

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОМАСОПЕРЕНОСУ І ФАЗОВИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ В АДСОРБЕРІ З ОРЕБРЕНОЮ ПОВЕРХНЕЮ

© Нікітенко М.І., Снєжкін Ю.Ф., Сорокова Н.М., 2009

Побудована математична модель і розроблено числовий метод розрахунку тепло-масопереносу під час осушення гранульованих сорбентів в адсорбері з оребреною поверхнею.

The mathematical model and numerical method of calculation of heat- and mass transfer at drying of the granulated sorbents in an adsorber with edges on a surface are submitted.

Тверді адсорбенти з розвинутою внутрішньою поверхнею і високими адсорбційними властивостями мають широке застосування. По мірі зволоження їхня адсорбційна здатність знижується і виникає необхідність осушення сорбенту. Вибір температури десорбції є дуже важливим, оскільки використання температур, нижчих або вищих за оптимальну, знижує адсорбційну ємність сорбенту у першому випадку внаслідок неповного видалення адсорбата, у другому – можливе руйнування структури адсорбенту. Математичне моделювання динаміки тепломасопереносу і фазових перетворень у разі відновлення сорбенту дозволяє вибрати оптимальний температурний режим десорбції, виконуючи завдання збереження адсорбційних властивостей сорбенту і енергоефективності процесу.

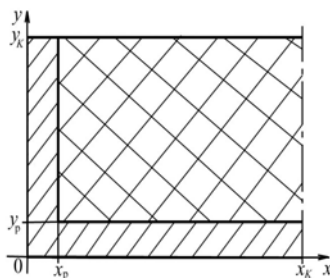


Рис. 1. Вигляд розрахункової ділянки в адсорбері

В адсорберах термотрансформаторів відновлення сорбентів виконують у вакуумі шляхом кондуктивного підводу енергії від зовнішнього теплоносія. Гранульований адсорбент засипається в міжреберний простір так, що товщина шару відповідає висоті ребра. Шар зазвичай складається з гранул одного розміру і його можна розглядати як багатокомпонентну гетерогенну капілярно-пористу систему, яка об'єднує кістяк адсорбенту, рідкий адсорбат і парогазову суміш.

Математичне моделювання процесу регенерації сорбенту в адсорбері термотрансформатора пов'язано з розв'язанням сполученої задачі теплопровідності для металевої оребреної поверхні теплопідводу та тепло- і масообміну в диспергованому шарі адсорбенту. Коли ребра адсорбера мають однакові геометричні характеристики і розташовані паралельно до осі Оу на однаковій відстані уздовж осі Ох, відповідно до умов симетрії можна обмежитися розгляданням ділянки (рис. 1), верхньою і нижньою границями якої є поверхні контакту з зовнішнім середовищем, а бічними границями є площини симетрії ребра (ліворуч) і диспергованого шару в міжреберному просторі (праворуч).

Процес теплопровідності в оребреній поверхні адсорбера описується рівнянням Фур'є

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (1)$$

Тепломасоперенос в шарі адсорбента здійснюється шляхом дифузії і фільтрації. Прийнято, що рідина зв'язана з пористими гранулами, а пара переміщається по транспортних порах і капілярах гранул. Рівняння переносу енергії та маси рідини, пари і повітря в пористому шарі мають вигляд

$$c_{\text{еф}} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + w_{\text{еф}x} \frac{\partial T}{\partial x} + w_{\text{еф}y} \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{\text{еф}} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{\text{еф}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) - LI_V, \quad (2)$$

$$\frac{\partial U_p}{\partial t} + \frac{\partial(w_{px}U_p)}{\partial x} + \frac{\partial(w_{py}U_p)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_p \frac{\partial U_p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_p \frac{\partial U_p}{\partial y} \right) - I_V, \quad (3)$$

$$\frac{\partial U_{\Pi}}{\partial t} + \frac{\partial(w_{\Pi x}U_{\Pi})}{\partial x} + \frac{\partial(w_{\Pi y}U_{\Pi})}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_{\Pi} \frac{\partial U_{\Pi}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_{\Pi} \frac{\partial U_{\Pi}}{\partial y} \right) + I_V, \quad (4)$$

$$\frac{\partial U_{\text{пов}}}{\partial t} + \frac{\partial(w_{\text{пов}x}U_{\text{пов}})}{\partial x} + \frac{\partial(w_{\text{пов}y}U_{\text{пов}})}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_{\text{пов}} \frac{\partial U_{\text{пов}}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_{\text{пов}} \frac{\partial U_{\text{пов}}}{\partial y} \right) + I_V. \quad (5)$$

Тут U_p , U_{Π} і $U_{\text{пов}}$ – об'ємні концентрації рідини, пари і повітря; L – питома теплота фазового перетворення; $c_{\text{еф}} = c_T \rho_T (1 - \Pi - \varepsilon_{\text{ш}}) + c_p U_p + c_{\Pi} U_{\Pi} + c_{\text{пов}} U_{\text{пов}}$ – ефективна теплоємність; $\lambda_{\text{еф}} = \lambda_T U_T / \rho_T + \lambda_p U_p / \rho_p + \lambda_{\Pi} U_{\Pi} / \rho_{\Pi} + \lambda_{\text{пов}} U_{\text{пов}} / \rho_{\text{пов}}$ – ефективна теплопровідність; I_V – потужність внутрішніх джерел маси; $w_{\text{еф}\psi} = [w_{p\psi} c_p U_p + w_{\Gamma\psi} (c_{\Pi} U_{\Pi} + c_{\text{пов}} U_{\text{пов}})] / c_{\text{еф}}$ – ефективна швидкість речовини в напрямку ψ , $\psi = x, y$; $w_{p\psi}$, $w_{\Gamma\psi}$ – швидкості фільтраційного руху рідкої і газової фаз згідно з законом Дарсі пропорційні градієнтам тисків ∇P_{χ} : $w_{\chi\psi} = -K_0 K_{\chi\psi} / \eta_{\chi\psi} \nabla P_{\chi\psi}$, $\chi = p, \Gamma$.

Тиски газу P_{Γ} та рідини P_p в порах шару визначаються через функції U_{Π} , $U_{\text{пов}}$, U_p і T . Об'ємні частки, зайняті твердим тілом гранул Ψ_T , рідинною Ψ_p та газовою Ψ_{Γ} фазами знаходять за співвідношеннями: $\Psi_T = (1 - \Pi)(1 - \varepsilon_{\text{ш}})$, $\Psi_p = U_p / \rho_p$ і $\Psi_{\Gamma} = 1 - \Psi_T - \Psi_p$, де Π – пористість гранул, $\varepsilon_{\text{ш}}$ – порозність шару, ρ_p – густина рідини. Парціальні густини пари і повітря дорівнюють $\rho_{\Pi} = U_{\Pi} / \Psi_{\Gamma}$ і $\rho_{\text{пов}} = U_{\text{пов}} / \Psi_{\Gamma}$, а парціальні тиски $P_{\Pi} = \rho_{\Pi} R_y T / \mu_{\Pi}$ і $P_{\text{пов}} = \rho_{\text{пов}} R_y T / \mu_{\text{пов}}$. Тоді тиск парогазової суміші $P_{\Gamma} = P_{\Pi} + P_{\text{пов}}$, а тиск рідкої фази $P_p = P_{\Gamma} + P_K$. Капілярний тиск P_K знаходиться [1] як середній капілярний тиск рідини в порах гранул. Об'єм рідини $dV(r)$, що міститься в капілярах з радіусами від r до $r + dr$ в одиничному об'ємі, пропорційний диференціальній функції $F(r)$ розподілу пор по розмірах і об'ємній частці $\theta(r)$ капіляра, зайнятої рідиною, $dV(r) = \theta(r) F(r) dr$, а середнє значення капілярного тиску в конкретній точці

$$P_K = 2\sigma(T) \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{\theta(r) F(r) dr}{r} / \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \theta(r) F(r) dr = \frac{2\sigma(T)}{r^*}, \quad r_{\min} < r^* < r_{\max}, \quad (6)$$

де $r_{\min}$ і $r_{\max}$ — мінімальний і максимальний радіуси пор одиничного об'єму.

Ефективний коефіцієнт дифузії рідини D_p в порах гранул знаходиться за формулою М.І. Нікітенко [2] $D_p = \gamma_{Dp} [\exp(A_D / R_y T) - 1]^{-1}$, а для пари і повітря, відповідно до молекулярно-кінетичної теорії газу, $D_{\Pi} = D_{\text{пов}} = \gamma_{D\Pi} T^{3/2} / P_{\Gamma}$. Дифузійний коефіцієнт $\gamma_{D\Pi} = \gamma_{D\Pi}^0 (1 - \varepsilon_{\text{ш}}) + \gamma_{D\Pi}^* \varepsilon_{\text{ш}}$, де $\gamma_{D\Pi}^0$ і $\gamma_{D\Pi}^*$ – параметри, що враховують перенос пари в капілярах гранул і в транспортних порах [3].

На поверхні $y = y_K$ і $x_p \leq x \leq x_K$ (рис.1) задаються граничні умови третього роду

$$\lambda_{\text{еф}} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = \alpha(T_c - T|_{y=0}) - L I|_{y=0}, \quad D_p \frac{\partial U_p}{\partial y} \Big|_{y=0} = I|_{y=0}, \quad U_{\text{пов}}|_{y=0} = \frac{P_c \Psi_{\Gamma} \mu_{\text{пов}}}{R_y T|_{y=0}} - U_{\Pi}|_{y=0} \frac{\mu_{\text{пов}}}{\mu_{\Pi}},$$

$$- D_{\Pi} \frac{\partial U_{\Pi}}{\partial y} \Big|_{y=0} + \frac{\partial(w_{\Pi y} U_{\Pi})}{\partial y} \Big|_{y=0} = \gamma_{\Pi c} (U_{\Pi}|_{y=0} - \rho_{\Pi c} \Psi_{\Pi}). \quad (7)$$

На границі $x = x_K$ і $0 \leq y \leq y_K$ мають місце умови симетрії полів T , U_χ , w_χ , ($\chi = p, n, \text{пов}, g$):

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{v=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial U_p}{\partial x} \right|_{v=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial U_n}{\partial x} \right|_{v=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial U_{\text{пов}}}{\partial x} \right|_{v=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial w_{px}}{\partial x} \right|_{v=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial w_{gx}}{\partial x} \right|_{v=0} = 0. \quad (8)$$

До лівої і нижньої границь пористого шару підводиться тепловий потік, а потоки маси рідини і пари відсутні. Для поверхні $y = y_p$ і $x_p \leq x \leq x_K$ умови запишуться так:

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{v=-0} = \lambda_{\text{еф}} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{v=+0}; \quad \left. \frac{\partial U_\chi}{\partial y} \right|_{v=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial w_{\chi y}}{\partial y} \right|_{v=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial w_{\chi x}}{\partial x} \right|_{v=0} = 0. \quad (9)$$

На границі $y = 0$ і $0 \leq x \leq x_K$ умови теплообміну можуть бути наведені так:

$$A_0 \lambda \partial T(P, t) / \partial v + A_1 T(P, t) + A_2 = 0. \quad (10)$$

Тут v – нормаль до поверхні в точці P . При $A_0=0$ і $A_1=1$ вираз (10) представляє граничну умову першого роду, при $A_0=A_1=0$ – другого роду, при $A_0=0$, $A_1=\alpha$ і $A_2=\alpha T_c$ – третього роду. На границі $x=0$ та $0 \leq y \leq y_K$ має місце умова симетрії температурного поля, що зрозуміло з (10) при $A_1=A_2=0$. Вплив променевого теплообміну можна врахувати ефективним коефіцієнтом тепловіддачі $\alpha_{\text{еф}} = \alpha + \sigma \epsilon_{\text{ст}} (T_c^2 + T|_{v=0}^2) / (T_c + T|_{v=0})$, де σ – стала Стефана-Больцмана, $\epsilon_{\text{ст}}$ – ступінь чорноти.

Інтенсивність фазового переходу з поверхні пористого шару визначається за формулою [4]

$$I = 0,25 n \epsilon \delta^* \left\{ \bar{\delta} (2 - \bar{\delta}) [\exp(A/(R_y T|_{v=0})) - 1]^{-1} - \phi_c [\exp(A/(R_y T_c)) - 1]^{-1} \right\}, \quad n = U_p N_A / \mu. \quad (11)$$

Тут n – густина молекул, що випаровуються; N_A – число Авогадро; ϵ – коефіцієнт випромінювання частинок; δ^* – середня довжина переміщення активізованої частинки в рідкому шарі, $\delta^* = A/(\xi n)$, $\xi = \text{const}$; A – енергія активації; $\bar{\delta}$ – відносна товщина цього шару, $\bar{\delta} = \delta/\delta^*$, δ – товщина примежового шару, у якому відбувається випаровування, $\delta = \delta^p$ при $\delta^p < \delta^*$ і $\delta = \delta^*$ при $\delta^p \geq \delta^*$, де δ^p – визначальний розмір тіла, що випаровується. Вираз для рівноважної товщини шару конденсату δ^p на невиспаровуваній поверхні у газовому середовищі зі ступенем насичення ϕ було отримано в [4]

$$\delta^p = \delta^* \bar{\delta} = \delta^* (1 - \sqrt{1 - \phi}). \quad (12)$$

Згідно з (12) можна прийняти, що при заданих T і ϕ товщина шару рідини на стінках капілярів радіуса $r > \delta^p$ однакова і дорівнює δ^p , а капіляри радіуса $r \leq \delta^p$ заповнені рідиною повністю.

Для визначення інтенсивності десорбції рідини в пористому шарі виділяється контрольний об'єм $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$, що містить одну гранулу. Якщо кількість гранул в одиничному об'ємі $n_{\text{гр}}$, $\Delta V = 1/n_{\text{гр}}$, а середній об'єм гранули $V_{\text{гр}} = \Delta V(1 - \epsilon_{\text{ш}})$. Знаючи площу зовнішньої поверхні гранули $S_{\text{гр}}$, знаходимо середню напівширину транспортної пори: $r_{\text{тр}} = \Delta V \epsilon_{\text{ш}} / S_{\text{гр}}$. Процес десорбції є доволі повільним, а розміри гранул щодо розміру шару невеликі, і у межах ΔV має місце локальна термодинамічна рівновага. Тоді, вважаючи $T_c = T|_{v=0} = T$, з (12) очевидний вираз для питомої інтенсивності десорбції I_c рідини на внутрішніх поверхнях шару контрольному об'єму

$$I_c = \gamma_c U_p \left\{ \exp(A/(R_y T)) - 1 \right\}^{-1} [\bar{\delta} (2 - \bar{\delta}) - \phi], \quad \gamma_c = 0,25 N_A \epsilon \delta^* / \mu, \quad \phi = P_p / P_n. \quad (13)$$

На зовнішній поверхні гранул інтенсивність випаровування знаходиться за формулою $I_{\text{гр}} = \zeta S_{\text{гр}} I_c$, де коефіцієнт ζ враховує зменшення поверхні десорбції внаслідок контакту гранул.

Інтенсивність десорбції в капілярах гранули $I'_{\text{гр}} = S''_{\text{гр}} I_c$, де $S''_{\text{гр}}$ — середня сумарна площа поверхні контакту адсорбата з парогазовою сумішшю в порах з $r \geq \delta^{\text{ж}}$ гранули контрольного об'єму. У капілярах з радіусами від r до $r + dr$, $dS''_{\text{гр}} = F(r)2\pi(r - \delta^{\text{ж}})dr / (\pi r^2 n_{\text{гр}})$, а $S''_{\text{гр}} = \int_{\delta^{\text{п}}}^{r_{\text{max}}} dS''_{\text{гр}}$.

Нерівноваге значення $\delta^{\text{п}}$ знаходиться з рівняння [3]: $\frac{G_{\text{гр}}}{\rho_{\text{п}}} = \int_{r_{\text{min}}}^{\delta^{\text{п}}} F(r)dr + \delta^{\text{п}} \left(S_{\text{гр}} + \frac{2}{n_{\text{гр}}} \int_{\delta^{\text{п}}}^{r_{\text{max}}} F(r)dr/r \right)$, де $G_{\text{гр}} = U_{\text{р}} / n_{\text{гр}}$ — осереднена вага рідини в контрольному об'ємі. Інтенсивність десорбції рідини в одиничному об'ємі пористого шару

$$I_V = (\zeta S_{\text{гр}} + S''_{\text{гр}}) n_{\text{гр}} I_c = \gamma_V I_c, \quad \gamma_V = (\zeta S_{\text{гр}} + S''_{\text{гр}}) n_{\text{гр}}. \quad (14)$$

Об'ємні концентрації U'_{χ} ($\chi = \text{р, п, пов}$) компонентів у пористих гранулах адсорбента знаходяться через значення об'ємних концентрацій U_{χ} відповідних компонентів у гранульованому шарі:

$$U'_{\text{р}} = U_{\text{р}}(1 - \varepsilon_{\text{ш}}), \quad U'_{\text{п}} = \rho_{\text{п}}(\Psi_{\text{г}} + \varepsilon_{\text{ш}}) = U_{\text{п}} + \rho_{\text{п}}\varepsilon_{\text{ш}}, \quad U'_{\text{пов}} = U_{\text{пов}} + \rho_{\text{пов}}\varepsilon_{\text{ш}}. \quad (15)$$

Розв'язували системи диференціальних рівнянь (1) – (5) при граничних умовах (7) – (10) числовим методом, що базується на явній тришаровій перерахунковій різницевій схемі М.І. Нікітенко [5]. Різницева апроксимація рівняння (3) у координатах x, y на рівномірній сітці $x_i = ih$, ($i = 0, 1, \dots, h = \text{const}$), $y_m = mh_y$, ($m = 0, 1, \dots, h_y = \text{const}$), $t_n = nl$ ($n = 0, 1, \dots, l > 0$) має вигляд

$$\frac{\bar{U}_{\text{pim}}^{n+1} - U_{\text{pim}}^n}{l} = - \left[\left((w_{\text{р}} U_{\text{р}})_{i+1,m}^n - (w_{\text{р}} U_{\text{р}})_{i,m}^n \right) - \left((w_{\text{р}} U_{\text{р}})_{i,m}^n - (w_{\text{р}} U_{\text{р}})_{i-1,m}^n \right) \right] / (2h^2) - \left[\left((w_{\text{р}} U_{\text{р}})_{i,m+1}^n - (w_{\text{р}} U_{\text{р}})_{i,m}^n \right) - \left((w_{\text{р}} U_{\text{р}})_{i,m}^n - (w_{\text{р}} U_{\text{р}})_{i,m-1}^n \right) \right] / (2h_y^2), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} (1 + \Omega_{\text{р}}) \frac{U_{\text{pim}}^{n+1} - U_{\text{pim}}^n}{l} - \Omega_{\text{р}} \frac{U_{\text{pim}}^n - U_{\text{pim}}^{n-1}}{l} = & - \left[\left((w_{\text{р}} \bar{U}_{\text{р}})_{i+1,m}^n - (w_{\text{р}} \bar{U}_{\text{р}})_{i,m}^n \right) - \left((w_{\text{р}} \bar{U}_{\text{р}})_{i,m}^n - (w_{\text{р}} \bar{U}_{\text{р}})_{i-1,m}^n \right) \right] / 2h^2 - \\ & - \left[\left((w_{\text{р}} \bar{U}_{\text{р}})_{i,m+1}^n - (w_{\text{р}} \bar{U}_{\text{р}})_{i,m}^n \right) - \left((w_{\text{р}} \bar{U}_{\text{р}})_{i,m}^n - (w_{\text{р}} \bar{U}_{\text{р}})_{i,m-1}^n \right) \right] / 2h_y^2 + \left[(D_{\text{р } i+1,m} + D_{\text{р } im}) (\bar{U}_{\text{р } i+1,m}^n - \bar{U}_{\text{р } im}^n) - \right. \\ & - (D_{\text{р } im} + D_{\text{р } i-1,m}) (\bar{U}_{\text{р } im}^n - \bar{U}_{\text{р } i-1,m}^n) \left. \right] / 2h^2 + \left[(D_{\text{р } i,m+1} + D_{\text{р } im}) (\bar{U}_{\text{р } i,m+1}^n - \bar{U}_{\text{р } im}^n) - \right. \\ & \left. - (D_{\text{р } im} + D_{\text{р } i,m-1}) (\bar{U}_{\text{р } im}^n - \bar{U}_{\text{р } i,m-1}^n) \right] / 2h_y^2 - I_V. \end{aligned} \quad (17)$$

Ваговий параметр $\Omega_{\text{р}}$ вибирається після побудови різницевої сітки, враховуючи умови стійкості $l_{\text{р}} \leq \min \left\{ (w_{\text{р } x} / h + w_{\text{р } y} / h_y)^{-1}; (1 + 2\Omega_{\text{р}}) / (2D_{\text{р}}(1/h^2 + 1/h_y^2)) \right\}$. Розрахунковий крок за часом l для різницевої апроксимації системи (1)–(5) знаходимо з умови $l \leq \min \{ l_{\text{Тр}}; l_{\text{Т}}; l_{\text{р}}; l_{\text{п}}; l_{\text{пов}} \}$, де $l_{\text{Тр}}; l_{\text{Т}}; l_{\text{р}}; l_{\text{п}}; l_{\text{пов}}$ – припустимі кроки за часом для різницевої апроксимації рівнянь відповідно (1) – (5).

На базі наведеної математичної моделі і числового методу розраховували перенос теплоти в осередній поверхні адсорбера і тепломасопереносу в шарі гранульованого силікагелю під час його осушення в умовах кондуктивного підводу енергії. Розраховували при таких вихідних даних: $T_0 = 283 \text{ К}$; $T_c = 318 \text{ К}$; $P_c = 8 \text{ кПа}$; $U_0 = 297 \text{ кг/м}^3$; $W_0 = 0,25 \text{ кг/кг}$; $\lambda_{\text{т}} = 0,74 \text{ Вт/(м·К)}$; $c_{\text{т}} = 920 \text{ Дж/(кг·К)}$; $\rho_{\text{т}} = 1250 \text{ кг/м}^3$; $\phi_c = 0,8$; $A = A_D = 0,4205 \cdot 10^8 \text{ Дж/кмоль}$; $\Pi = 0,46$; $\varepsilon_{\text{ш}} = 0,34$.

На рис.2 показано графіки зміни вологовмісту силікагелю під час десорбції води при різних температурах поверхні $y = 0$ (рис.1). Криві якісно узгоджуються з наведеними в [6] результатами кінетики десорбції води з гранульованого цеоліту в циліндричному адсорбері. Зведені в [6] графіки мають дві ділянки. Початкова, положистіша ділянка має вигляд увігнутої кривої і відповідає етапу прогрівання оребреної поверхні теплопідводу до прийнятої температури десорбції. Далі, на другому етапі, починається інтенсивне зневоднення сорбенту до його повного відновлення. Швидкість десорбції тим більша, чим вища температура десорбції.

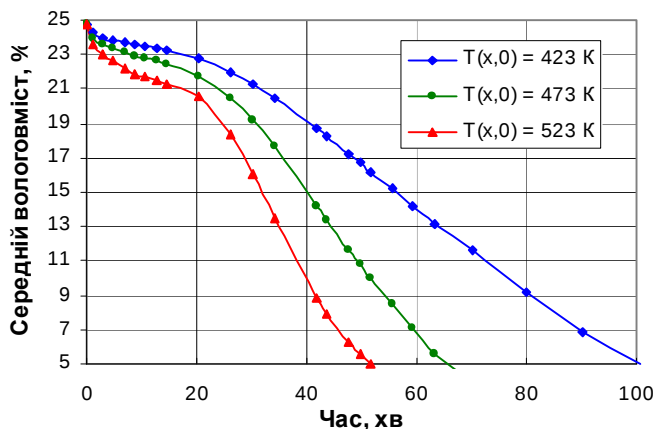


Рис.2. Графіки зміни середнього вологовмісту шару товщиною 0,03 м гранульованого силікагелю при десорбції води. Міжреберна відстань 0,03 м

Висновки. Наведена двовимірна математична модель і метод розрахунку тепломасопереносу і фазових перетворень під час осушення гранульованого сорбенту в адсорбері термотрансформатора з розвиненою поверхнею теплопідводу можуть бути використані для вибору оптимальних режимів процесу регенерації відпрацьованих сорбентів, а також під час вибору оптимальних геометричних і теплофізичних параметрів конструкції адсорберів.

1. Никитенко Н.И., Снежкин Ю.Ф., Сорокова Н.Н. Математическая модель и метод расчета тепломассопереноса и фазовых превращений в процессах сушки. // Пром. теплотехника. 2001.— Т. 23. —№ 3.— С.65–73.
2. Никитенко Н. И. Исследование динамики испарения конденсированных тел на основе закона интенсивности спектрального излучения частиц// ИФЖ. 2002. Т. 75, № 3. С. 128–134.
3. Никитенко Н.И., Снежкин Ю.Ф., Сорокова Н.Н. Математическое моделирование процесса регенерации твердых сорбентов // Наукові праці ОНАХА (Одеської національної академії харчових технологій). Одеса. 2007. —Вип. 30. —Т. 1. — С. 12 – 17.
4. Никитенко Н. И. Исследование динамики испарения конденсированных тел на основе закона интенсивности спектрального излучения частиц// ИФЖ. —2002. —Т. 75. —№ 3. —С. 128–134.
5. Никитенко Н.И. Теория тепломассопереноса. — К.: Наук. думка. —1983. —352 с.
6. Leong K.C., Liu Y. Numerical study of a combined heat and mass recovery adsorption cooling cycle// Intern. J. Heat/ Mass Transfer. —2004. —47. —P. 4761–4770.