

Феноменологічний опис і експериментальні дослідження процесів тепломасообміну під час вакуумного осушування пористих матеріалів

Тарас Голубець, Юліан Сосновий

Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача НАН України, вул. Наукова, 3б, Львів, e-mail: dept13@iapmm.lviv.ua

Запропоновано повну систему рівнянь балансу тепла та маси пароповітряної суміші з врахуванням джерел випаровування та фазового перетворення води у пару на поверхні зволоженого пористого тіла у вакуумній системі осушування. Експериментально визначено динаміку зміни тисків газової суміші на краях капіляра та температури поверхні зволоженого пористого тіла під час вакуумного осушування. Відтворено динаміку зміни молярної частки водяної пари у вакуумній камері системи осушування згідно балансових рівнянь і виразу для визначення потоку водяної пари у капілярі вакуумного трубопроводу. Розраховано поверхневі коефіцієнти тепломасообміну відповідно до внеску основних видів дифузії у транспортні властивості пароповітряної газової суміші в середині капіляра вакуумного трубопроводу. Визначено втрати маси зволоженим пористим тілом внаслідок процесів випаровування.

Ключові слова: вакуумне осушування, пористі матеріали, дифузійні та теплові явища.

Вступ. Під час вакуумного осушування пористий вологий зразок розміщують у герметичній камері, яка є складовою частиною вакуумної системи. Зменшення тиску у вакуумній камері викликає інтенсивні процеси випаровування рідини з пористого зволоженого матеріалу. Внаслідок випаровування температура поверхні та внутрішнього об'єму пористого виробу зменшується.

Підведення тепла до пористого зволоженого зразка інтенсифікує осушувальні процеси. Найчастіше використовують три способи підведення тепла: кондуктивним чином від нагрітих поверхонь, циркуляцією пароповітряного середовища у вакуумній камері та індукційним за допомогою високочастотного генератора. Зазвичай, найефективнішим є осушування під час індукційного підведення тепла, відомим також у літературі під назвою вакуумно-діелектричного осушування. Характерно, що в цьому випадку теплова обробка виробу відбувається в області тіла відповідно до втрат потужності, які виникають у ньому за дії зовнішнього електромагнітного поля. Відклик пористого зволоженого матеріалу на електромагнітне поле супроводжується релаксацією поляризації, що сприяє вивільненню адсорбованої на внутрішній поверхні пористого матеріалу вологи [1].

Оскільки пароповітряне середовище вакуумної камери поступово насичується паром води, то внутрішні напруження у пористому зволоженому виробі під час індукційного процесу нагріву є незначні.

Проте, незважаючи на актуальність вакуумного осушування, залишається актуальною задача оцінки коефіцієнтів тепломасообміну, які в більшості випадків задаються емпірично на основі експериментальних даних [2].

У цій роботі для типової вакуумної установки осушування зволжених пористих тіл запропоновано повну систему рівнянь балансу тепла та маси пари води з урахуванням джерел випаровування та фазового перетворення води у пару. Експериментально визначено динаміку зміни тисків газової суміші на краях капіляра, що використовується для контролю процесу осушування, та температури поверхні зволоженого пористого тіла. Відтворено динаміку зміни молярної частки водяної пари у вакуумній камері системи осушування згідно балансових рівнянь і виразу для визначення потоку водяної пари у капілярі вакуумного трубопроводу. Розраховано поверхневі коефіцієнти тепломасообміну відповідно до внеску основних видів дифузії у транспортування пароповітряної газової суміші в середині капіляра вакуумного трубопроводу. Визначено втрати маси зволженим пористим тілом внаслідок процесів випаровування.

1. Експериментальне обладнання

Визначення кількості вологи, яка виділяється з насиченого водою пористого тіла проводилося на типовій вакуумній установці, схему якої зображено на рис. 1. Насичений вологою пористий циліндричний зразок 2 розміщується у вакуумній камері 1. У разі відкритого клапана 3 повітря з вакуумної камери викачується електричним насосом 7 через калібрований капіляром 5 трубопровід вакуумної установки. Діаметр і довжина капіляра у вакуумному трубопроводі визначає провідність транспортної системи. Зміна температури поверхні зразка фіксується термопарою 8.

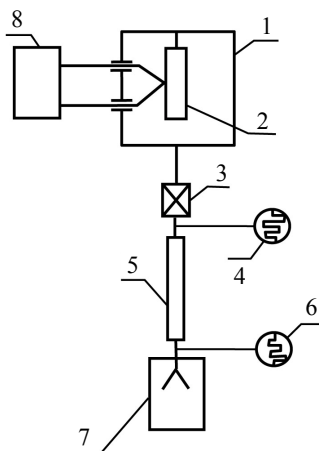


Рис. 1. Схема вакуумної установки

Важливим є дотримання такого режиму викачування повітря з вакуумної камери 1, за якого температура поверхні досліджуваного зразка є вища за критичну (фазового переходу рідини з рідкого у твердий стан не відбувається), а температура пароповітряного середовища у вакуумній камері 1 не досягає точки роси (відсутні процеси конденсації водяної пари у вакуумній камері). Припускається, що під час дифузії пароповітряної газової суміші у вакуумному трубопроводі стінки капіляра 5 не адсорбують вологи. За часовою зміною тиску на вході 4 та виході 6 капіляра згідно роботи [3] визначають загальну кількість пароповітряної газової суміші, яка виділяється з поверхні зразка внаслідок випаровування в умовах середнього вакууму.

2. Моделювання вимушеної ізотермічної дифузії пароповітряної газової суміші у капілярі вакуумного трубопроводу

Розглянемо дифузію пароповітряної газової суміші через капіляр радіуса r_0 , яка спричинена різницею тисків p_1 та p_2 на його краях.

Означимо усереднені по перерізу капіляра парціальні тиски p_α та молярні потоки N_α компонент таким чином

$$\langle p_\alpha \rangle = \frac{1}{S_0} \int_{(S_0)} p_\alpha dS, \quad \langle N_\alpha \rangle = \frac{1}{S_0} \int_{(S_0)} N_\alpha dS, \quad (1)$$

де $\alpha = \{v, a\}$ — індекс, який зазначає пару води та сухе повітря відповідно; S_0 — площа поперечного перерізу капіляра.

Оскільки для розглядуваної газової суміші виконується закон Дальтона (Dalton) [4] та змішування компонент ідеальне, то з огляду на закон збереження маси: $\sum_\alpha x_\alpha = 1$ (де $x_\alpha = \langle p_\alpha \rangle / \langle p \rangle$ — молярна частка α -компоненти, а

$\langle p \rangle = \langle p_v \rangle + \langle p_a \rangle$ — сумарний тиск) для сумарного молярного потоку $\langle N \rangle$ можемо прийняти

$$\langle N \rangle = \langle N_v \rangle + \langle N_a \rangle. \quad (2)$$

Зрозуміло, що

$$\langle p_v \rangle = x_v \langle p \rangle, \quad \langle p_a \rangle = (1 - x_v) \langle p \rangle. \quad (3)$$

2.1. Модель BFM (Binary Friction Model). Вирази для потоків водяної пари та газової суміші. Ефективний коефіцієнт дифузії. Модель BFM [5] описує зв'язок між усередненими по перерізу капіляра молярними потоками $\langle N_\alpha \rangle$ компонент суміші та градієнтами парціальних тисків $\langle p_\alpha \rangle$. Для ізотермічного перенесення кількості речовини у капілярі приймемо

$$\frac{\partial \langle p_v \rangle}{\partial x} = RT (\langle F_x \rangle - f_v \langle N_v \rangle), \quad \frac{\partial \langle p_a \rangle}{\partial x} = -RT (\langle F_x \rangle + f_a \langle N_a \rangle), \quad (4)$$

де $\langle F_x \rangle = (x_v \langle N_a \rangle - x_a \langle N_v \rangle) / D_0 \langle p \rangle$, $f_\alpha = 1 / (D_\alpha^K + B_0 / \kappa_\alpha)$ — коефіцієнт в'язкого тертя α -компоненти, $D_\alpha^K = \frac{2}{3} r_0 \sqrt{8RT / \pi M_\alpha}$ — коефіцієнт дифузії Кнудсена (Knudsen)

[5] для α -компоненти з молярною масою M_α , $\alpha = \{v, a\}$; $B_0 = r_0^2 / 8$ — проникність капіляра, D_0 — коефіцієнт дифузії водяної пари в повітрі, T — температура суміші. Коефіцієнти κ_α у системі рівнянь (4) враховують внесок α -компоненти у сумарну динамічну в'язкість η . Для бінарної пароповітряної суміші маємо

$$\sum_\alpha \kappa_\alpha x_\alpha = \eta / \langle p \rangle. \quad \text{Оскільки [5]}$$

$$\eta = \sum_{\alpha} \frac{x_{\alpha} \eta_{\alpha}}{\sum_{\beta} x_{\beta} \xi_{\alpha\beta}}, \quad \xi_{\alpha\beta} = \frac{\left[1 + (\eta_{\alpha}/\eta_{\beta})^{1/2} (M_{\beta}/M_{\alpha})^{1/4} \right]^2}{2\sqrt{2} (1 + M_{\alpha}/M_{\beta})^{1/2}},$$

де η_{α} — динамічна в'язкість α -компоненти, а $\xi_{\alpha\beta}$ — параметр Вільке (Wilke) [6], то

$$\kappa_v = \frac{1}{\langle p \rangle} \frac{\eta_v}{x_v + (1-x_v)\xi_{va}}, \quad \kappa_a = \frac{1}{\langle p \rangle} \frac{\eta_a}{x_v \xi_{av} + (1-x_v)}. \quad (5)$$

Додаючи рівняння системи (4) з урахуванням (2) і (3), отримуємо

$$\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} = -RT [f_v \langle N_v \rangle + f_a \langle N_a \rangle]. \quad (6)$$

Зі співвідношення (6) знайдемо молярний потік повітря та підставимо його вираз у перше рівняння системи (4), тоді молярний потік водяної пари буде

$$\langle N_v \rangle = -\frac{1}{RT} \left(\frac{\partial [x_v \langle p \rangle]}{\partial x} + \frac{x_v}{f_a D_0 \langle p \rangle} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} \right) / \left\{ f_v + \frac{1}{D_0 \langle p \rangle} \left[x_v \left(\frac{f_v}{f_a} - 1 \right) + 1 \right] \right\}. \quad (7)$$

Слід зауважити, що коли означити ефективний коефіцієнт дифузії $D_{eff} = 1/(f_v + f_a)$, то у наближенні $\langle N_v \rangle = \langle N_a \rangle = \langle N \rangle$ з формули (6) для молярного потоку газової суміші отримаємо

$$\langle N \rangle = -\frac{D_{eff}}{RT} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x}. \quad (8)$$

Співвідношення (7) і (8) визначають потоки водяної пари та пароповітряної газової суміші через капіляр у трубопроводі вакуумної системи.

2.2. Наближена оцінка похідних. У формулах (7) і (8) для молярних потоків водяної пари $\langle N_v \rangle$ та газової пароповітряної суміші $\langle N \rangle$ уздовж капіляра входять похідні $\partial \langle p \rangle / \partial x$ і $\partial [x_v \langle p \rangle] / \partial x$, які є невідомими функціями. Знайдемо наближені вирази для них у припущенні, що часові залежності тиску суміші $p_s(t)$ та молярної частки компонент $x_{\alpha s}(t)$ ($s = 1, 2$; $\alpha = v, a$) на кінцях капіляра відомі з експерименту.

Приймемо процес масоперенесення в капілярі стаціонарним. Тоді середнє по довжині L_0 капіляра значення тиску $\bar{p}(t)$ та молярних часток $\bar{x}_{\alpha}(t)$ компонентів суміші

$$\bar{p}(t) = [p_1(t) + p_2(t)]/2, \quad \bar{x}_{\alpha}(t) = \bar{p}_{\alpha}(t)/\bar{p}(t), \quad (9)$$

а відхилення граничних значень загального тиску $p_s(t)$ від середнього $\bar{p}(t)$ буде

$$\Delta\bar{p}(t) \equiv \Delta p_1(t) = \Delta p_2(t) = [p_1(t) - p_2(t)]/2, \quad (10)$$

де $\bar{p}_\alpha(t)$ — середній парціальний тиск α -компоненти суміші $\left(\sum_\alpha \bar{x}_\alpha(t) = 1\right)$.

Аналогічно до (9) і (10) можна означити відхилення молярних часток компонентів газової суміші від середніх значень: $\Delta\bar{x}_\alpha(t) = \Delta\bar{p}_\alpha(t)/\Delta\bar{p}(t)$, де $\Delta\bar{p}_\alpha(t) \equiv \Delta p_{\alpha 1}(t) = \Delta p_{\alpha 2}(t) = [p_{\alpha 1}(t) - p_{\alpha 2}(t)]/2 \left(\sum_\alpha \Delta\bar{x}_\alpha(t) = 1\right)$. Тоді на краях капіляра для молярних часток компонентів отримуємо вирази

$$x_{\alpha 1}(t) = \frac{\bar{x}_\alpha(t)\bar{p}(t) + \Delta\bar{x}_\alpha(t)\Delta\bar{p}(t)}{p_1(t)}, \quad x_{\alpha 2}(t) = \frac{\bar{x}_\alpha(t)\bar{p}(t) - \Delta\bar{x}_\alpha(t)\Delta\bar{p}(t)}{p_2(t)}. \quad (11)$$

На основі співвідношень (9)-(11) з огляду на малу довжину капіляра L_0 записуємо наближені вирази для шуканих похідних

$$\begin{aligned} \frac{\partial [x_v \langle p \rangle]}{\partial x} &\cong \frac{1}{L_0} \left\{ \bar{x}_v(t) [p_2(t) - p_1(t)] + 2\Delta\bar{p}(t) [\bar{x}_v(t) - \Delta\bar{x}_v(t)] \right\}, \\ \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} &\cong \frac{1}{L_0} [p_2(t) - p_1(t)], \end{aligned} \quad (12)$$

де $\Delta\bar{x}_v(t) = \frac{x_{v1}(t)p_1(t) - x_{v2}(t)p_2(t)}{p_1(t) - p_2(t)}$.

Вирази (12) використовуються для розрахунку параметрів масопереносу суміші у наближенні, що $x_{v1}(t)p_1(t) = x_{v2}(t)p_2(t)$, тобто $\Delta\bar{x}_v(t) = 0$.

3. Загальні залежності масоперенесення у капілярі вакуумного трубопроводу

Зв'язок між усередненим по перетину капіляра потоком маси суміші $\langle J_m(t) \rangle$ та тисками $p_1(t)$ і $p_2(t)$ на його краях можна записати також у вигляді [3]

$$\langle J_m(t) \rangle = \langle U_g(t) \rangle (p_1(t) - p_2(t)), \quad (13)$$

де $\langle U_g(t) \rangle$ — усереднена, так звана, провідність газової суміші у капілярі.

Провідність газової суміші $\langle U_g \rangle$ записується у вигляді суми

$$\langle U_g(t) \rangle = \langle U_{dr}(t) \rangle + \langle U_{kn}(t) \rangle + \langle U_{mut}(t) \rangle. \quad (14)$$

Тут згідно закону Дарсі [7]

$$\langle U_{dr}(t) \rangle = \frac{1}{8} \frac{\pi r_0^4}{L_0} \left(\frac{x_v(t)}{\eta_v} + \frac{1-x_v(t)}{\eta_a} \right) \frac{M_g(t) \langle p(t) \rangle}{RT_{amb}}, \quad (15)$$

Кнудсена (Knudsen) [8]

$$\langle U_{kn}(t) \rangle = \frac{8}{3} \frac{r_0^3}{L_0} \sqrt{\frac{M_g(t)}{2\pi RT_{amb}}} \quad (16)$$

та Стефана-Максвела (Stefan-Maxwell) [9, 10]

$$\langle U_{mut}(t) \rangle = \frac{\pi r_0^2}{L_0} \frac{x_v(t) M_a M_v}{RT_{amb} M_g(t)} \frac{\langle p(t) \rangle^2}{p_1(t) p_2(t)} D_0, \quad (17)$$

де $M_g(t) = x_v(t) M_v + [1 - x_v(t)] M_a$ — молярна маса пароповітряної газової суміші, $x_v(t)$ — молярна частка водяної пари у капілярі.

Зазначимо, що використовуючи (8) і (12), для провідності газової суміші можемо також отримати

$$\langle U_{eff}(t) \rangle = \frac{\pi r_0^2}{L_0} \frac{M_g(t)}{RT_{amb}} \langle D_{eff}(t) \rangle. \quad (18)$$

Запишемо тепер наближений вираз для похідної за часом від маси $\langle m(t) \rangle$ газової суміші у капілярі

$$\frac{d\langle m(t) \rangle}{dt} \cong \langle \bar{U}_g(t) \rangle \xi(t). \quad (19)$$

Тут $\langle \bar{U}_g(t) \rangle$ — середнє в інтервалі часу $[t, t + \Delta t)$ значення провідності,

$$\xi(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} [p_1(t) - p_2(t)] dt.$$

4. Баланс тепла та маси у вакуумній системі осушування

На основі законів збереження [11, 12] отримуємо рівняння балансу тепла та маси для водяної пари у вакуумній камері системи осушування. Прийmemo до уваги, що часова залежність температури $T_A(t)$ поверхні A зволоженого пористого зразка з об'ємом V_m упродовж осушування відома, а температура газової суміші у вакуумній камері з об'ємом V_{amb} ($V_m \ll V_{amb}$) та капілярі вакуумного трубопроводу відповідає температурі зовнішнього середовища T_{amb} .

Під час опису процесів тепломасообміну у вакуумній системі осушування врахуємо такі наближення: молярна частка водяної пари у капілярі та пароповітряному середовищі вакуумної камери однакові; граничні умови масообміну на поверхні зволоженого зразка визначаються законом Рауля (Raoult) [11] ($x_v(t)|_A = 1$).

Джерело маси \dot{I} пари води та її густину ρ_v в області вакуумної камери визначаємо формулами

$$\dot{I} = \frac{c_{pv} m_v(t)}{r} \frac{dT_A(t)}{dt}, \quad \rho_v(t) = \frac{M_v p_1(t)}{RT_{amb}} x_v(t),$$

де $p_1(t)$ — тиск газової суміші у вакуумній камері, r — прихована теплота випаровування, c_{pv} — теплоємність водяної пари за постійного тиску.

Позначимо коефіцієнти обміну тепла та маси на поверхні зволоженого пористого тіла через $h_t(t)$ і $h_m(t)$. Враховуємо, що зміна кількості теплоти водяної пари у вакуумній камері відбувається внаслідок теплообміну на поверхні зволоженого пористого тіла, тобто

$$c_{pv} m_v(t) \frac{dT_A(t)}{dt} = Ah_t(t)(T_A(t) - T_{amb}). \quad (20)$$

Зміну маси водяної пари у вакуумній камері викликано перетворенням води у пару на поверхні тіла. Розглядаючи поверхню пористого зволоженого тіла як джерело маси у вакуумній камері, можемо записати

$$\frac{dm_v(t)}{dt} = Ah_m(t) \left(\frac{M_v p_1(t)}{RT_A(t)} - \rho_v(t) \right) - \frac{Ah_t(t)}{r} (T_A(t) - T_{amb}) + \dot{I}. \quad (21)$$

Для маси водяної пари $m_v(t)$ та її похідної маємо такі залежності

$$m_v(t) = V_{amb} \rho_v(t), \quad \frac{dm_v(t)}{dt} = \frac{dm(t)}{dt} - V_{amb} \frac{d\rho_a(t)}{dt}. \quad (22)$$

Рівність швидкостей зміни маси газової суміші у вакуумній камері та капілярі з врахуванням рівнянь стану для повітряної компоненти газової суміші

$$\rho_a(t) = \frac{M_a}{RT_{amb}} [1 - x_v(t)] p_1(t)$$

запишемо у формі

$$\frac{d\rho_a(t)}{dt} = \frac{M_a}{RT_{amb}} \left\{ [1 - x_v(t)] \frac{dp_1(t)}{dt} - p_1(t) \frac{dx_v(t)}{dt} \right\}. \quad (23)$$

Зазначимо, що розрахунок коефіцієнтів тепло- та масообміну $h_t(t)$ й $h_m(t)$ згідно записаних співвідношень можна здійснити, якщо відома часова зміна молярної частки пари води $x_v(t)$ у вакуумній камері, яку знаходимо з такого рівняння

$$\frac{d\rho_v(t)}{dt} = S_0 \frac{M_v}{RT_{amb}} \langle N_v(t) \rangle + \dot{I}. \quad (24)$$

Нагадаємо, що тут $\langle N_v(t) \rangle$ — молярний потік водяної пари у капілярі вакуумного трубопроводу, який визначається наближеними виразами для похідних, а $S_0 = \pi r_0^2$ — площа поперечного перерізу капіляра.

5. Результати експериментальних досліджень і чисельних розрахунків

Характеристики вакуумної установки: об'єм вакуумної камери складає $V_{amb} = 10^{-3} \text{ м}^3$, радіус капіляра $r_0 = 1,5 \text{ мм}$ та його довжина $L_0 = 30 \text{ мм}$. *Умови приготування зволоженого зразка.* Сухий циліндричний зразок радіуса $r_m = 10,5 \text{ мм}$ та висотою $h_m = 70 \text{ мм}$, об'єм якого становить $V_m = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$, виготовлений на основі суміші для керамічної плитки марки Ceresit CM 11 з початковою вагою $m_0 = 36,1 \text{ г}$, витримувався у воді до повного насичення пор рідиною. Після цього він упродовж часу $t = 1 \text{ год.}$ перебував у кімнатних умовах за температури $T_{amb} = 17^{\circ}\text{C}$ та відносної вологості повітря $H = 60\%$ і його вага остаточно становила $m_{wet} = 36,7 \text{ г}$. Для визначення температури поверхні використовувалася термопара ХА $\varnothing 0,3 \text{ мм}$. Початок вимірювань $t_0 = 60 \text{ с}$. Тривалість вакуумної обробки $\Delta t_{dry} = 3,75 \text{ год.}$ Вага осушеного зразка $m_{dry} = 35,3 \text{ г}$.

Виміряні значення сумарних тисків газової суміші на краях капіляра (p_1 і p_2) та приросту електрорушійної сили термопари (ΔE) на поверхні зразка наведені в таблиці.

Таблиця

Динаміка зміни сумарних тисків газової суміші (p_1 і p_2) на краях капіляра та приросту ЕРС (ΔE) термопари на поверхні зразка

t [с]	p_1 [мм. рт. ст.]	p_2 [мм. рт. ст.]	ΔE [мВ]	t [с]	p_1 [мм. рт. ст.]	p_2 [мм. рт. ст.]	ΔE [мВ]
60	3,20	0,350	0,12	1980	0,75	0,130	0,31
120	2,25	0,260	0,16	2580	0,70	0,120	0,27
180	1,90	0,200	0,20	3180	0,68	0,110	0,25
240	1,50	0,170	0,21	3780	0,65	0,105	0,24
300	1,30	0,168	0,25	4980	0,60	0,100	0,20
420	1,20	0,165	0,30	6180	0,49	0,090	0,16
630	1,05	0,160	0,31	7380	0,48	0,080	0,14
660	1,02	0,157	0,33	8580	0,42	0,073	0,12
780	1,01	0,156	0,34	10980	0,37	0,066	0,08
900	0,90	0,155	0,35	13380	0,36	0,060	0,06
1380	0,80	0,140	0,32				

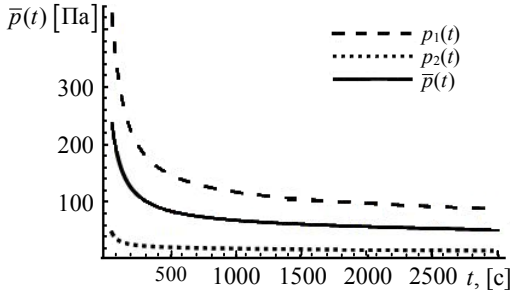


Рис. 2. Тиски пароповітряної газової суміші на краях капіляра

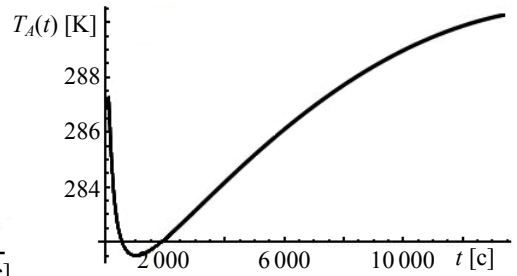


Рис. 3. Температура поверхні дослідного зразка

За допомогою процедури інтерполяції отримано неперервні у часовому проміжку вимірювань залежності тисків $p_1(t)$ та $p_2(t)$ на краях капіляра (рис. 2) ($\bar{p}(t)$ — середнє значення тиску) та температури поверхні T_{amb} пористого зволоженого зразка (рис. 3).

Втрата маси дослідним зразком відповідає потоку водяної пари вздовж капіляра вакуумного трубопроводу. Розрахунок потоку здійснюється згідно співвідношень (7) і (8) із допомогою наближених виразів для похідних (14), якщо відома динаміка зміни молярної частки $x_v(t)$ у пароповітряному середовищі вакуумної камери.

З визначених часових залежностей тисків $p_1(t)$ та $p_2(t)$ на краях капіляра (рис. 2) у трубопроводі вакуумної системи та температури поверхні $T_A(t)$ (рис. 3) зволоженого пористого циліндричного зразка після підстановки виразів (12) для похідних, у яких приймаємо $\langle \Delta x_v(t) \rangle = 0$, у співвідношення (7) і чисельного розв'язування диференційного рівняння (24) (за умови, що значення молярної частки водяної пари у вакуумній камері $x_v(t_0) = 0,45$, де $t_0 = 60$ с — початок вимірювань) отримуємо часову зміну молярної частки водяної пари $x_v(t)$ у вакуумній камері (рис. 4).

Тоді на основі виразів $\langle p_v(t) \rangle = x_v(t) \langle p(t) \rangle$ та $\langle p_a(t) \rangle = (1 - x_v(t)) \langle p(t) \rangle$ розраховуємо парціальні тиски компонент (рис. 5).

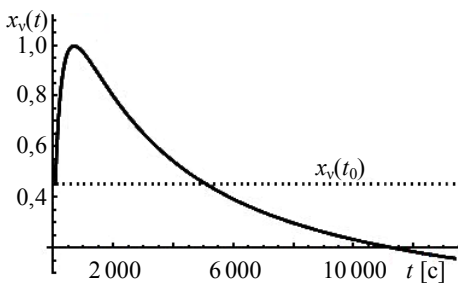


Рис. 4. Молярна частка водяної пари

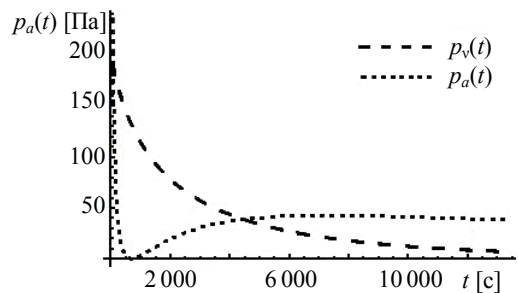


Рис. 5. Парціальні тиски компонент пароповітряної суміші

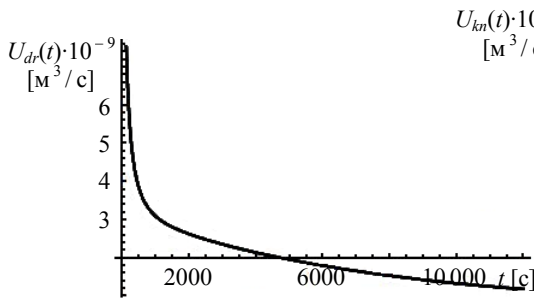


Рис. 6. Дифузійний внесок у проникність згідно Дарсі (Darcy)

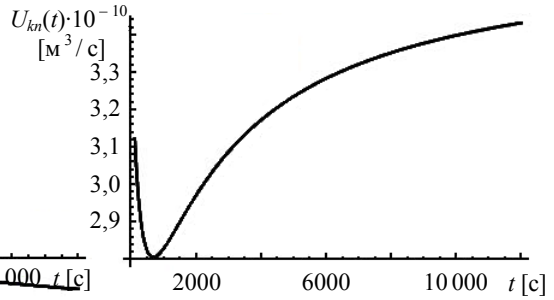


Рис. 7. Дифузійний внесок у проникність згідно Кнудсена (Knudsen)

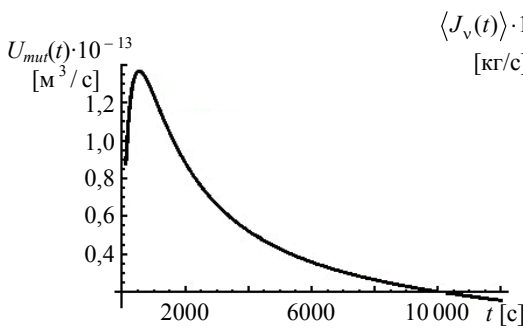


Рис. 8. Дифузійний внесок у проникність згідно Стефана-Максвела (Stefan-Maxwell)

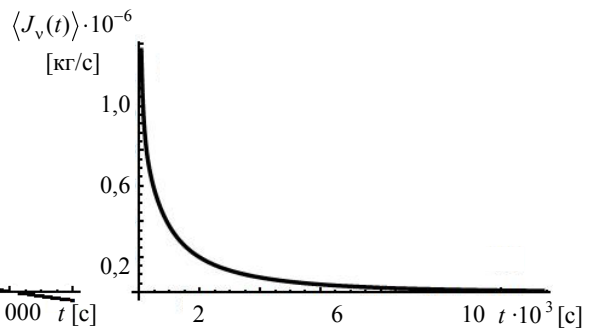


Рис. 9. Усереднений потік водяної пари вздовж капіляра

За відомою залежністю $x_v(t)$ згідно формул (15)-(17) отримуємо внесок кожного з врахованих у співвідношенні (14) типів дифузії у загальний процес перенесення маси у капілярі вакуумного трубопроводу (рис. 6-8).

На рис. 9 зображено розраховану часову залежність потоку маси водяної пари $\langle J_v(t) \rangle = \pi r_0^2 M_v \langle N_v(t) \rangle / RT_{amb}$ вздовж капіляра вакуумного трубопроводу. Інтегруючи отриманий вираз для потоку у часовому проміжку, який відповідає тривалості вакуумного осушування $\Delta t_{dry} = 3,75$ год., отримуємо загальну втрату маси пористим зволженим зразком $\Delta m_{dry} = 1,38$ г. Це дає підставу стверджувати, що експериментальні дані мають належне теоретичне обґрунтування.

Згідно балансових рівнянь (20) і (21) для поверхневих коефіцієнтів $h_m(t)$ та $h_t(t)$ масо- та теплообміну отримуємо відповідно графічні залежності, зображені на рис. 10 і 11.

Відповідно до динаміки зміни відношення цих коефіцієнтів $h_m(t)/h_t(t)$ (рис. 12) на поверхні зволоженого зразка, підлягає сумніву можливість використання відомого $(h_m(t)/h_t(t) = D_0/\lambda_g(t))$, де $\lambda_g(t)$ — теплопровідність газової суміші) співвідношення між поверхневими коефіцієнтами тепломасообміну

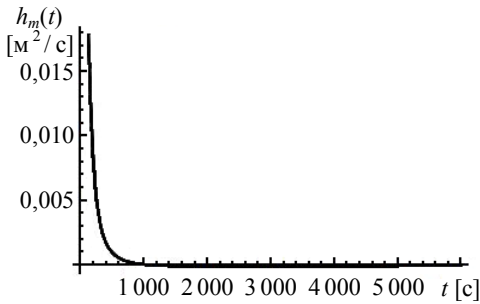


Рис. 10. Поверхневий коефіцієнт масообміну

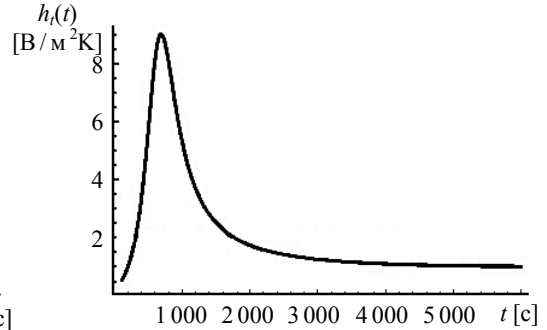


Рис. 11. Поверхневий коефіцієнт теплообміну

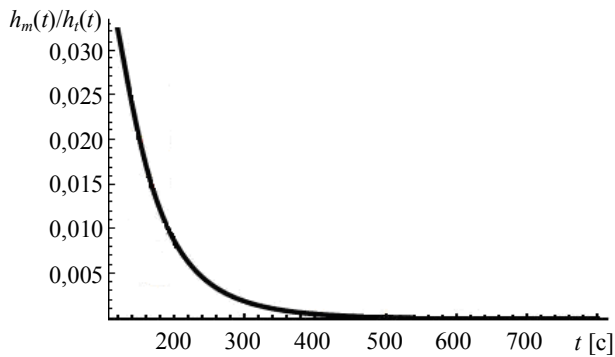


Рис. 12. Відношення коефіцієнтів масо- та теплообміну

у випадку нестационарних термодинамічних процесів викликаних вакуумним осушуванням [9].

На основі наведених характеристик отримуємо вихідну інформацію для дослідження процесів тепломасообміну під час вакуумного осушування пористих зволжених матеріалів.

Висновки. Характер зміни часових залежностей тиску у вакуумній камері визначає інтенсивність випаровування води з поверхні пористого зволоженого матеріалу (рис. 2). Температура поверхні зразка $T_A(t)$ досягає мінімуму в момент часу t_{\min} (рис. 3). Мінімум температури $T_A(t_{\min})$ відповідає початку часового інтервалу $t \geq t_{\min}$ стабілізації тисків $p_1(t)$ і $p_2(t)$ на краях капіляра. При цьому температура поверхні зростає до величини T_{amb} . У часовому проміжку $t < t_{\min}$ процеси тепломасообміну швидкозмінні, на що вказує стрімке, аж до максимального значення $x_v(t_{\min}) \cong 1$, зростання молярної частки водяної пари $x_v(t)$ у вакуумній камері (рис. 4).

Зменшення інтенсивності випаровування на поверхні зразка є критерієм досягнення поверхнею мінімальної температури. Мінімум температури поверхні

відповідає одночасно точкам перегину (рис. 6), мінімуму (рис. 7) і максимуму (рис. 8) на часових залежностях проникності газової суміші вздовж капіляра відповідно до дифузійних внесків законів Дарсі (15), Кнудсена (16) і Стефана-Максвелла (17). Слід зауважити, що числове значення вказаних дифузійних внесків у виразі для сумарної проникності газової суміші (14) суттєво відрізняється за порядком величини.

У разі досягнення температурою поверхні мінімального значення $T_A(t_{\min})$ в області $t < t_{\min}$ процеси масообміну припиняються і вирішальними у часовому проміжку $t \geq t_{\min}$ стають процеси теплообміну. На рис. 5 зображено парціальний тиск водяної пари $p_v(t)$ у вакуумній камері, який неперервно зменшується згідно дифузійного внеску у провідність пароповітряної суміші за Дарсі (рис. 6). Взаємно протилежні дифузійні ефекти згідно законів Кнудсена (рис. 7) і Стефана-Максвелла (рис. 8) стають вирішальними під час формування мінімуму парціального тиску сухого повітря $p_a(t)$ у капілярі вакуумного трубопроводу.

Зі зменшенням тиску у вакуумній камері в області $t \geq t_{\min}$ ефект в'язкого тертя газової суміші [4] зменшується і зростає молекулярно-кінетичний ефект [5], оскільки довжина вільного пробігу молекул газової суміші стає більшою за геометричні розміри капіляра. Також, взаємна молекулярна дифузія компонент газової суміші зменшується, оскільки пароповітряне середовище у вакуумній камері досягає розрідженого стану [6, 7].

Згідно розрахованих поверхневих коефіцієнтів теплообміну $h_m(t)$ (рис. 10) і масообміну $h_t(t)$ (рис. 11) і розподілу парціальних тисків (рис. 5) приходимо до висновку, що в області $t \geq t_{\min}$ теплообмін у вакуумній камері з зовнішнім оточенням викликає взаємну термодифузію компонент бінарної пароповітряної газової сумі, внаслідок якої парціальні тиски $p_a(t)$ та $p_v(t)$ вирівнюються. Відхилення від рівноважного парціального тиску спричинене недосконалістю вакуумної установки та похибками вимірювань.

Література

- [1] *Лыков, А. В.* Теория сушки / *А. В. Лыков.* — Москва: Энергия, 1968. — 472 с.
- [2] *Седов, Л. И.* Методы подобия и размерности в механике / *Л. И. Седов.* — Москва: Наука, 1977. — 440 с.
- [3] *Розанов, Л. Н.* Вакуумная техника / *Л. Н. Розанов.* — Москва: Высшая школа, 1990. — 320 с.
- [4] *Dalton, J.* Meteorological observations and essays / *J. Dalton.* — London: Printed by Harrison & Baldwin and Cradock, 1834. — 244 p.
- [5] *Kerkhof, J. A. M.* Modified Maxwell-Stefan model for transport through inert membranes: the binary friction model / *J. A. M. Kerkhof* // Chem. Eng. J. — 1996. — Vol. 64, Issue 3. — P. 319-343.
- [6] *Reid, R. C.* The Properties of Gases and Liquids / *R. C. Reid, J. M. Prausnitz, T. K. Sherwood.* — New York: McGraw-Hill, 1977. — 525 p.
- [7] *D'Arcy, H. P. G.* Les fontaines publiques la ville de Dijon / *H. P. G. D'Arcy.* — Paris: Victor Dalmont, 1856. — 211 p.

- [8] *Knudsen, M.* The laws of molecular and viscous flow through tubes / *M. Knudsen* // *Ann. Phys.* — Leipzig, 1909. — Vol. 28. — P. 75-130.
- [9] *Maxwell, J. C.* On the dynamical theory of gases / *J. C. Maxwell* // *London. Phil. Trans. Roy. Soc.* — 1867. — Vol. 157. — P. 49-88.
- [10] *Любов, Б. Я.* Диффузионные процессы в неоднородных твердых телах / *Б. Я. Любов.* — Москва: Наука, 1981. — 295 с.
- [11] *Smith, E. B.* Basic Chemical Thermodynamics / *E. B. Smith.* — Oxford: Clarendon Press, 1993. — 180 p.
- [12] *Incropera, F. P.* Fundamentals of Heat and Mass Transfer / *F. P. Incropera, D. P. DeWitt.* — New York: Wiley, 1990. — 819 p.

Phenomenological description and experimental investigation of heat and mass transfer processes under vacuum drying porous materials

Taras Holubets, Yulian Sosnovyi

The full system of equations of mass and heat balance for water vapor with taking into account evaporation sources and phase transition of liquid into vapor on a surface of moistened porous body in vacuum system of drying has been proposed. The dynamic of changes of gas mixture pressure at edges of capillary and surface temperature of moistened porous body have been determined experimentally under vacuum drying. The dynamic of change of mole fraction of water vapor in the vacuum chamber of drying system according to the balance equations and the expression for definition of a stream of water vapor in the capillary of the vacuum pipeline has been reproduced. The surface of heat and mass transfer corresponding coefficients to the contribution of main views of diffusion to the transport properties of vapor and air gas mixture in the middle of a capillary of vacuum pipeline have been calculated. The mass losses by the moistened porous body as a result of evaporation processes have been defined.

Феноменологическое описание и экспериментальные исследования процессов теплообмена при вакуумном осушении пористых материалов

Тарас Голубец, Юлиан Сосновий

Предложена полная система уравнений баланса тепла и массы для водяного пара с учетом источников испарения и фазового превращения жидкости в водяной пар на поверхности увлажненного тела в вакуумной камере системы сушки. Экспериментально установлены динамика изменения давления на краях капилляра и температура поверхности увлажненного пористого тела при вакуумной откачке. Восстановлено динамику изменения молярной доли водяного пара в вакуумной камере сушки согласно балансовым уравнениям и выражения для определения потока водяного пара в капилляре вакуумного трубопровода. Рассчитаны поверхностные коэффициенты теплообмена соответственно вкладу основных видов диффузии в транспортные свойства паровоздушной газовой смеси внутри капилляра вакуумного трубопровода. Определены потери массы увлажненным телом вследствие процессов испарения.

Представлено профессором С. Чаплею

Отримано 16.01.12