скорости ожижающего газа. Выполненные расчеты показывают, что при эквивалентном диаметре пузырей $d_{П} = 0{,}1$ м имеем максимальный коэффициент теплообмена $\alpha_{max} = 400$ ккал/м^2·ч·град при избытке скорости ожижающего газа $(U\text{-}U_0) = 0{,}12$м/с, в то время как при диаметре пузырей $d_{П} = 0{,}01$ м получим коэффициент $\alpha_{max} = 450$ ккал/м^2·ч·град при избытке скорости $(U\text{-}U_0) = 0{,}05$м/с.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что эквивалентные размеры газовых пузырей ожижающего газа являются фактором, существенно влияющим на массо- и теплообменные процессы при сжигании угля в псевдоожиженном слое топок шахтных энергокомплексов. Наиболее перспективным и достаточно легко реализуемым путем интенсификации массо- и теплообменных процессов, а следовательно, и повышения эффективности работы топок с псевдоожиженным слоем является повышение однородности слоя за счет импульсной подачи в слой топлива ожижающего газа с рациональными амплитудно-частотными характеристиками процесса интенсификации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ейтс Дж. Основы механики псевдоожижения с приложениями: Пер. с англ. -М.: Мир, 1986.-288с.
2. Девидсон И.Ф., Харрисон Д. Псевдоожижение твердых частиц: Пер с англ. -М.: Химия, 1965.-159с.
3. Берг Б.В., Баскаков А.П. Экспериментальная проверка «пакетной» модели теплообмена в псевдоожиженном слое. //Химическая промышленность.-1967 -№6.-С. 39-43.
4. Гельперин Н.И., Айнштейн В.Г., Зайковский А.В. О механизме теплообмена между поверхностью и неоднородным псевдоожиженным слоем зернистых материалов. //Химическая промышленность.-1966-№6-С.-18-26.

УДК 622.831.001.57

С.П. Минеев, В.В. Лях, А.А. Прусова

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ДЕФОРМИРОВАНИЯ УГЛЕПОРОДНОГО МАССИВА КАК ТРЕХФАЗНОЙ СРЕДЫ ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Наводиться рішення основних співвідношень, які описують деформований стан вуглепородного масиву як трьохфазного середовища з врахуванням вільного та сорбованого газу при технологічних діях, що виражені у граничних умовах гармонічним законом.

В настоящее время часто встречающимся элементом в современных и разрабатываемых перспективных технологиях комплексной отработки угольных месторождений является технологическое воздействие на углепородный массив, которое, в общем случае в граничных условиях, можно выразить гармоническим законом, а на практике реализуется в процессе таких технологий как виброобработка массива различными типами виброисточников, некоторые модификации гидро- и газопульсационных режимов воздействий и др. При этом важным этапом в разработке высокоэффективных технологий является как построение трехфазной физико-математической модели данного процесса, что представлено в работе [1], так и его математическое описание в целом. В связи с этим, рассмотрим математический алгоритм описания состояния углепородного массива при внешнем гармоническом воздействии, основанный на модели терхкомпонентной гетерогенной среды [2,3].

Пусть газонасыщенный углепородный массив в скважине радиуса r_0 подвергается воздействию, которое на поверхности создает радиальные напряжения, описываемые гармоническим законом:

$$\sigma_r = \sigma_r^n \sin \omega t, \tag{1}$$

где σ_r^n - амплитуда нагрузки; ω - частота воздействия.

Следуя основным допущениям модели трехкомпонентной гетерогенной среды для углепородного массива [2,3], запишем [1]:

уравнения фильтрации свободного газа по системе микропор и трещин

$$\frac{\partial(m_2 P_2)}{\partial t} - \frac{k}{2\mu_1}\Delta P_2^2 - \frac{P_2}{\mu_1}\cdot\frac{\partial P_2}{\partial x_j}\cdot\frac{\partial k}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(P_2 m_2 V_j^1\right) +$$
$$+\beta\left(P_2 - \frac{aZ' RT}{k_0(a_0^0 - a)}\right) = 0; \tag{2}$$

уравнения диффузии сорбированного газа по системе микропор

$$\frac{\partial a}{\partial t} - D\Delta a - \frac{\partial a}{\partial x_j}\cdot\frac{\partial D}{\partial x_j} + \frac{\partial(aV_j^1)}{\partial x_j} + \frac{\beta}{Z' RT}\left(P_2 - \frac{aZ' RT}{k_0(a_0^0 - a)}\right) = 0; \tag{3}$$

и уравнения движения газонасыщенного трещиновато-пористого массива

$$(\lambda + \mu)\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{u} + \mu\Delta u_i - \frac{\partial \lambda}{\partial x_i}\mathrm{div}\vec{u} + \frac{\partial \mu}{\partial x_i}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) =$$
$$= m_1\rho_1\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} + K_N\frac{\partial A}{\partial x_i} + \beta\left(\frac{P_2}{Z' RT} - \frac{a}{k_0(a_0^0 - a)}\right)\left(\frac{k}{\mu_1 m_2}\cdot\frac{\partial P_2}{\partial x_i} - \frac{D}{a}\cdot\frac{\partial a}{\partial x_i}\right). \tag{4}$$

Здесь: Δ - оператор Лапласа; λ, μ - коэффициенты Ляме, связанные с G и υ соотношениями $\lambda = 2G\upsilon/(1-2\upsilon)$; , $\mu = G$; m_2 - пористость скелета, равная относительному обьему макропор и трещин; k - коэффициент газопроницаемости; μ_1 - вязкость газа; P_2 - давление газа в макропорах и трещинах; D - коэффициент диффузии; β - коэффициент газоперетока; k_0, a_0^0 - постоянные изотермы сорбции; Z' - коэффициент сжимаемости газа; R - газовая постоянная; T – абсолютная температура; c_3 и a - соответственно, концентрация свободного газа и количество сорбированного газа в микропорах в единице объема среды; V_j^1 - компоненты вектора средней скорости движения скелета; A - изменение количества газа в единице объема среды; $\vec{u}$ - вектор средних перемещений скелета; K_N -

коэффициент объемного расширения среды; m_1 - объемное содержание скелета; ρ_1 - плотность скелета; u_i - компоненты вектора перемещения среды.

В цилиндрической системе координат для осесимметричного напряженного состояния система уравнений (2)…(4) запишется в виде:

$$\frac{\partial(m\cdot P)}{\partial t}-\frac{k}{\mu_1}\left[P\frac{\partial^2 P}{\partial r^2}+\left(\frac{\partial P}{\partial r}\right)^2+\frac{P}{r}\cdot\frac{\partial P}{\partial r}\right]-\frac{P}{\mu_1}\cdot\frac{\partial P}{\partial r}\cdot\frac{\partial k}{\partial r}+$$

$$+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rP_m\frac{\partial u}{\partial t}\right)+\beta\left(P-\frac{aZ'RT}{k_0(a_o^0-a)}\right)=0; \qquad (5)$$

$$\frac{\partial a}{\partial t}-D\left(\frac{\partial^2 a}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial a}{\partial r}\right)-\frac{\partial a}{\partial r}\cdot\frac{\partial D}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(ra\frac{\partial u}{\partial t}\right)+$$

$$+\frac{\beta}{Z'RT}\left(P-\frac{aZ'RT}{k_0(a_0^0-a)}\right)=0; \qquad (6)$$

$$(\lambda+2\mu)\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}+(2\lambda+3\mu)\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial u}{\partial r}-(\lambda+\mu)\frac{u}{r^2}+\frac{\partial u}{\partial r}\cdot\frac{\partial(\lambda+\mu)}{\partial r}=$$

$$=m_1\rho_1\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+K_N\frac{\partial A}{\partial r}+\beta\left(\frac{P}{Z'RT}-\frac{a}{k_0(a_0^0-a)}\right)\cdot\left(\frac{k}{\mu_1 m}\cdot\frac{\partial P}{\partial r}-\frac{D}{a}\cdot\frac{\partial a}{\partial r}\right) \qquad (7)$$

Здесь и далее $m=m_2$, $P=P_2$.

Граничные и начальные условия для рассматриваемой задачи имеют вид:

$$\left.(\lambda-2\mu)\frac{du}{\partial r}\right|_{r=r_0}+\lambda\frac{u}{r_0}-K_N A(r_0,t)=\sigma_r^n\sin\omega t; \qquad (8)$$

$$\tau_{r\varphi}=\tau_{rx}=0:\ P(r_0,t)=P_n(t);\ a(r_0,t)=a_n(t);\ (0<t<\infty);$$

$$P(r,0)=P_0;\ a(r,0)=a_0;\ u(r,0)=0;\ (r_0<r), \qquad (9)$$

где P_n - давление газа на поверхности скважины; a_n - адсорбция на поверхности скважины; P_0 - давление газа в макропорах и трещинах ненарушенного массива; a_0 - количество сорбированного газа в микропорах единицы объема нетронутого массива.

Решение системы трех нелинейных нестационарных уравнений второго порядка в частных производных будем строить численного на конечном отрезке $[r_0, R_0]$ оси O_r. Величина R_0 выбирается так, чтобы длина отрезка была в несколько раз больше радиуса скважины r_0. Граничные условия на конце отрезка $r_0 = R_0$ запишутся в виде:

$$P(R_0,t)=P_0;\quad a(R_0,t)=a_0;\quad u(R_0,t)=\hat{u}(R_0,t);\quad (0<t<\infty), \qquad (10)$$

где $\hat{u}(R_0,t)$ - функция, сшивающая решение на отрезке с остальным пространством за его пределами, которая берется из решения упругой задачи.

Чтобы свести задачу (5)...(10) к последовательному решению систем обыкновенных дифференциальных уравнений на временной сетке с шагом Δt от начального до требуемого момента времени, введем разностные производные по времени [4]:

$$\frac{\partial P_i}{\partial t}=\frac{P_i-P_{i-1}}{\Delta t};\quad \frac{\partial a}{\partial t}=\frac{a_i-a_{i-1}}{\Delta t};$$
$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}=\frac{u_{i-2}+2u_{i-1}+u_i}{\Delta t^2};\quad \frac{\partial u_i}{\partial t}=\frac{u_{i+1}-u_{i-1}}{\Delta t}, \qquad (11)$$

определяемые в i-м временном узле. А для применения равномерных численных методов [5] на пространственном отрезке $[\varepsilon,1]$ введем замену координат: $y=r/R_0$. Тогда очевидно, что $\varepsilon = r_0/R_0$.

В результате несложных преобразований с учетом (11) получим нелинейную систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$(\lambda_i+2\mu_i)\frac{\partial^2 u_i}{\partial y^2}+(2\lambda_i+3\mu_i)\frac{1}{y}\cdot\frac{\partial u_i}{\partial y}-(\lambda_i+\mu_i)\frac{u_i}{y^2}+$$
$$+\frac{du_i}{\partial y}\cdot\frac{\partial(\lambda_i+\mu_i)}{\partial y}=R_0\left\{m_1\rho_1 R_0\frac{u_{i-2}-2u_{i-1}+u_i}{\Delta t^2}+\right.$$
$$\left.+\beta\left[\frac{P_i}{Z'RT}-\frac{a_i}{k_0(a_0^0-a)}\right]\cdot\left(\frac{k}{\mu_1}\cdot\frac{dP_i}{m\partial y}-\frac{D_i}{a_i}\cdot\frac{\partial a}{\partial y}\right)\right\}; \qquad (12)$$

$$\frac{\partial^2 P_i}{\partial y^2}=-\frac{1}{P_i}\cdot\left(\frac{\partial P_i}{\partial y}\right)^2-\frac{1}{y}\frac{\partial P_i}{\partial y}-\frac{1}{k_i}\frac{\partial P_i}{\partial y}\frac{\partial k_i}{\partial y}-\frac{\mu_1 R_0^2}{k_i P_i}\times$$
$$\times\left\{\frac{m}{\Delta t}(P_i-P_{i-1})+\frac{1}{yR_0}\frac{\partial}{\partial y}\left(yP_i m\frac{u_i-u_{i-1}}{\Delta t}\right)+\beta\left[P_i-\frac{a_i Z'RT}{k_0(a_0^0-a_i)}\right]\right\}; \qquad (13)$$

$$\frac{\partial^2 a_i}{\partial y^2}=-\frac{1}{y}\cdot\frac{\partial a_i}{\partial y}-\frac{1}{D_i}\cdot\frac{\partial a_i}{\partial y}\cdot\frac{\partial D_i}{\partial y}+\frac{R_0}{D_i}\times$$

$$\times\left\{\frac{1}{yR_0}\cdot\frac{1}{\partial y}\left(ya\frac{u_i-u_{i-1}}{\Delta t}\right)-\frac{\beta}{Z'RT}\left[P_i-\frac{a_iZ'RT}{k_o(a_0^0-a_i)}\right]+\frac{a_i-a_{i-1}}{\Delta t}\right\} \quad (14)$$

с граничными условиями

$$P_i(\varepsilon)=P_n(t);\quad a_i(\varepsilon)=a_n(t);\quad P_i(1)=P_0;\quad a_i(1)=a_0;$$

$$u_i(1)=0;\quad \frac{1}{R_0}(\lambda_i+2\mu_i)\frac{\partial u_i}{\partial y}\bigg|_{y=\varepsilon}+\lambda\frac{u(\varepsilon)}{r_0}-K_{N_i}A_i(\varepsilon,t)=\sigma_r^n\sin\omega t_i-\sigma_r^0. \quad (15)$$

Индекс i коэффициентов λ_i, μ_i, k_i и D_i указывает, что они являются функциями времени.

Введем последовательности Ньютона $\{P_i^m\}_{m=0}^{\infty}$, $\{a_i^m\}_{m=0}^{\infty}$ и $\{u_i^m\}_{m=0}^{\infty}$ с начальным приближением $P_i^0=P_{i-1}$ $a_i^0=a_{i-1}$ и $u_i^0=u_{i-1}$, которые удовлетворяют граничным условиям (15). Эти последовательности получаем, если для всех $m\geq 0$ функции P_i^{m+1}, a_i^{m+1} и u_i^{m+1} определяются в результате решения следующей системы уравнений:

$$P_{i,yy}^{m+1}+\left[\frac{2}{P_i^m}P_{i,y}^m+\frac{1}{y}+\frac{1}{k_i}k_{i,y}^m-\frac{\mu_1R_0m}{k_i^mP_i^m}-\frac{u_i^m-u_{i-1}}{\Delta t}\right]\times$$

$$\times P_{i,y}^{m+1}-\frac{1}{(P_i^m)^2}\left\{(P_{i,y}^m)^2-\frac{\mu_iR_0^2}{k_i^m}\left[\frac{m}{R_0}\frac{u_i^m-u_{i-1}}{\Delta t}P_{i,y}^m-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\frac{\beta a_i^mZ'RT}{k_o(a_0^0-a_i^m)}-\frac{mP_{i-1}}{\Delta t}\right]\right\}P_i^{m+1}=\frac{2\mu_1R_0^2}{k_i^mP_i^m}\left\{\beta\left[P_i^m-\frac{a_i^mZ'RT}{k_o(a_0^0-a_i^m)}\right]+\right.$$

$$+\frac{m}{\Delta t}(P_i^m-P_{i-1})-\frac{m}{2R_0\Delta t}\times\left[\frac{R_0\Delta t}{m}P_i^m\left(\beta+\frac{m}{\Delta t}\right)-\frac{P_i^m}{y}(u_i^m-u_{i-1})-P_i^m\times\right.$$

$$\left.\left.\times(u_{i,y}^m-u_{i-1,y})+(u_i^m-u_{i-1})P_{i,y}^m\right]\right\}; \quad (16)$$

$$a_{i,yy}^{m+1}+\left[\frac{1}{y}+\frac{1}{D_i^m}D_{i,y}^m-\frac{R_0}{D_i^m}\frac{u_i^m-u_{i-1}}{\Delta t}\right]a_{i,y}^{m+1}-\frac{R_0}{D_i^m}\times$$

$$\times\left\{\frac{1}{yR_0}\frac{u_i^m-u_{i-1}}{\Delta t}+\frac{1}{R_0\Delta t}(u_{i,y}^m-u_{i-1,y})+\frac{\beta a_0^0}{k_0(a_0^0-a_i^m)^2}+\frac{1}{\Delta t}\right\}a_i^m=$$

$$= -\frac{R_0^2}{D_i^m}\left\{\frac{a_{i-1}}{\Delta t} + \frac{\beta}{Z'RT}\left[P_i^m + \frac{a_i^m Z'RT}{k_0(a_0^0 - a_i^m)^2}\right]\right\}; \qquad (17)$$

$$\left(\lambda_i^{m+1} + 2\mu_i^m\right)u_{i,yy}^{m+1} + \left(2\lambda_i^m + 3\mu_i^m\right)\frac{1}{y}u_{i,y}^m - \left(\lambda_i^m + \mu_i^m\right)\frac{u_i^{m+1}}{y^2} +$$

$$+ u_{i,y}^m\left(\lambda_i^m + \mu_i^m\right)_{,y} = R_0\left\{m_1\rho_1 R_0\frac{u_{i-2} - 2u_{i-1} + u_i^{m+1}}{\Delta t^2} + K_{N_i}^m A_{i,y}^m +\right.$$

$$\left.+ \beta\left[\frac{P_i^m}{Z'RT} - \frac{a_i^m}{k_0(a_0^0 - a_i^m)}\right]\left(\frac{k_i^m}{\mu_1 m}P_{i,y}^m - \frac{D_i^m}{a_i^m}a_{i,y}^m\right)\right\}, \qquad (18)$$

с граничными условиями

$$P_i^{m+1}(\varepsilon) = P_n(1); \quad a_i^{m+1}(\varepsilon) = a_n(t);$$

$$P_i^{m+1}(1) = P_0; \quad a_i^{m+1}(1) = a_0;$$

$$\frac{\lambda}{R_0}\left(\lambda_i^m + 2\mu_i\right)u_{i,y}^{m+1}\Big|_{y=\varepsilon} + \lambda\frac{u_i^{m+1}(\varepsilon)}{r_0} - K_{N_i}^m A_i^m(\varepsilon, t_i) =$$

$$= G_r^n \sin\omega t_i - G_r^0; \quad u_i^{m+1} = 0. \qquad (19)$$

Разностную схему с экспоненциальной подготовкой для системы (17)...(19) можно записать в вид

$$\left[G_i^P - \frac{P_{ik+1}^m - P_{ik-1}^m}{2P_{ik}^m} - \frac{h}{2y_k} - \frac{k_{ik+1}^m - k_{ik-1}^m}{4k_{ik}^m} + \frac{\mu_1 R_0 m}{k_{ik}^m P_{ik}^m}\cdot\frac{u_{ik}^m - u_{i-1k}}{\Delta t}\right]\times$$

$$\times P_{ik-1}^{m+1} - \left[2G_i^P + \frac{h^2}{\left(P_{ik}^m\right)^2}\left\{\frac{\left(P_{ik+1}^m - P_{ik-1}^m\right)^2}{4h^2} - \frac{\mu_1 R_0^2}{k_{ik}^m}\times\right.\right.$$

$$\left.\left.\times\left[\frac{m}{R_0}\frac{u_{ik}^m - u_{k-1k}^m}{\Delta t}\times\frac{P_{ik+1}^m - P_{ik-1}^m}{k_0(a_0^0 - a_{ik}^m)} - \frac{m}{\Delta t}P_{i-1k}\right]\right\}\right]\cdot P_{ik}^{m+1} +$$

$$+\left[G_i^P + \frac{P_{ik+1}^m - P_{ik-1}^m}{2P_{ik}^m} + \frac{h}{2y_k} + \frac{k_{ik+1}^m - k_{ik-1}^m}{4k_{ik}^m} - \frac{\mu_1 R_0 m}{k_{ik}^m P_{ik}^m}\cdot\frac{u_{ik}^m - u_{i-1k}}{\Delta t}\right]\times$$

$$\times P_{ik}^{m+1} = \frac{2\mu_1 R_0}{k_{ik}^m P_{ik}^m}\cdot\left\{\beta\left[P_{ik+1}^m - \frac{a_{ik}^m Z'RT}{k_0(a_0^0 - a_{ik}^0)}\right] + \frac{m}{\Delta t}\left(P_{ik}^m - P_{ik-1}\right) +\right.$$

$$+\frac{m}{2R_0\Delta t}\left[\frac{P_{ik}^m}{y_k}\left(u_{ik+1}^m - u_{k-1k}^m\right) + P_{ik}^m\cdot\left(\frac{u_{ik+1}^m - u_{k-1k}^m}{2h} - \frac{u_{i-1k+1} - u_{i-1k-1}}{2h}\right)+\right.$$

$$+\left(u_{ik}^{m}-u_{k-1k}^{m}\right)\cdot\frac{P_{ik+1}^{m}-P_{ik-1}^{m}}{2h}-\frac{R_0\Delta t}{m}P_{ik}^{m}\left(\beta+\frac{m}{\Delta t}\right)\Bigg]\Bigg\};\qquad(20)$$

$$\left[G_i^a-\frac{h}{2y_k}-\frac{D_{ik+1}^{m}-D_{ik-1}^{m}}{4D_{ik}^{m}}+\frac{R_0}{D_{ik}^{m}}\cdot\frac{u_{ik}^{m}-u_{i-1k}}{\Delta t}\right]\times$$

$$\times a_{ik-1}^{m+1}-\Bigg\{2G_i^a+\frac{h^2R_0^2}{D_{ik}^{m}}\Bigg[\frac{1}{y_kR_0}\frac{u_{ik}^{m}-u_{i-1k}}{\Delta t}+\frac{1}{R_0\Delta t}\times$$

$$\times\left(\frac{u_{ik+1}^{m}-u_{k-1k}^{m}}{2h}-\frac{u_{i-1k+1}-u_{i-1k-1}}{2h}\right)+\frac{\beta a_0^0}{k_0(a_0^0-a_{ik}^{m})}+\frac{1}{\Delta t}\Bigg]\Bigg\}\times$$

$$\times a_{ik}^{m+1}+\left(G_i^a+\frac{h}{2y_k}+\frac{D_{ik+1}^{m}-D_{ik-1}^{m}}{D_{ik}^{m}}-\frac{R_0}{D_{ik}^{m}}\cdot\frac{u_{ik}^{m}-u_{i-1k}}{\Delta t}\right)\cdot a_{ik+1}^{m+1}=$$

$$=-\frac{R_0^2}{D_{ik}^{m}}\left\{\frac{a_{i-1k}}{\Delta t}+\frac{\beta}{Z'RT}\left[P_{ik}^{m}+\frac{a_{ik}^{m}Z'RT}{k_0(a_0^0-a_{ik}^{m})}\right]\right\};\qquad(21)$$

$$\left[\left(\lambda_{ik}^{m}+2\mu_{ik}^{m}\right)-\left(2\lambda_{ik}^{m}+3\mu_{ik}^{m}\right)\frac{h}{2y_k}-\frac{\lambda_{ik+1}^{m}+\mu_{ik+1}^{m}-\lambda_{ik-1}^{m}-\mu_{ik-1}^{m}}{4}\right]\times$$

$$\times u_{ik-1}^{m+1}-\left[2\left(\lambda_{ik}^{m}+2\mu_{ik}^{m}\right)+\left(\lambda_{ik}^{m}+\mu_{ik}^{m}\right)\frac{h^2}{y_k}+m_1\rho_1R_0^2\frac{h^2}{\Delta t^2}\right]u_{ik}^{m+1}+$$

$$+\left[\left(\lambda_{ik}^{m}+2\mu_{ik}^{m}\right)+\left(2\lambda_{ik}^{m}+3\mu_{ik}^{m}\right)\frac{h}{2y_k}+\frac{\lambda_{ik+1}^{m}+\mu_{ik+1}^{m}-\lambda_{ik-1}^{m}-\mu_{ik-1}^{m}}{4}\right]\times u_{ik+1}^{m+1}=$$

$$=R_0h\Bigg\{m_1\rho_1R_0\frac{u_{i-2}-2u_{i-1}}{\Delta t^2}+K_{N_{ik}}^{m}\cdot\frac{A_{ik+1}^{m}-A_{ik-1}^{m}}{2}+$$

$$+\beta\left[\frac{P_{ik}^{m}}{Z'RT}-\frac{a_{ik}^{m}}{k_0(a_0^0-a_{ik}^{m})}\right]\cdot\left(\frac{k_{ik}^{m}}{\mu_1m}\cdot\frac{P_{ik+1}^{m}-P_{ik-1}^{m}}{2}-\frac{D_{ik}^{m}}{a_{ik}^{m}}\cdot\frac{a_{ik+1}^{m}-a_{ik-1}^{m}}{2}\right)\Bigg\};\qquad(22)$$

где:

$$1\le k\le M-1;$$
$$P_i^{m+1}=P_n(t_i);\quad a_{i0}^{m+1}=a_n(t_i);$$
$$P_{iM}^{m+1}=P_0;\quad a_{iM}^{m+1}=a_0;\quad u_{iM}^{m+1}=0.$$

$$\frac{1}{h_0}\left(\lambda_{i0}^{m}+2\mu_{i0}^{m}\right)\cdot\frac{u_{i-2}^{m+1}-u_{i-1}^{m+1}}{2h}+\lambda_{i0}^{m}\frac{u_{i0}^{m}}{r_0}-K_{Ni0}^{m}\cdot\frac{A_{i1}^{m}-A_{i0}^{m}}{h}=G_r^m\sin\omega t-G_r^0;\ (23)$$

$$G_i^p = W_1 cth W_1;$$

$$W_1 = \frac{P_{ik+1}^m - P_{ik-1}^m}{2P_{ik}^m} + \frac{h}{2y_k} + \frac{k_{ik+1}^m - k_{ik-1}^m}{4k_{ik}^m} - \frac{R_0 \mu_1 m}{k_{ik}^m P_{ik}^m} \cdot \frac{u_i^m - u_{i-1}^m}{\Delta t};$$

$$G_i^a = W_2 cth W_2; \quad W_2 = \frac{h}{2y_k} + \frac{D_{ik+1}^m - D_{ik-1}^m}{4D_{ik}^m} - \frac{R_0}{D_{ik}^m} \cdot \frac{u_{ik}^m - u_{i-1k}^m}{\Delta t},$$

G_i^p, G_i^a - параметры подгонки; M - шаг координатной сетки; $h = (1-\varepsilon)M$.

Следует отметить, что уравнения (16)...(18) удовлетворяют условиям, обеспечивающим сходимость вычислительного процесса, то есть последовательность Ньютона сходится к решению нелинейной системы (12)...(14).

Таким образом, полученные соотношения (20)...(23) являются решением системы уравнений, описывающих состояние трехфазной среды с граничным условием (1) и могут служить алгоритмом для численной оценки деформированного состояния газонасыщенного углепородного массива при технологическом воздействии гармонического типа с учетом свободного и сорбированного газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лях В.В., Минеев С.П. Математическое моделирование вибровоздействия на газонасыщенный углепородный массив / Прикладная математика и механика. – Том 58. – Вып. 1, 1994. – С. 69-76.

2. Подильчук Ю.Н. К теории деформирования газонасыщенных пористых сред // Прикладная механика, 1976. Т. 12. - № 12. – С. 42-47.

3. Подильчук Ю.Н., Лях В.В. Исследование напряженного состояния газонасыщенного горного массива возле эллипсоидальной выработки // Прикладная механика. - Т. 16. - № 9, 1980. – С. 27-35.

4. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. – М.: Мир, 1975. – 392 с.

5. Дулан Э., Миллер Дж., Шилдерс У. Равномерные численные методы решения задачи с пограничным слоем. – М.: Мир, 1983. – 200 с.

УДК 622.267.023.67;624.138.4

Л.В.Новикова, О.А.Барабан,
Л.И.Заславская

ОБОСНОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ЗАКРЕПЛЕНИЯ ВОДОНАСЫЩЕННЫХ ПОРОД ВОКРУГ ЗАБОЯ ВЫРАБОТКИ

Описується методика визначення оптимальних параметрів термохімічного засобу закріплення пород в околиці забою вирубки, яке проводиться в слабких водонасичених породах. Розміри ділянки закріплення встановлюються на основі аналізу напруженого стану масиву з урахуванням конкретних гірничо-геологічних умов, а оптимальні параметри визначаються методом перебору варіантів з умов мінімума вартості функції.

Проблема обеспечения эксплуатационной устойчивости выработок различного назначения имеет первостепенное значение для горнодобывающей промышленности. Особую актуальность она приобретает в условиях слабых водонасыщенных пород. Проведение выработок в таких условиях сопровождается значительными деформациями их контуров, прорывами плывунов. Это требует разработки специальных способов упрочнения пород. На Днепровском буро-