

3. ТЕХНОЛОГІЯ ТА УСТАТКУВАННЯ ЛІСОВИРОБНИЧОГО КОМПЛЕКСУ

УДК 674: 621.928.93 Проф. Є.М. Лютий, д-р техн. наук; доц. Л.О. Тисовський, канд. фіз.-мат. наук; ст. викл. Ю.Р. Дадак, канд. техн. наук – НЛТУ України, м. Львів; викл. А.В. Ляшеник, канд. техн. наук – Коломийський політехнічний коледж

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ПРО МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РУХУ ПОВІТРЯНОГО ПОТОКУ В ЦИКЛОНІ ТА ШЛЯХИ ЇЇ ЧИСЛОВОЇ РЕАЛІЗАЦІЇ

Зроблено постановку задачі про математичне моделювання руху повітряних потоків у циклоні на основі рівнянь Нав'є-Стокса, рівняння нерозривності потоку, рівнянь стану і рівняння балансу тепла.

Prof. Ye.M. Lyuty; assoc. prof. L.O. Tysovsky; senior teacher Yu.R. Dadak – NUFWT of Ukraine, L'viv; teacher A.V. Lyashenyk – Kolomiya politechnical colege

Raising of task about the mathematical design of motion of current of air in a cyclone and ways of it numerical realization

This article describes a task about the mathematical design of motion of currents of air in a cyclone on the basis of equalizations of Nav'e-stoksa, equalization of unbreak of stream, equalizations of the state and equalization of balance of heat.

У попередніх публікаціях [1] було обґрунтовано доцільність виконання комп'ютерного моделювання руху повітряних потоків у циклоні на етапі розроблення нової конструкції. У цьому дослідженні зроблено спробу виконати постановку задачі про математичне моделювання руху повітряного потоку в циклоні та запропоновані шляхи її числової реалізації.

Для обґрунтування основних параметрів сепаратора важливе значення має аналіз руху пилоповітряного потоку в циклоні. Процеси, які при цьому відбуваються, є надзвичайно складними і на сьогодні їх не вдалося повною мірою теоретично описати і дослідити. Залежно від фізико-хімічних властивостей потоку та конструктивних особливостей пиловловлювача, запилений потік повітря може здійснювати як ламінарний, так і турбулентний рух. При цьому біля стінок простежується явище приповерхневого шару.

Припустимо, що запилене газова суміш у циклоні є гомогенним середовищем, поведінку якого можна описати моделлю в'язкої стискуваної рідини (газу). Тоді повна система рівнянь для аналізу аеродинамічних процесів у сепараторі складається з рівнянь Нав'є-Стокса, рівняння нерозривності, рівнянь стану і рівняння балансу тепла, які можна представити таким чином.

Рівняння Нав'є-Стокса є основним рівнянням динаміки в'язкого газу і у векторному записі має такий вигляд:

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{F} - \text{grad}(p + \frac{2}{3} \mu \text{div} \vec{V}) + 5 \text{Div}(\mu \dot{S}). \quad (1)$$

У проекціях на осі декартової системи координат x, y, z це рівняння можна представити таким чином:

$$\begin{aligned}\rho \frac{du}{dt} &= \rho F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu \operatorname{div} \vec{V}) \\ \rho \frac{dv}{dt} &= \rho F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\mu \operatorname{div} \vec{V}), \quad (1') \\ \rho \frac{dw}{dt} &= \rho F_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu \operatorname{div} \vec{V})\end{aligned}$$

де: $\vec{V}(u, v, w)$ – вектор швидкості точки суцільного середовища з координатами x, y, z у момент часу t (змінні Ейлера); $u = u(x, y, z, t)$, $v = v(x, y, z, t)$, $w = w(x, y, z, t)$ – проекції вектора швидкості на осі нерухомої декартової системи координат;

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}; \quad \frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z};$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} - \text{проекції вектора прискорення на осі нерухомої декартової системи координат};$$

$\rho = \rho(x, y, z, t)$ – густина середовища в точці з координатами (x, y, z) в момент часу t ; $\vec{F} = (F_x, F_y, F_z)$ – вектор густини масової сили;

$$\operatorname{div} \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} - \text{дивергенція вектора швидкості } \vec{V}; \quad \operatorname{grad} \varphi = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) -$$

градієнт скалярного поля функції φ ; μ – динамічний коефіцієнт в'язкості.

$$\dot{S} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} - \text{тензор швидкості деформації};$$

$\operatorname{Div} T$ – дивергенція тензора T , яка визначається співвідношенням

$$(\operatorname{Div} T)_x = \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial T_{zx}}{\partial z}; (\operatorname{Div} T)_y = \frac{\partial T_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial T_{zy}}{\partial z}; (\operatorname{Div} T)_z = \frac{\partial T_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z}.$$

Рівняння нерозривності є математичним записом закону збереження маси певного об'єму суцільного середовища і у векторному представленні має вигляд

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0, \quad (2)$$

або в декартовій прямокутній системі координат

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0. \quad (2')$$

Рівняннями стану в механіці суцільного середовища називають рівняння, що зв'язують між собою тиск, температуру, густину та, можливо, інші фізичні характеристики середовища і входять у повну систему залежностей для опису руху деякого об'єму речовини. У випадку вивчення руху в'язкого газу припускають, що по-перше, газ є досконалим, тобто тиск p , густина ρ і абсолютна температура T задовольняють закону Клапейрона

$$p = \rho RT, \quad (3)$$

де R – газова постійна, яка для різних газів приймає різні значення.

Якщо припустити, що коефіцієнт теплоємності за постійного тиску c_p є константою, то рівняння Клапейрона можна переписати в такому вигляді:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{R}{c_p} h, \quad (3')$$

де h – ентальпія (теплова функція), яка задається співвідношенням

$$h = \int_0^T c_p(T) dT.$$

По-друге, динамічний коефіцієнт в'язкості μ є функцією тільки абсолютної температури T . Найчастіше при цьому використовується степенева залежність

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^n, \quad (4)$$

де T_0 і μ_0 – відповідно абсолютна температура і коефіцієнт в'язкості, що відповідають деякому початковому стану газу

$$n = \begin{cases} 1, & \text{якщо } T < 90K; \\ 8/9, & \text{якщо } 90 < T < 250K; \\ 3/4, & \text{якщо } 250 < T < 600K; \\ 1, & \text{якщо } T > 600K. \end{cases}$$

За Карманом в середньому приймають $n=0,76$.

Невід'ємним атрибутом рівнянь руху в'язкого газу є рівняння балансу тепла, яке можна представити двома способами:

$$\rho \frac{d}{dt} \left(h + \frac{V^2}{2} \right) = \rho \vec{F} \cdot \vec{V} + \frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div}(2\mu \vec{\nabla} \dot{S}) - \frac{2}{3} \mu \vec{V} \operatorname{div} \vec{V} + \frac{\mu}{\sigma} \operatorname{grad} h, \quad (5)$$

або

$$\rho \frac{dh}{dt} = \frac{dp}{dt} + 2\mu \dot{S}^2 - \frac{2}{3} \mu (\operatorname{div} \vec{V})^2 + \operatorname{div} \left(\mu \operatorname{grad} \frac{h}{\sigma} \right), \quad (5')$$

де: $\sigma = \frac{\mu c_p}{\lambda}$ – число Прандтля; λ – коефіцієнт теплопровідності газу.

Таким чином, для визначення семи невідомих u, v, w, p, ρ, μ, T отримали систему семи рівнянь (1)-(5), які становлять замкнуту систему рівнянь руху в'язкого газу.

Зазначимо при цьому, що для в'язкого газу повинні також виконуватися такі припущення:

- а) газ є "ньютонівським" середовищем, тобто має місце узагальнений закон Ньютона про лінійний зв'язок між тензором напружень P і тензором швидкостей деформації $\dot{S}$

$$P = 2\mu\dot{S} - \left(p + \frac{2}{3}\mu\operatorname{div}\vec{V}\right)E,$$

або в матричній формі в декартовій прямокутній системі координат

$$\begin{pmatrix} P_{xx} & P_{xy} & P_{xz} \\ P_{yx} & P_{yy} & P_{yz} \\ P_{zx} & P_{zy} & P_{zz} \end{pmatrix} = 2\mu \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}\right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} - \left(p + \frac{2}{3}\mu\operatorname{div}\vec{V}\right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

де $E = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$ – одиничний тензор;

- б) коефіцієнти теплоємності c_p і c_v , а значить і їх відношення k не залежить від абсолютної температури газу і є фізичними константами газу;
в) коефіцієнт теплопровідності газу λ пропорційний динамічному коефіцієнту в'язкості μ , так що число Прандтля $\sigma = \mu c_p / \lambda$ розглядається як фізична постійна газу, тобто $\sigma = \text{const}$.

Для того, щоб розв'язок отриманої системи диференціальних рівнянь у частинних похідних був єдиним, потрібно задати початкові і граничні умови, які, своєю чергою, визначаються формою і конструктивними особливостями циклона та умовами його роботи, тобто для кожного типу циклона існує свій набір початкових і граничних умов. Під початковими умовами при цьому розуміють задання в початковий момент часу, поля швидкостей і температур, і, крім того, тиску в довільній точці циклона.

Граничні умови задати важче, оскільки вони залежать як від форми циклона, так і від особливостей його функціонування. Граничні умови залежать і від густини газу. Газ великої густини "прилипає" до стінок сепаратора в той час, як розріджений газ ковзає по граничних поверхнях. Проте, незважаючи на особливості є певні закономірності при заданні граничних умов під час руху запиленого повітря в пилоочишувачі, а саме: 1) рівність нулю швидкості на нерухомій твердій границі; 2) має бути задана швидкість набігаючого пилоповітряного потоку на вході в сепаратор.

Граничні умови для температури також можуть бути різноманітними. Найпростіше задавати розподіл температури на поверхні циклона в початковий момент часу і температуру набігаючого пилоповітряного потоку. У деяких випадках можна задавати розподіл тепловіддачі, тобто закон зміни кількості тепла, що проходить за одиницю часу через одиницю площі поверхні робочого органу. Як правило, при цьому припускають, що має місце закон Фур'є.

До граничних умов входять також завдання тиску набігаючого потоку пилоповітряної суміші в деякій точці у вхідному патрубку.

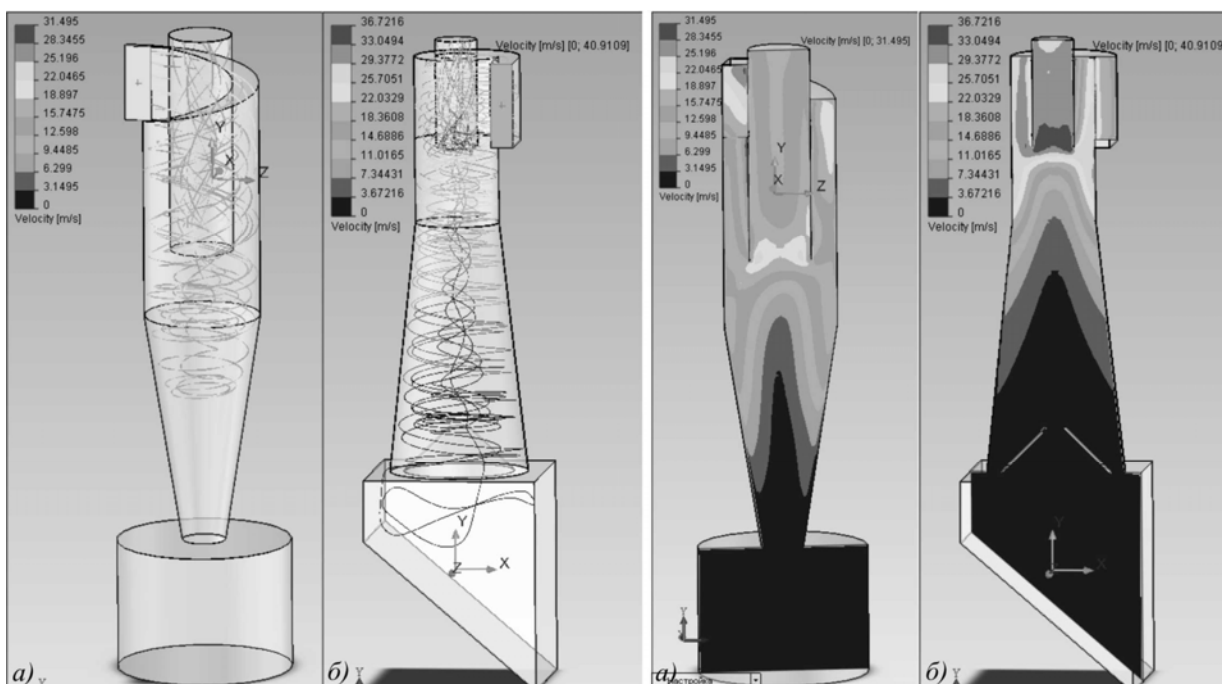


Рис. 1. Траєкторії руху повітряних потоків в циклоні ЦН-15 (а) та ВЦННІОТ (б)

Рис. 2. Розподіл швидкостей повітряних потоків в циклоні ЦН-15 (а) та ВЦННІОТ (б)

Для числової реалізації задачі про математичне моделювання руху повітряного потоку в циклоні можуть бути застосовані сучасні CFD пакети. На основі описаних вище залежностей виконували дослідження аеродинамічних процесів у циклонах ЦН-15 та ВЦННІОТ. Для цього будували твердотільні моделі цих апаратів та використовували CFD пакет Cosmos Flowworks. Метою дослідження був аналіз руху повітряних потоків та частинок деревного пилу в циклоні, дослідження гідравлічного опору апарата. Рух повітряних потоків у сепараторах зображено на рис. 1. Значення швидкостей потоку повітря відображено кольором траєкторії руху, а також її значення в проекції на площину, яка проходить через вісь апаратів, зображено на рис. 2.

Аналіз, здійснений за швидкості повітряного потоку у вхідному патрубку, дорівнює 20 м/с. Порівнюючи отримані результати, бачимо, що в циклоні ВЦННІОТ швидкості у вихлопній трубі та сепараційній зоні є вищими, що є негативним явищем. Позитивним явищем у циклоні ВЦННІОТ є більш "низьке" опускання повітряного потоку та нижчі значення швидкості в нижній частині апарата поблизу бункера. Причина такого розподілу, на наш погляд, полягає у глибшому зануренні вихлопної труби в ЦН-15, внаслідок чого швидкості потоку повітря в сепараційній зоні зменшуються мало. У циклоні ВЦННІОТ потік повітря практично відразу після входу спрямовується у вихлопну трубу.

Значення енергії турбулентності (Дж/кг) потоку повітря в площині, яка проходить через вісь циклона, зображено на рис. 3, а температури повітряного потоку у плоскому перерізі циклона – на рис. 4.

Гідравлічний опір ΔP циклона визначали як різницю повних тисків у вхідному патрубку та на виході з вихлопної труби. Визначивши ΔP за різних значень швидкості повітряного потоку у вхідному патрубку, будували аеро-

динамічні характеристики сепараторів (рис. 5). Крива 1 відображає реальну аеродинамічну характеристику циклона ЦН-15, яка була одержана внаслідок експериментальних досліджень. Криву 2 (рис. 5) одержано під час моделювання роботи циклона.

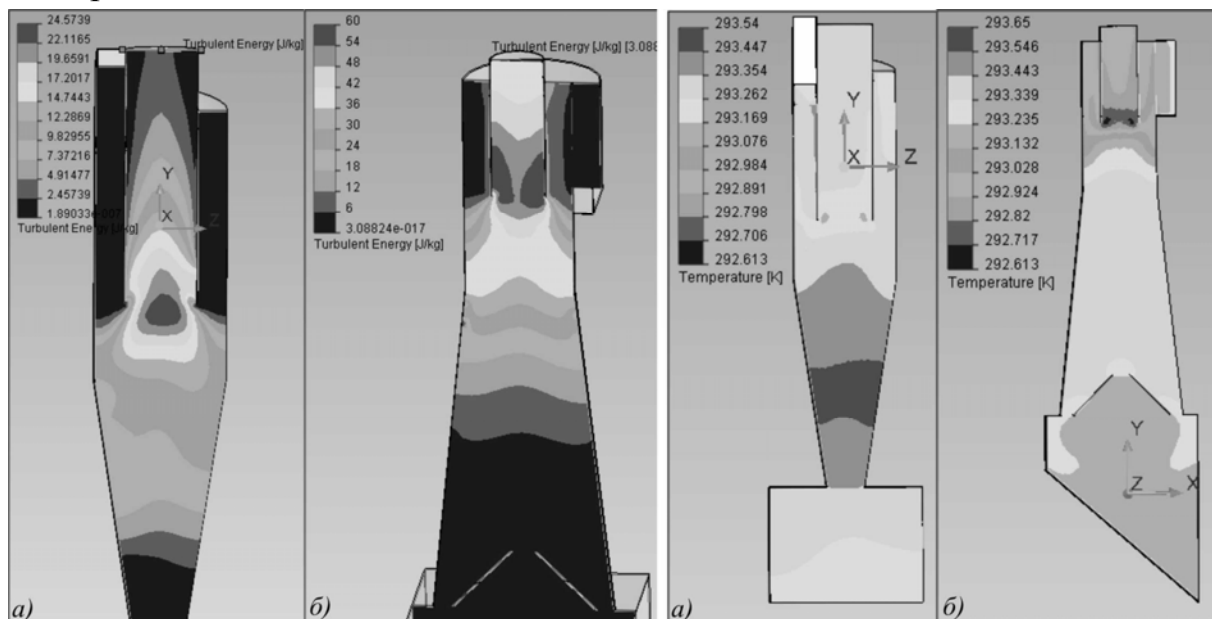


Рис. 3. Розподіл енергії турбулентності в циклоні ЦН-15 (а) та ВЦНИИОТ (б)

Рис. 4. Значення температури повітряного потоку у плоскому перерізі циклона ЦН-15 (а) та ВЦНИИОТ (б)

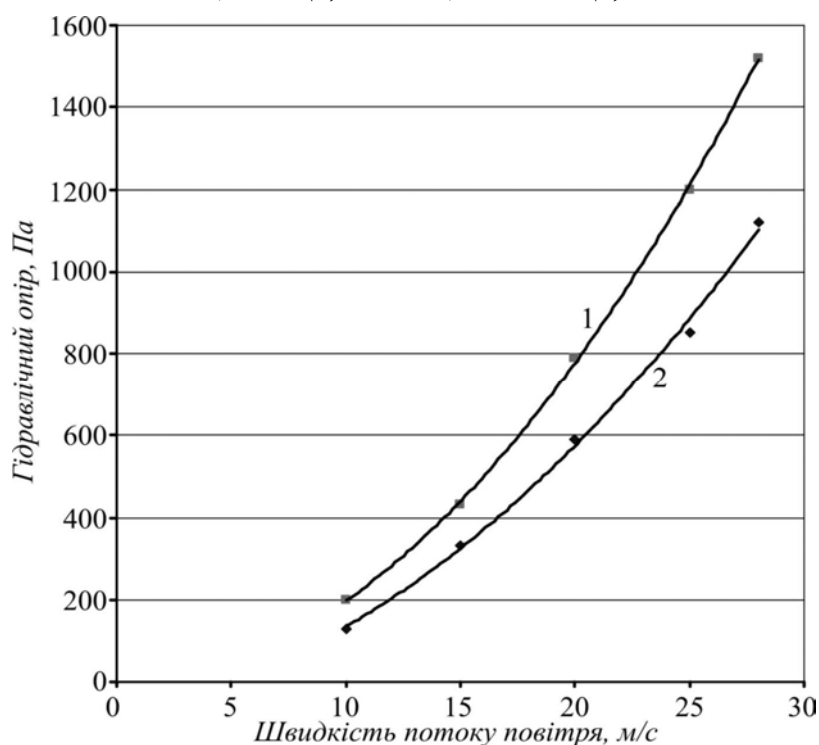


Рис. 5. Аеродинамічні характеристики циклона ЦН-15 одержані за результатами експерименту (крива 1) та моделювання (крива 2)

Література

1. Лютий Є.М., Тисовський Л.О., Ляшеник А.В., Полоз В.І. Комп'ютерне моделювання руху повітряних потоків у циклонах // Науковий вісник УкрДІТУ : зб. наук.-техн. праць. – Львів : УкрДІТУ. – 2006. – Вип. 16.7. – С.143-150.

2. **SolidWorks.** Компьютерное моделирование в современной практике / Алямовский А.А., Собачкин А.А., Одинцов Е.В. и др. – СПб. : БХВ-Петербург, 2005. – 800 с.

3. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. – М. : Изд-во "Наука", Гл. ред. физ.-мат. лит-ри, 1978. – 736 с.

УДК 674.048

Проф. І.М. Озарків, д-р техн. наук; доц. В.С. Джигирей, канд. техн. наук; доц. М.С. Кобринович, канд. фіз.-мат. наук; асист. З.П. Копинець; студ. О.І. Озарків – НЛТУ України, м. Львів

ПРО ЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПРОПУСКАННЯ ІЧ-ПРОМЕНІВ У ТЕПЛОМАСООБМІННИХ ПРОЦЕСАХ

Розкрито значення спектральних терморадіаційних характеристик деревини у процесах сушіння. Показано вплив різних чинників на коефіцієнт пропускання.

Prof. I.M. Ozarkiv; assoc. prof. V.S. Jigirei; assoc. prof. M.S. Cobrinovich; eng. Z.P. Kopynets; stud. O.I. Ozarkiv – NUFWT of Ukraine, L'viv

About the role of coefficient of admission of infra-red rays in heat and mass exchange processes

The role of spectral thermoradiational characteristics descriptions of wood have been in the processes of drying. Influence of different factors have been shown on the coefficient of admission.

Відомо [1], що пропускна спроможність деревини (коефіцієнт пропускання D_λ) є значною, оскільки вона визначає інтенсивність сушіння і механізм тепломасообмінного процесу загалом.

Аналіз полів опромінення у промислових інфрачервоних (ІЧ) сушильних установках показує, що в таких установках проходить опромінення змішаним дифузійно-спрямованим потоком променів об'єктів сушіння (наприклад, лущеного та струганого шпону).

Коефіцієнт пропускання D_λ , як одна із терморадіаційних характеристик, визначає властивість тіла частково або повністю пропускати випромінювання, яке падає на нього.

Наші дослідження [2] показали, що деревина, як типовий світлорозсіювальний матеріал, володіє селективністю спектральних коефіцієнтів відбивання R_λ , пропускання D_λ і поглинання A_λ . Крім цього, в ближній ІЧ-області спектра ($\lambda=0,76-2,5$ мкм) деревина має максимальні значення R_λ і D_λ та мінімальні значення поглинання A_λ . Крім цього, коливання густини деревини істотно не впливає на величини цих коефіцієнтів, а збільшення товщини опроміненого шару в цій області приводило до збільшення R_λ і зменшення D_λ .

Наявність вологи в деревині буде вносити істотні зміни в спектри відбивання, пропускання і поглинання деревини загалом. Зокрема, наявність зв'язаної води у деревині ($W \leq 30\%$) буде викликати появу досить широких смуг поглинання біля довжини хвиль, які відповідають частотам основних молекул води і менш інтенсивних поблизу довжин хвиль, що відповідають частотам обертонів та їх комбінаціям. Наприклад, у спектрах R_λ , D_λ і A_λ рідкої води мають місце смуги поглинання поблизу довжин хвиль 0,75; 0,85; 0,98;