15. Быстриков А.В. Механохимия поверхности кварца. III. Активные центры в реакции с водородом / А.В. Быстриков, А.Н. Стрелецкий, П.Ю. Бутягин // Кинетика и катализ. – 1980. – Т. XXI, вып. 4. – С. 1013–1018.
16. Механохимия поверхности кварца. IV. Взаимодействие с кислородом / И.В. Берестецкая, А.В. Быстриков, А.Н. Стрелецкий, П.Ю. Бутягин // Кинетика и катализ. – 1980. – Т. XXI, вып. 4. – С. 1019–1022.
17. Быстриков А.В. Механохимия поверхности кварца. V. Окисление окиси углерода / А.В. Быстриков, А.Н. Стрелецкий, П.Ю. Бутягин // Кинетика и катализ. – 1980. – Т. XXI, вып. 5. – С. 1148–1153.
18. Колбанев И.В. Механохимия поверхности кварца. VI. Свойства перекиси ∑SiOOOSi∑ / И.В. Колбанев, И.В. Берестецкая, П.Ю. Бутягин // Кинетика и катализ. – 1980. – Т. XXI, вып. 5. – С. 1154–1158.
19. Бутягин П.Ю. Кинетика и природа механохимических реакций / П.Ю. Бутягин // Успехи химии. – 1971. – Т. 40. – С. 1935–1959.
20. Ярым-Агаев Ю.Н. О короткоживущих активных центрах в гетерогенных механохимических реакциях / Ю.Н. Ярым-Агаев, П.Ю. Бутягин // Докл. АН СССР. – 1972. – Т. 207. – С. 892–896.

В статье рассмотрен механизм накопления энергии кристаллическими веществами на примере кварца, который является основным породообразующим и „сквозным“ минералом гидротермальных систем. Рассчитывается энергия образования вакансий в кварце. Приведен пример расчета поверхностной энергии для кристаллов кварца. Установлено, что основной вклад в запасенную внутреннюю энергию кристаллов кварца вносят дислокации, часть энергии вакансий и поверхностей ниже на один-два порядка величин; химическая активность поверхности кристаллов кварца определяется плотностью (концентрацией) поверхностных активных центров, то есть электрических зарядов. Показано, что образование внешних и внутренних поверхностей раздела, дислокаций, вакансий и других дефектов является одним из возможных путей накопления дополнительной внутренней энергии кристаллами при механических нагрузках.

Ключевые слова: *механоактивация, дислокации, запасенная энергия, активный центр, кварц*

The mechanism of energy accumulation by the crystalline matters on the example of quartz that is basic rock-forming and “through” mineral of the hydrothermal systems is considered in the article. Energy of vacancies formation in quartz is accounted. The example of calculation of superficial energy for the quartz crystals is resulted. It is set that dislocations make basic contribution to the accumulated internal energy of quartz crystals, part of energy of vacancies and surfaces is below by a factor of 10^1-10^2; chemical activity of quartz crystals surface is determined by the density (by concentration) of superficial active centers, i.e. electric charges. It is shown that formation of external and internal interfaces, dislocations, vacancies and other defects is one of possible ways of accumulation of additional internal energy by crystals upon the mechanical loadings.

Keywords: *mechanical activation, dislocations, accumulated energy, active center, quartz*

Рекомендовано до публікації к.г.-м.н. Ю.Т. Хоменко 21.06.10

УДК 536.24

В.О. Яковенко

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ МІКРОХВИЛЬОВОГО НАГРІВАННЯ СИПУЧИХ ГІРНИЧОРУДНИХ МАТЕРІАЛІВ

V.O. Yakovenko

MATHEMATICAL MODELING OF MICROWAVE HEATING OF LOOSE MINING MATERIALS

Побудовано математичну модель процесу розігрівання енергією мікрохвильового електромагнітного поля замерзлих при транспортуванні сипучих гірничорудних матеріалів з урахуванням фазових перетворень. Рішення сформульованої задачі дозволяє визначити розподіл температур та вологовмісту у твердій і рідкій фазах розігрітого пористого середовища, закон руху межі фазового перетворення та робочу частоту електромагнітного поля.

Ключові слова: *математична модель, фазові перетворення, мікрохвильове нагрівання*

Вступ. Під час транспортування гірничорудних сипучих вантажів або тривалого простою вантажу в місцях завантаження чи вивантаження в зимових умовах відбувається його змерзання. Основною причиною змерзання є підвищена вологість, унаслідок чого утворюється тверда фаза у вигляді льоду. У результаті ускладнюється вивантаження, порушується робота транспорту і промислових підприємств. Тому для гірничорудної промисловості проблема розморожування сипучих вантажів узимку є надзвичайно актуальною [1].

Розмерзання сипучих речовин здійснюється шляхом передачі тепла конвекцією при обтіканні стінок газом, а також радіацією від смолоскипа і розпечених стінок. У роботі [2] виконано комплексні теоретичні та експериментальні дослідження розморожування таких вантажів.

У даній роботі пропонується теоретично досліджувати процес розігрівання замерзлих насипних вантажів енергією мікрохвильового електромагнітного поля. Фізична передумова мікрохвильового відновлення сипкості замерзлих насипних вантажів полягає в тому, що електромагнітна енергія по-різному поглинається різними речовинами.

Постановка задачі. Розглянемо нестаціонарний процес теплообміну під час розігріву пористих матеріалів в умовах фазового перетворення „тверда фаза – рідина“, що виникає під дією мікрохвильового нагрівання. Такий процес визначатимемо системою нелінійних диференціальних рівнянь у частинних похідних, яка складається з рівнянь Максвелла і рівнянь теплопровідності такого виду

$$rot\,\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial \tau},\; rot\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial \tau},\; div\,\vec{D} = 0,\; div\,\vec{B} = 0;$$

$$\vec{D} = \varepsilon(T)\vec{E},\; \vec{B} = \mu(T)\vec{H},\; \vec{j} = \sigma(T)\vec{E};$$

$$\frac{\partial(c_i \rho_i T_i)}{\partial \tau} + \vec{V}_i \nabla T_i = div(\lambda_i \nabla T_i) + q(T_i, \vec{E}),$$

де $\vec{E}, \vec{H}$ – вектори напруженості електричного та магнітного полів; $\vec{D}, \vec{B}$ – вектори електричної та магнітної індукції; $\vec{j}$ – густина струму провідності; $\varepsilon_i = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon' - i\sigma/\omega$, μ – абсолютні діелектрична і магнітна проникності матеріалу; σ – провідність матеріалу; ω – колова частота; c_i, ρ_i, λ_i – коефіцієнт теплоємності, густина і коефіцієнт теплопровідності матеріалу, що залежать від температури i-ї фази; $\vec{V}_i$ – вектор швидкості переміщення i-го матеріалу; ∇ – оператор Гамільтона; $q = 0{,}5\omega\varepsilon' tg\delta \left|\vec{E}\right|^2$ – питома поглинена потужність; T_i – температура i-го матеріалу; $tg\delta = \varepsilon''/\varepsilon'$ – тангенс кута діелектричних втрат матеріалу.

Наведена система рівнянь доповнюється початковими та граничними умовами, а також умовою на межі розділу „тверда фаза–рідина“.

Слід зазначити, що розв’язання наведеної системи рівнянь пов’язане з труднощами не тільки обчислювального характеру, але й принциповими. Таке твердження ґрунтується на наступному: умови на межі розділу фаз є нелінійними, сформульована модель є багатовимірною відносно просторових змінних, електрофізичні параметри матеріалів залежать від температури і є наближеними, алгоритми розв’язання таких задач вимагають обґрунтування та використання спеціалізованого програмного забезпечення. Тому слід розглянути спрощену модель процесу, реалізацію якої можна провести методами комп’ютерного моделювання. Для такої моделі слід довести її несуперечливість щодо відомих та узгодженість для часткових випадків або порівняти отримані результати з експериментальними.

Розігрівання вологих пористих речовин мікрохвильовою енергією супроводжується складними процесами тепломасопереносу. Це фазові перетворення рідини, зміна льодистості, вологоперенос, взаємодія парової вологи з кістяком середовища.

Крайову задачу про нагрівання області скінченних розмірів з урахуванням скінченної швидкості поширення тепла, що дозволяє визначити розподіл температур у рідкій і твердій фазах залежно від частоти електромагнітного поля та закон руху фазового перетворення можна сформулювати так:

– у рідкій фазі

$$\tau_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial \tau^2} + \frac{\partial T_1}{\partial \tau} = a_1^2 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} + \frac{\lambda \vec{E}^2}{c\rho_1},\; \tau > 0,\; 0 < z < \xi(\tau);$$

$$T_1(0,z) = T_C;$$

$$\left.\frac{\partial T_1}{\partial \tau}\right|_{\tau=0} = 0; \qquad (1)$$

$$T_1(\tau,0) = T_C,\; T_1(\tau,\xi) = T_A;$$

– у твердій фазі:

$$\tau_1 \frac{\partial^2 T_2}{\partial \tau^2} + \frac{\partial T_2}{\partial \tau} = a_2^2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2},\; \tau > 0,\; \xi(\tau) < z < l;$$

$$T_2(0,z) = T_0;$$

$$\left.\frac{\partial T_2}{\partial \tau}\right|_{\tau=0} = 0; \qquad (2)$$

$$T_2(\tau,l) = T_0,\; T_2(\tau,\xi) = T_A.$$

Умова Стефана на ізотермічній межі розподілу фаз має вигляд [3]

$$q_2(\tau,\xi(\tau)) - q_1(\tau,\xi(\tau)) = L\rho\left(\tau_1 \frac{d^2\xi}{d\tau^2} + \frac{d\xi}{d\tau}\right); \qquad (3)$$

$$0 < \xi(\tau) < l,$$

$$\text{де } q_i = \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial z}, i = 1,2.$$

Зв’язок між температурним і електромагнітним полем під час нестаціонарного процесу взаємодії електромагнітної хвилі з матеріалом можна визначити, використовуючи рівняння [4]

$$\frac{d\overline{T}}{d\tau} = \mathrm{T} + f\vec{E}^2,$$

де компоненти $\vec{E}$ визначаються співвідношеннями [5].

Вектор теплового потоку можна записати у вигляді [3]

$$\vec{q} = -\frac{\lambda}{\tau_1}\int_0^{\tau} \nabla T \exp\left(-\frac{(\tau - \xi)}{\tau_1}\right) d\xi, \qquad (4)$$

де τ_1 – час температурної релаксації.

Постановку задачі щодо визначення полів вологовмісту можна сформулювати таким чином:

– для вологої області

$$\frac{\partial U_1}{\partial \vartheta} = a_{m1}\frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2}, \; (0 < z < \xi(\vartheta), \vartheta > 0); \qquad (5)$$

$$U_1(0,z) = \varphi_1(z), \; U_1(\vartheta,0) = \varphi_2(\vartheta);$$

$$U_1(\vartheta,\xi(\vartheta)) = \varphi_3(\vartheta);$$

– для сухої області

$$\frac{\partial U_2}{\partial \vartheta} = a_{m2}\frac{\partial^2 U_2}{\partial z^2}, \; (\xi(\vartheta) < z < l, \vartheta > 0);$$

$$U_2(0,z) = \varphi_1(z); \; U_2(\vartheta,\xi(\vartheta)) = \varphi_3(\vartheta);$$

$$U_1(\vartheta,l) = \varphi_4(\vartheta).$$

Рівняння руху межі розподілу вологої і сухої областей має вигляд

$$\frac{d\xi}{d\vartheta} = \frac{1}{U(\vartheta)}\left(a_{m2}\left.\frac{\partial U_2}{\partial z}\right|_{z=\xi} - a_{m1}\left.\frac{\partial U_1}{\partial z}\right|_{z=\xi} \right), \; \xi(0) = 0 .$$

Розв'язання задачі. Рівняння (3) з урахуванням залежності (4) можна записати у вигляді

$$\lambda_2\left.\frac{\partial T_2}{\partial z}\right|_{z=\xi(\vartheta)} - \lambda_1\left.\frac{\partial T_1}{\partial z}\right|_{z=\xi(\vartheta)} = L\psi\left(\vartheta_1\frac{d^2\xi}{d\vartheta^2} + \frac{d\xi}{d\vartheta}\right),$$

де $\xi(0) = \xi_0$, $(d\xi/d\vartheta)_{\vartheta=0} = 0$.

Дотримуючись методу, викладеного в [5], введемо нові функції

$$Z_1(z,\vartheta) = T_1(z,\vartheta) - T_c - (T_A - T_c)\frac{z}{\xi(\vartheta)};$$

$$Z_2(z,\vartheta) = T_2(z,\vartheta) - T_A - (T_0 - T_A)\frac{z - \xi(\vartheta)}{l - \xi(\vartheta)},$$

для яких граничні умови перетворяться до однорідних.

Щодо функцій розподілу температур у твердій фазі, утвореному розплаві і рухомій межі $Z_1(z,\vartheta)$, $Z_2(z,\vartheta)$, $\xi(\vartheta)$ відповідно отримано такі вирази

$$T_1(z,\vartheta) = T_c + (T_A - T_c)\frac{z}{\xi(\vartheta)} + \frac{2}{\xi(\vartheta)}\sum_{n=1}^{\infty}\zeta_n(\vartheta)\sin\frac{n\pi}{\xi}z;$$

$$\vartheta > 0, \; 0 < z < \xi(\vartheta);$$

$$T_2(z,\vartheta) = T_A + (T_0 - T_A)\frac{z - \xi(\vartheta)}{l - \xi(\vartheta)} +$$

$$+ \frac{2}{l - \xi(\vartheta)}\sum_{n=1}^{\infty}\eta_n(\vartheta)\sin\frac{n\pi[z - \xi(\vartheta)]}{l - \xi(\vartheta)};$$

$$\vartheta > 0, \; \xi(\vartheta) < z < l,$$

де

$$Z_1(z,\vartheta) = \frac{2}{\xi(\vartheta)}\sum_{n=1}^{\infty}\zeta_n(\vartheta)\sin\frac{n\pi}{\xi}z;$$

$$Z_2(z,\vartheta) = \frac{2}{l - \xi(\vartheta)}\sum_{n=1}^{\infty}\eta_n(\vartheta)\sin\frac{n\pi[z - \xi(\vartheta)]}{l - \xi(\vartheta)},$$

де $\zeta_n(\vartheta)$ та $\eta_n(\vartheta)$ визначаються із системи звичайних диференціальних рівнянь

$$\vartheta_1\frac{d^2\zeta_n}{d\vartheta^2} + \frac{d\zeta_n}{d\vartheta} + \left(\frac{n\pi a_1}{\xi}\right)^2\zeta_n = \frac{\dot\xi}{2\xi}\sum_{m=1}^{\infty}\nu_{nm}\zeta_m + \frac{\vartheta_1\dot\xi^2}{\xi^2}\times$$

$$\times\sum_{m=1}^{\infty}\nu_{nm}\zeta_m + \frac{\vartheta_1\dot\xi}{\xi}\sum_{m=1}^{\infty}\nu_{nm}\frac{d\zeta_m}{d\vartheta} + \frac{\vartheta_1\xi}{2}\left(\frac{\ddot\xi}{\xi^2} - \frac{2\dot\xi^2}{\xi^3}\right)\times$$

$$\times\sum_{m=1}^{\infty}\nu_{nm}\zeta_m + \frac{2\vartheta_1\dot\xi^2}{\xi^2}\sum_{m=1}^{\infty}\mu_{nm}\zeta_m + \frac{(-1)^{n+1}(T_\varphi - T_c)}{n\pi}\times$$

$$\times\left(\dot\xi + \frac{\vartheta_1(\ddot\xi\xi - 2\dot\xi^2)}{\xi}\right) + \int_0^{\xi}\frac{\zeta\vec{E}^2}{c\psi_1}\sin\frac{n\pi}{\xi}z\,dz;$$

$$\zeta_n(0) = \frac{(-1)^{n+1}(T_c - T_\varphi)}{n\pi}\xi_0, \quad \left.\frac{d\zeta_n}{d\vartheta}\right|_{\vartheta=0} = 0;$$

$$\nu_{nm} = 1, \; \mu_{nm} = \frac{2m\pi^2 - 3}{12}, \; m = n;$$

$$\nu_{nm} = \frac{-(-1)^{n+m}mn}{m^2 - n^2}, \; \mu_{mn} = \frac{-(-1)^{n+m}mn^3}{(m^2 - n^2)^2}, \; m \ne n;$$

$$\vartheta_1\frac{d^2\eta_n}{d\vartheta^2} + \frac{d\eta_n}{d\vartheta} + \left(\frac{n\pi a_2}{l - \xi}\right)^2\eta_n = \frac{\dot\xi}{2(l - \xi)}\sum_{m=1}^{\infty}T_{nm}\eta_m +$$

$$+ \frac{\dot\xi(l - \dot\xi)}{(l - \xi)^2}\vartheta_2\sum_{m=1}^{\infty}\iota_{nm}\eta_m + \frac{\vartheta_1\dot\xi}{l - \xi}\sum_{m=1}^{\infty}\iota_{nm}\frac{d\eta_m}{d\vartheta} +$$

$$+ \frac{\vartheta_2[\dot\xi^2 + \ddot\xi(l - \xi)]}{(l - \xi)^2}\sum_{m=1}^{\infty}T_{nm}\eta_m + \frac{\vartheta_1\dot\xi^2}{(l - \xi)^2}\times$$

$$\times\sum_{m=1}^{\infty}\varpi_{nm}\eta_m + \frac{T_0 - T_\varphi}{n\pi}\left(\dot\xi + \frac{\vartheta_2(\ddot\xi(l - \xi) + 2\dot\xi^2)}{l - \xi}\right);$$

$$\eta_n(0) = \frac{(T_0 - T_\varphi)(l - \xi_0)}{n\pi}; \; \left.\frac{d\eta_n}{d\vartheta}\right|_{\vartheta=0} = 0;$$

$$T_{nm} = -1, \; \iota_{nm} = T_{nm}, \; \varpi_{nm} = -\frac{1}{6}(8\pi^2m^2 - 3), \; n = m;$$

$$T_{nm} = -\frac{4nm}{m^2 - n^2}, \; \iota_{nm} = 2T_{nm};$$

$$\varpi_{nm} = -\frac{8mn^3}{(m^2 - n^2)^2}, \; n \ne m .$$

Тоді співвідношення на межі розподілу фаз з урахуванням залежностей для $T_1(z,\acute{\upsilon})$ і $T_2(z,\acute{\upsilon})$ та рівняння (2) набуде вигляду [6]

$$u\frac{d^2\bullet}{d\vartheta^2}2\frac{d\bullet}{d\vartheta}2\frac{1}{L\psi}\left(\frac{\varsigma_2(T_A\ 4\ T_O)}{l\,4\,\bullet}2\frac{\varsigma_1(T_A\ 4\ T_C)}{\bullet}\right\}2$$

$$2\frac{2\varsigma_1\phi}{\bullet^2}\overset{\leftarrow}{\underset{n|1}{—}}n(41)^n\zeta_n\ 4\frac{2\varsigma_2\phi}{(l\,4\,\bullet)^2}\overset{\leftarrow}{\underset{n|1}{—}}n\eta_n\ |\ 0;$$

$$\bullet(0)\,|\,\bullet_0,\ \dot{\bullet}(0)\,|\,0.$$

Якщо закон руху межі розподілу фаз задається на основі тих або інших фізичних розумінь, то системи диференціальних рівнянь будуть лінійними. Укажемо, що при $\acute{\upsilon}_1 \Downarrow 0$ отримані результати прагнуть до відповідних результатів задачі Стефана, що ґрунтується на теорії Фур'є.

Слід зазначити, що в дійсності мікрохвильова енергія в матеріалі згасає. Це призводить до виникнення розподілених джерел тепла, густина яких є експериментально заданою функцією S координат і часу [4]. Для цього випадку мікрохвильового нагрівання рівняння (1) набуде вигляду

$$\vartheta_1\frac{\in^2 T_1}{\in\vartheta^2}2\frac{\in T_1}{\in\vartheta}\,|\,a_1^2\frac{\in^2 T_1}{\in z^2}2\frac{S}{c\psi_1},$$

а умова зв'язку температурного і мікрохвильового електромагнітного поля вигляду

$$\frac{\in T}{\in\acute{\upsilon}}\,|\,\mathrm{T}_2 f\vec{E}^2.$$

Тепер маємо можливість визначити шукану робочу частоту, що відповідає заданій функції S

$$4\frac{/T_\Phi\ 4\ T_C\,0\dot{\bullet}}{\bullet^2}4\frac{2\dot{\bullet}}{\bullet^2}\overset{\leftarrow}{\underset{n|1}{—}}\zeta_n/\vartheta 0\sin\frac{n\phi}{\bullet}z\,2\,\frac{2}{\bullet}\overset{\leftarrow}{\underset{n|1}{—}}\frac{d\zeta_n}{d\vartheta}\Delta$$

$$\Delta\sin\frac{n\phi}{\bullet}z\,4\frac{2\phi\dot{\bullet}}{\bullet^3}\overset{\leftarrow}{\underset{n|1}{—}}\zeta_n nz\cos\frac{n\phi}{\bullet}z\,|\,\mathrm{T}_2\vec{E}^2 f.$$

Застосовуючи інтегральне перетворення Фур'є зі змінною межею інтегрування до рівняння (5) з його крайовими умовами, одержимо розподіл вологовмісту у вологій області у вигляді

$$U_1/\vartheta,z0|\ \frac{2}{\xi}\overset{\leftarrow}{\underset{n|1}{—}}\widetilde{U}_{1n}/\vartheta 0\sin\frac{n\phi}{\xi}z\,2\,\frac{..._2/\xi\ 4\ z02\ ..._3 z}{\xi}.$$

Розв'язання задачі в сухій області може бути представлено рівнянням вигляду

$$U_2(\vartheta,z)\,|\,\frac{2}{l\,4\,\xi}\overset{\leftarrow}{\underset{n|1}{—}}\widetilde{U}_{2n}(\vartheta)\sin\frac{n\phi}{l\,4\,\xi}(z\,4\,\xi)\,2$$

$$2\,\frac{..._3/l\ 4\ z02\ ..._4/z\ 4\ \xi 0}{l\,4\,\xi}.$$

Вираз для профілю поверхні розподілу фаз, тобто вологої і сухої областей руди, $\xi(\acute{\upsilon})$ визначимо так

$$\frac{d\xi}{d\vartheta}\,|\,\frac{1}{\widetilde{U}(\vartheta)}\left(a_{m2}\frac{2\phi}{(l\,4\,\xi)^2}\overset{\leftarrow}{\underset{n|1}{—}}n(41)^n\widetilde{U}_{2n}\ 4\right.$$

$$\left.4\,a_{m1}\frac{2\phi}{\xi^2}\overset{\leftarrow}{\underset{n|1}{—}}n(41)^n\widetilde{U}_{1n}\,2\,a_{m2}\frac{..._4\ 4\ ..._3}{l\,4\,\xi}\,4\,a_{m1}\frac{..._3\ 4\ ..._2}{\xi}\right\}.\quad(6)$$

Отримані системи диференціальних рівнянь відносно $\widetilde{U}_{1n}(\vartheta)$, $\widetilde{U}_{2n}(\vartheta)$ разом з рівнянням (6) дозволяють визначити розподіл вологовмісту у вологій і сухій областях руди, а також закон руху межі фазового перетворення.

Чисельна реалізація отриманих систем рівнянь відносно коефіцієнтів функціональних рядів спільно з рівнянням на рухомій межі областей твердої і рідкої фаз матеріалу не викликає принципових труднощів, наприклад, у системі MatLab.

Висновки. В роботі запропоновано математичну модель нагрівання сипких гірничорудних матеріалів, наприклад, замерзлих насипних вантажів, енергією мікрохвильового електромагнітного поля з урахуванням фазових перетворень. Отримано співвідношення для розподілу температур та вологовмісту у твердій і рідкій фазах, закон руху межі фазового перетворення та співвідношення для визначення робочої частоти електромагнітного поля.

Список літератури

1. Кожевников Н.Н. Прогнозирование процессов промерзания в сыпучих материалах при железнодорожных перевозках / Н.Н. Кожевников, В.И. Повов. – Новосибирск: Наука, 1978. – 104 с.
2. Приходько А.А. Математическое моделирование и экспериментальное исследование размораживания пористых сред / А.А. Приходько, В.Г. Голуб, В.Н. Бойко, А.В. Вильтовский // Тепломассоообмен – ММФ-96. Тепломассообмен в капілярно-пористых телах. – 1996. – Т. VII. – С. 50–54.
3. Лыков А.В. Тепломассообмен: справочник / А.В. Лыков. – М.: Энергия, 1971. – 560 с.
4. Пюшнер Г. Нагрев энергией сверхвысоких частот / Г. Пюшнер. 4 М.: Энергия, 1968. – 175 с.
5. Яковенко В.О. Моделювання теплообміну при збудженні в матеріалі надвисокочастотного поля / В.О. Яковенко // Зб. наук. праць Дніпропетровського нац. ун-ту. – 2006. – Вип. 7. – С. 163–168.
6. Яковенко В.О. Моделювання надвисокочастотного нагрівання матеріалу в умовах перевідбиття плоскої електромагнітної хвилі / В.О. Яковенко // Вісник Кременчуцького держ. політехн. ун-ту ім. Михайла Остроградського. – 2007. – Вип. 5/2007 (46), Ч. 1. – С. 55–57.
7. Яковенко В.О. Моделювання та оптимізація сушіння матеріалів у надвисокочастотних камерах / В.О. Яковенко // Вісник Академії митної служби України. – 2007. – №4 (36). – С. 91–97.

Предложена математическая модель процесса разогрева энергией микроволнового электромагнитного поля смерзшихся при транспортировке горнорудных материалов с учетом фазовых превращений. Решение сформулированной задачи позволяет определить распределение температур и влагосодержания в твердой и жидкой фазах разогретой пористой среды, закон движения границы фазового превращения и рабочую частоту электромагнитного поля.

Ключевые слова: *математическая модель, фазовые превращения, микроволновое нагревание*

The mathematical model of adfreezed loose materials warming process by the energy of microwave electromagnetic field is constructed. The solution of the formulated problem allows determining the ranges of temperatures and moisture content in solid and fluid phases of a warmed-up porous medium, the law of the motion of the phase changes limit and working frequency of an electromagnetic field.

Keywords: *mathematical model, phase transformations, microwave heating*

Рекомендовано до публікації д.т.н. Є.В. Кочурою 07.04.10

УДК 622.236.4.001.1

В.П. Курінний

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ПРОТІКАННЯ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ У ЗАРЯДНІЙ ПОРОЖНИНІ ТА В ПОРОДНОМУ МАСИВІ ПРИ ВИБУСІ ВИБУХОВИХ РЕЧОВИН

V.P. Kurinnyi

INVESTIGATOIN OF THE OBJECTIVE LAWS OF PHYSICAL PROCESSES THAT TAKE PLACE IN CHARGE CAVITY AND SURROUNDING ROCK MASS DURING DETONATION OF EXPLOSIVES

Стаття присвячена встановленню закономірностей та механізму руйнування вибухом гірських порід з неоднорідною структурою на основі можливого керування термо- і газодинамічними процесами в зарядній порожнині та в породному масиві, що оточує заряд. Вивчення процесів, що відбуваються в зарядній порожнині ВР та навколо неї, дозволило встановити закономірності їх протікання та їх взаємозв’язок.

Ключові слова: *термо-, газодинамічні процеси, порожнина вибуху, гірські породи, породний масив, детонація, ударна хвиля, хвилі напружень*

У теперішній час проблема енергозбереження є важливою в усіх галузях промисловості України і, тим більш, у гірничій справі. На механічне дроблення і подрібнення сировини витрачаються десятки відсотків енергії, що виробляється в країні. Кероване руйнування породи при вибусі – найдоступніший шлях зниження затрат енергії на механічне дроблення і зменшення зносу дробильних машин. Тому робота, присвячена встановленню закономірностей руйнування керованим вибухом гірських порід з неоднорідною структурою, є актуальною.

При вивченні розповсюдження ударних хвиль у ґрунті отримано співвідношення, які дозволяють в першому наближенні оцінити практично всі параметри, що характеризують процес розповсюдження ударної хвилі в ґрунті, а саме:

– швидкість ударної хвилі D [1]

$$D = \frac{u_n}{\zeta}\left(\frac{r_n}{r}\right) = \frac{u}{\zeta} = \sqrt{\frac{p_н}{\zeta\,\psi_0}}\left(\frac{r_0}{r}\right)\left[1 + 2\sqrt{\frac{2\phi\, p_н}{\zeta\,\psi_0}}\left(\frac{t}{r_0}\right)\right]^{\frac{1}{n+1}}, \qquad (1)$$

де r_n, u_n – відповідно радіус порожнини вибуху і швидкість породи біля її стінок у момент часу t; ζ 4 коефіцієнт шпаруватості породи; r – відстань до осі свердловини; u – масова швидкість породи на відстані r від осі свердловини; $p_н$ – початковий тиск продуктів вибуху в свердловині; ψ_0 – густина породи; r_0 – радіус свердловини; n – показник адіабати продуктів вибуху; t – час;

– масову швидкість породи u за фронтом ударної хвилі

$$u = \sqrt{\zeta p / \psi_0}\,, \qquad (2)$$

кінетичну енергію одиниці маси породи за фронтом ударної хвилі κ

$$\kappa = \frac{p\zeta}{2\psi_0}\,. \qquad (3)$$

Залежність відносного радіусу фронту ударної хвилі від часу наведено на рис. 1.

На підставі досліджень фізичних процесів, що протікають у гірських породах, які містять повітря в шпаровому просторі, при розповсюдженні ударних хвиль (УХ) встановлено, що в процесі генерації УХ половина роботи продуктів детонації (ПД) іде на утворення УХ, а решта – на нагрівання і роздавлювання порід. Тобто, параметри ударної хвилі не залежать від поглинаючих властивостей породи.