'|$ ;  $\delta(\cdot)$  дельта-функція Дірака;  $I_{\lambda}^0(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^{\infty} S_{\lambda}(\vec{r} - \xi \vec{\Omega}, \vec{\Omega}) e^{-\tau(\xi, \lambda)} d\xi$  - вільний член інтегрального рівняння (4), визначаючий інтенсивність нерозсіяної ультразвукової хвилі;  $\xi = |\vec{r} - \vec{r}'|$ .

Рішення рівняння (4') можна записати в формі ряду Неймана [5], представляючого собою розкладання рішення по кратності розсіяння ультразвукових хвиль. Перший член ряду Неймана визначає поле нерозсіяного випромінювання ультразвукових хвиль, другий член - однократно розсіяне випромінювання і т.д.

Однак аналітично отримати вираження навіть для однократно розсіяного випромінювання неможливо. Тому слід застосовувати чисельні методи рішення інтегральних рівнянь виду (4).

**Ціль досліджень.** Ціллю дослідження є моделювання процесу розповсюдження ультразвукових хвиль в випадково-неоднорідних гетерогенних середовищах, включаючих тверду, рідину і газову фази.

**Визначення матеріалу і результати.** Розглянемо метод розшарованих просторів ( $k$ -space) для моделювання розповсюдження ультразвукових хвиль в неоднорідних середовищах з використанням грубих сіток, з збереженням необхідної точності [6,7].

Опишемо розповсюдження ультразвукових хвиль в залежності від рівнянь збереження маси, закону збереження імпульсу і рівняння стану [8,9] використовуючи парні рівняння першого порядку, які можуть бути представлені в наступному вигляді

$$\frac{\partial p(\vec{x}, t)}{\partial t} + \rho(\vec{x}) c^2(\vec{x}) \nabla v(\vec{x}, t) = -\alpha(\vec{x}) p(\vec{x}, t), \quad (5)$$

$$\rho(\vec{x}) \frac{\partial v(\vec{x}, t)}{\partial t} + \nabla p(\vec{x}, t) = 0, \quad (6)$$

де  $p(\vec{x}, t)$  - залежність збурень тиску ультразвуку від часу і простору ( $x$  - 3D Декартова вісь  $(x, y, z)$ );  $\rho(\vec{x})$  - просторово залежна густина;  $c(\vec{x})$  - просторово залежна швидкість звуку;  $v(\vec{x}, t)$  - швидкість частинки і  $\alpha(\vec{x})$  - коефіцієнт абсорбції еквівалентні оберненої величині часу релаксації.

Представимо всі абсорбційні ефекти (втрати на тертя, втрати теплопровідності і втрати на внутрімолекулярні процеси) одним часом релаксації. З рівняння (6), спрощене рівняння може бути записано в наступному вигляді

$$\frac{\partial v(\vec{x}, t)}{\partial t} = \frac{-\nabla p(\vec{x}, t)}{\rho(\vec{x})}$$

Продиференціюємо рівняння (5) з урахуванням часу і відхилень в рівнянні (6) остаточні рівняння можуть бути представлені в наступному вигляді

$$\frac{\partial^2 p(\vec{x}, t)}{\partial t^2} + \rho(\vec{x}) c^2(\vec{x}) \frac{\partial}{\partial t} \nabla v(\vec{x}, t) = -\alpha(\vec{x}) \frac{\partial p(\vec{x}, t)}{\partial t}, \quad (5')$$

$$p(\bar{x}, t) \frac{\partial}{\partial t} \nabla v(\bar{x}, t) + \frac{\partial v(\bar{x}, t)}{\partial t} \nabla \rho(\bar{x}) + \nabla^2 p(\bar{x}, t) = 0, \quad (6')$$

С учетом перестановок в (5') получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla v(\bar{x}, t) = - \left( \frac{\alpha(\bar{x})}{\rho(\bar{x}) c^2(\bar{x})} \frac{\partial p(\bar{x}, t)}{\partial t} + \frac{1}{\rho(\bar{x}) c^2(\bar{x})} + \frac{\partial^2 p(\bar{x}, t)}{\partial t^2} \right)$$

Подставив это уравнение в (6'), получим

$$\frac{-\alpha(\bar{x})}{c^2(\bar{x})} \frac{\partial p(\bar{x}, t)}{\partial t} - \frac{\partial^2 p(\bar{x}, t)}{c^2(\bar{x}) \partial t^2} - \frac{1}{\rho(\bar{x})} \nabla p(\bar{x}, t) \nabla \rho(\bar{x}) + \nabla^2 p(\bar{x}, t) = 0, \quad (7)$$

Чтобы записать это уравнение в форме, аналогичной волновому уравнению произведем дополнительные алгебраические преобразования. Упрощение отклонения градиента давления к плотности может быть представлено в следующем виде

$$\nabla \left( \frac{\nabla p(\bar{x}, t)}{\rho(\bar{x})} \right) = \frac{\nabla^2 p(\bar{x}, t)}{\rho(\bar{x})} - \frac{\nabla p(\bar{x}, t) \nabla \rho(\bar{x})}{\rho(\bar{x})^2}, \quad (8)$$

С учетом выражения (7), уравнение (8) может быть представлено в следующем виде

$$\nabla \left( \frac{1}{\rho(\bar{x})} \nabla p(\bar{x}, t) \right) - \frac{1}{\rho(\bar{x}) c^2(\bar{x})} \frac{\partial^2 p(\bar{x}, t)}{\partial t^2} = \frac{\alpha(\bar{x})}{\rho(\bar{x}) c^2(\bar{x})} \frac{\partial p(\bar{x}, t)}{\partial t}, \quad (9)$$

Это уравнение представляет собой линейное волновое уравнение распространения ультразвуковой волны в неоднородной гетерогенной среде с параметрами поглощения, включенных в качестве виртуального источника, который зависит от производной давления по времени, умноженной на независимый фактор поглощения частот.

Упростим уравнение (9), отделим параметры скорости звука  $c(\bar{x})$  и плотности  $\rho(\bar{x})$  от вторых производных давления с учетом пространственных и временных переменных для решения задачи распространения ультразвука с использованием метода расслоенного пространства.

При дальнейшем дифференцировании термом абсорбции можно пренебречь и включить его в термы эффективного источника после упрощения.

Исходное уравнение может быть представлено в следующем виде

$$\nabla \left( \frac{1}{\rho(\bar{x})} \nabla p(\bar{x}, t) \right) - \frac{1}{\rho(\bar{x}) c^2(\bar{x})} \frac{\partial^2 p(\bar{x}, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (10)$$

Нормализованное давление может быть представлено в следующем виде

$$\psi(\bar{x}, t) = \frac{p(\bar{x}, t)}{\sqrt{\rho(\bar{x})}}$$

Подставляя это уравнение в (10) получим

$$\nabla \left( \frac{1}{\rho(\bar{x})} \nabla p^{1/2}(\bar{x}, t) \psi(\bar{x}, t) \right) = \frac{\rho^{1/2}(\bar{x})}{\rho(\bar{x}) c^2(\bar{x})} \frac{\partial^2 \psi(\bar{x}, t)}{\partial t^2}$$

Упростим это уравнение

$$\nabla^2 \psi(\bar{x}, t) - \rho^{1/2}(\bar{x}) \psi(\bar{x}, t) \nabla^2 \rho^{1/2}(\bar{x}) = \frac{1}{c^2(\bar{x})} \frac{\partial^2 \psi(\bar{x}, t)}{\partial t^2}$$

С учетом дальнейших упрощений уравнение примет вид

$$\nabla^2 \psi(\bar{x}, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \psi(\bar{x}, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \left[ c_0^2 \rho^{1/2}(\bar{x}) \left( \nabla^2 \rho^{1/2}(\bar{x}) \right) \psi(\bar{x}, t) + \left( \frac{c_0^2}{c^2(\bar{x})} - 1 \right) \frac{\partial^2 \psi(\bar{x}, t)}{\partial t^2} \right]$$

Еще большее упрощение получим путем определения эффективных источников функций  $q(r, t)$  и  $v(r, t)$ , которые могут быть представлены в следующем виде

$$q(\bar{x}, t) = c_0^2 \rho^{1/2}(\bar{x}) \psi(\bar{x}, t) \nabla^2 \rho^{-1/2}(\bar{x})$$

$$v(\bar{x}, t) = \left( \frac{c_0^2}{c^2(\bar{x}, t)} - 1 \right) \psi(\bar{x}, t)$$

Упростим уравнение (10)

$$\nabla^2 \psi(\bar{x}, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \psi(\bar{x}, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \left( q(\bar{x}, t) + \frac{\partial^2 v(\bar{x}, t)}{\partial t^2} \right), \quad (11)$$

Это уравнение может быть легко трансформировано в область частот при помощи трехмерного пространственного преобразования Фурье в следующем виде

$$k^2 F(k, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 F(k, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \left( Q(k, t) + \frac{\partial^2 V(k, t)}{\partial t^2} \right), \quad (12)$$

где  $F(k, t)$ ,  $Q(k, t)$  и  $V(k, t)$  - трехмерные пространственные преобразования Фурье величин  $\psi(\bar{x}, t)$ ,  $q(\bar{x}, t)$  и  $v(\bar{x}, t)$  соответственно. Уравнение (3.46) удовлетворяет общее волновое поле и определяется как сумма падающего и рассеянного полей  $\psi(\bar{x}, t) = \psi_i(\bar{x}, t) + \psi_s(\bar{x}, t)$ , а также рассеянного волнового поля. Тем не менее, падающее волновое поле выполняется использованием волнового уравнения без каких-либо источников

$$\nabla^2 \psi(\bar{x}, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \psi(\bar{x}, t)}{\partial t^2} = 0$$

Для случая неоднородной среды (с учетом как падающей так и рассеянной волны), необходимо ввести новый дополнительный источник  $w(\bar{x}, t) = \psi_s(\bar{x}, t) + v(\bar{x}, t)$ . Подставляя этот источник в уравнение (12) получим следующее выражение

$$\frac{\partial^2 W(k, t)}{\partial t^2} = k^2 c_0^2 [W(k, t) - V(k, t)] - Q(k, t), \quad (13)$$

$$\text{где } V(k, t) = F \left[ \left( 1 - \frac{c^2(\bar{x})}{c_0^2} \right) (\psi_i(\bar{x}, t) + w(\bar{x}, t)) \right]$$

$$Q(k, t) = c_0^2 F \left[ \sqrt{\rho(\bar{x})} \nabla^2 \rho^{1/2}(\bar{x}) (\psi_i(\bar{x}, t) + w(\bar{x}, t) - v(\bar{x}, t)) \right]$$

где  $F$  - пространственное преобразование Фурье.

Используем нестандартный конечноразностный подход для решения этого уравнения [10]. Дискретизация производной по времени дает

$$W(k, t + \Delta t) - 2W(k, t) + W(k, t - \Delta t) = 4 \sin^2 \left( \frac{c_0 k \Delta t}{2} \right) \times \left[ V(k, t) - W(k, t) - \frac{Q(k, t)}{c_0^2 k^2} \right], \quad (14)$$

Этот  $k$ - $t$  пропагатор, является ключевым уравнением распространения ультразвука в гетерогенной среде после установления начальных и граничных условий.

Рассмотрим нелинейное волновое уравнение предложенное в работе [11] для метода расслоенного пространства. Волновое уравнение по шкале полутонов, включающее нелинейную характеристику ультразвука может быть представлено в следующем виде

$$\nabla^2 \psi(\bar{x}, t) - \sqrt{\rho(\bar{x})} \psi(\bar{x}, t) \nabla^2 \frac{1}{\sqrt{\rho(\bar{x})}} - \frac{1}{c^2(\bar{x})} \frac{\partial^2 \psi(\bar{x}, t)}{\partial t^2} = - \frac{\beta(\bar{x})}{\sqrt{\rho_0} c_0^4} \frac{\partial^2 \psi^2(\bar{x}, t)}{\partial t^2}$$

где  $\psi^2(\bar{x}, t)$  - источник нелинейности,  $\beta(\bar{x})$  - коэффициент нелинейности. Уравнение гармонических колебаний может быть представлено в следующем виде

$$\frac{\partial^2 W2(\bar{k}, t)}{\partial t^2} = (c_0^2 k^2) (VNL2(\bar{k}, t) - W2(\bar{k}, t)) - Q(\bar{k}, t), \quad (15)$$

где  $w2(\bar{x}, t) = \psi_s(\bar{x}, t) + v_{NL2}(\bar{x}, t)$  - дополнительный источник (где индекс  $s$  указывает на рассеянную часть ультразвукового поля);  $W2(\bar{k}, t)$  - пространственное преобразование Фурье.

$$v_{NL2}(\bar{x}, t) = \left( \frac{c_0^2}{c^2(\bar{x})} - 1 \right) \psi(\bar{x}, t) - \frac{\beta(\bar{x})}{\sqrt{\rho_0} c_0^2} (\psi_s^2(\bar{x}, t) + 2\psi_s(\bar{x}, t) \psi_i(\bar{x}, t))$$

(индекс  $i$  указывает на падающую часть ультразвукового поля) После пространственного преобразования Фурье уравнение может быть представлено в следующем виде

$$\begin{aligned}
 v_{NL2}(\bar{k}, t) = & \\
 = F & \left\{ \left( \frac{c_0^2}{c^2(\bar{x})} - 1 \right) \left[ \psi_i(\bar{x}, t) + w_2(\bar{x}, t) - \frac{\beta(\bar{x})}{\sqrt{\rho_0 c_0^2}} (\psi_s^2(\bar{x}, t) - 2\psi_s(\bar{x}, t)\psi_i(\bar{x}, t)) \right] \right. \\
 & \left. - \frac{\beta(\bar{x})}{\sqrt{\rho_0 c_0^2}} (\psi_s^2(\bar{x}, t) - 2\psi_s(\bar{x}, t)\psi_i(\bar{x}, t)) \right\} \\
 Q(k, t) = F & \left[ c_0^2 \sqrt{\rho(\bar{x})} \nabla^2 \left( \frac{1}{\sqrt{\rho(\bar{x})}} \right) [\psi_i(\bar{x}, t) - w_2(\bar{x}, t) - v_{NL2}(\bar{x}, t)] \right]
 \end{aligned}$$

Введение термина нелинейности в метод расслоенного пространства делает его более удобным для вычисления фактического температурного рельефа в неоднородных крупномасштабных моделях.

Смоделируем распространение поля ультразвукового давления в гетерогенной среде с использованием метода расслоенного пространства.

На рис. 1 показаны результаты распространения ультразвуковой волны через гетерогенную среду.

В градациях серого показано распределение поглощения центрального среза в качестве фона, и распределение квадрата давления на поверхности этого фона.

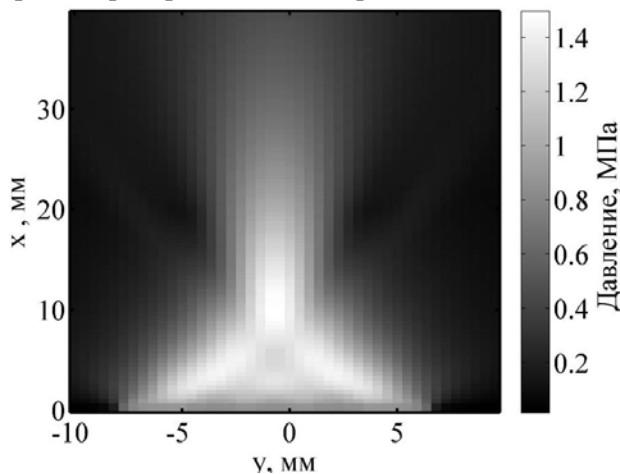


Рис. 1. Диаграмма направленности луча на основе зарегистрированного максимума давления

На рис. 2 показано конечное поле давления *a*, максимальное давление *b* и среднеквадратичное давление *в* пучка приведены.

Фокус преобразователя и боковые лепестки отчетливо видны.

На рис. 4 показано линейное поперечное сечение фокуса в направлении по оси *x*: 1 - для одиночного источника, 2 - моделирование методом расслоенного пространства в воде; 3 - в гетерогенной среде.

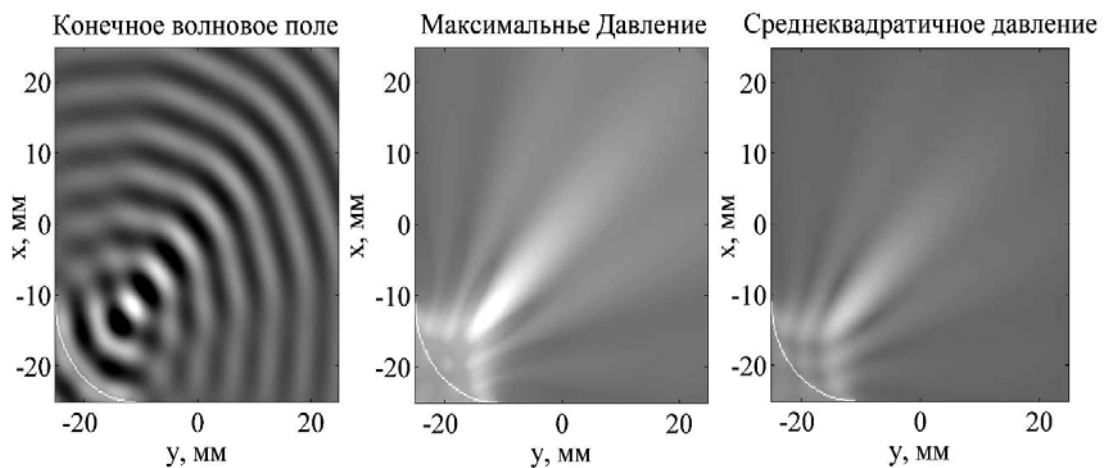


Рис. 2. Распространение ультразвуковой волны в гетерогенной среде: *a* - конечное поле давления, *b* - максимальное давление, *в* - среднеквадратичное давление

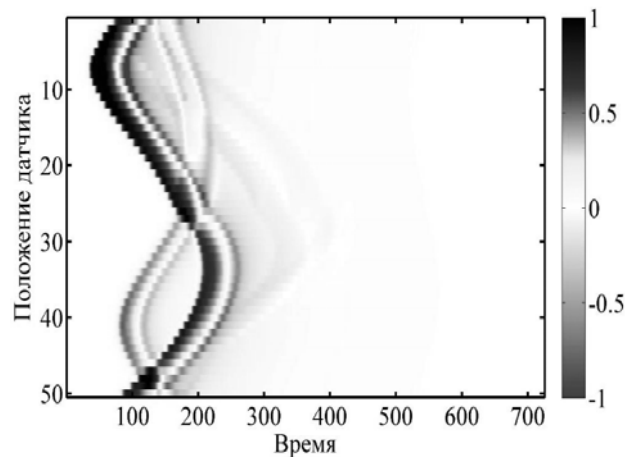


Рис. 3. Форма основного волнового фронта

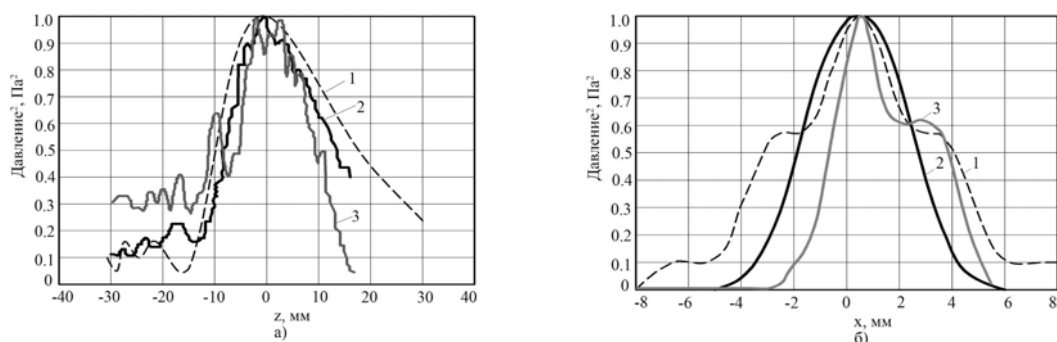


Рис. 4. Сравнение результатов моделирования нормированного квадрата давления для: 1 - экранированного простого источника, 2 - моделирования методом расслоенного пространства в однородной среде (вода) и 3 - неоднородной среде (пульпа) по оси: а - z и б - x

Моделирование температур было выполнено с помощью уравнения теплопереноса [12]. Накопленная мощность была извлечена из трех перпендикулярных линий, которые пересекали значения изменения фокальной области смоделированного и измеренного давления ультразвука (см. рис. 3).

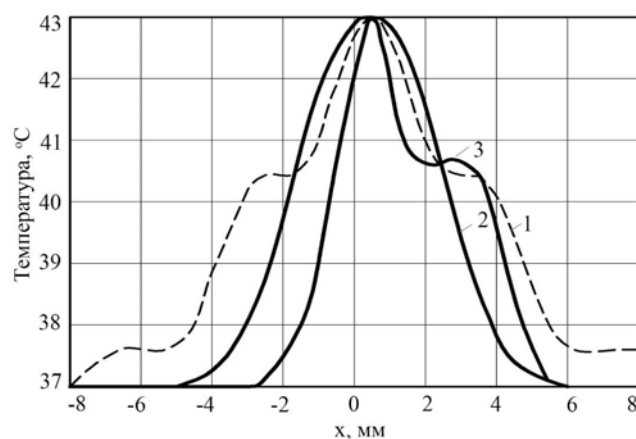


Рис. 5. Сравнение результатов моделирования распределения температуры: 1 - для экранированного простого источника; 2 - моделирования методом расслоенного пространства в однородной среде (вода); 3 - неоднородной среде (пульпа) по оси x

**Выводы.** Для построения модели ультразвукового поля в случайно-неоднородной среде использован метод расслоенных пространств, что позволило увеличить точность оценки параметров поля.

## Список літератури

1. **Кочура Е.В.** Автоматизация контроля качества усреднения сырья перед его обогащением//Обогащение руд. – 1995. - № 6. – С. 41-43.
  2. **Morkun V.S.** Ultrasonic control of random heterogeneous mediums parameters // Non Destructive Testing'92. – Amsterdam: ELSEVIER, 1991. – P. 989-993.
  3. **V. Morkun, S. Goncharov, A. Pikilnyak, A. Krivenko**].- ТЕКА. Commission of Motorization and Energetics in Agriculture, 2012. - Vol. 12. - №.4. - P. 162-166.
  4. **Бергман Л.** Ультразвук и его применение в науке и технике. - М.: Изд-во иностран. лит., 1957. – 726 с.
  5. **Фано У., Спенсер Л., Бергер М.** Перенос гамма-излучения. - М.: Госатомиздат, 1963. – 284 с.
  6. **Mast T. D. et al.** A k-space method for large-scale models of wave propagation in tissue // IEEE Trans.Ultrason., Ferroelect., Freq.Contr., 48(2), 2001. - P. 341-354.
  7. **Tabei M., Mast T. D., Waag R. C.** A new k-space method for coupled first-order acoustic propagation equations//Journal of the Acoustical Society of America (submitted). 2001.
  8. **Mast T.D., Hinkelman L.M., Metlay L.A., Orr M.J., Waag R.C.** // **J. Acoust. Soc.Am.** 106, 3665 (1999).
  9. **Morkun V. S.** Ultrasonic Control of Random Heterogeneous Mediums Parameters // АММТІАС'42, 1992.
  10. **Mast T. D. et al.**// IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control'48, (2001). - P. 341
  11. **Chung A. H., Hynynen K. H., Cline H. E., Jolesz F. A.** Quantification of thermal exposure using proton resonance frequency shift // Proc.SMR 4th Meeting, ISSN 1065-9889 3, 1751. 1996.
  12. **Pennes H. H.** // Journal of Applied Physiology'1, 93 1948.
- Рукопись поступила в редакцию 19.03.14

УДК 622.235: 622.271

Є.О. НЕСМАШНИЙ, д-р техн. наук, проф., К.А. ФЕДІН, аспірант,  
Криворізький національний університет

### **РОЗРОБКА МЕТОДИКИ ОБЧИСЛЕННЯ ТА ДОСВІД ЗАСТОСУВАННЯ ЧАСОВИХ ІНТЕРВАЛІВ ПРИ ПРОВЕДЕННІ МАСОВИХ ВИБУХІВ НА КАР'ЄРІ «ПІВДГЗК»**

Наведено результати створення методики обчислення часових діаграм при проведенні масових вибухів колонкових зарядів на кар'єрі Південного ГЗК, застосування яких дозволяє унеможливити виникнення явища інтерференції сейсмічних хвиль біля цивільних об'єктів, що захищаються від їх дії.

**Постановка наукової задачі.** В «Єдиних правилах безпеки при вибухових роботах» [1] наведено методику розрахунку безпечних відстаней для захисту від дії сейсмічних хвиль, що виникають при масовому підриванні зосереджених свердловинних зарядів. Це питання особливо актуальне для кар'єра Південного ГЗК, бо у безпосередній близькості зі східним бортом кар'єру знаходиться масив одноповерхових житлових будинків, який потребує захисту від негативного впливу сейсмічних хвиль та виникнення явища їх інтерференції [13].

Для запобігання негативної дії масових вибухів в кар'єрі Південного ГЗК впроваджено масове застосування без тротилової вибухової речовини (україніт ПП-2Б, емоніт Н100), неелектричних систем ініціювання вибуху «Прима-Ера», яка дозволяє здійснювати коротко уповільнене підривання кожної окремої вибухової свердловини із застосуванням уповільнювачів номіналом 17;25;42;67;109; 167 мс, відповідно до гірничо-геологічних умов конкретних вибухових блоків [15,17].

Разом з тим до цього часу невирішено питання визначення часу уповільнення між підривом окремих вибухових блоків, яких при проведенні масових вибухів на Криворізьких кар'єрах може бути більше десятка [19]. За цих умов сейсмічні хвилі від окремих вибухових блоків, відстань між якими може досягати декількох кілометрів, можуть прийти до житлових будинків майже одночасно [14]. У цьому випадку можливе виникнення явища їх інтерференції з непередбачуваними наслідками для об'єктів, що захищаються [16,18].

Розв'язанню цієї наукової задачі і присвячено дану наукову роботу.

**Результати проведених експериментів.** Зважаючи на важливе соціальне значення сейсмічної безпеки масових вибухів на Криворізьких кар'єрах і відповідно з рішенням Криворізької міської ради, усі вибухи повинні супроводжуватись моніторингом їх сейсмічного рівня [3]. Такі роботи виконуються і на кар'єрі Південного ГЗК, при цьому визначення рівня