

УДК 536.24:536.422.4

<sup>1</sup>М.Н. Голяд<sup>2</sup>В.В. Козлов, канд. техн. наук

## РОЗПОДІЛ ТЕМПЕРАТУРИ В СТИЧНІЙ ПО ОБЕРТОВОМУ АДІАБАТНОМУ ДИСКУ ПЛІВКИ ОХОЛДЖУВАЧА ПРИ КОНДЕНСАЦІЇ НА НІЙ ЧИСТОЇ ПАРИ

<sup>1</sup>Науково-дослідний інститут авіації НАУ, e-mail: ndia@nau.edu.ua<sup>2</sup>Аерокосмічний інститут НАУ, e-mail: aviacosm@nau.edu.ua

Наведено результати теоретичного і експериментального дослідження нагрівання стічної по обертовому адіабатному диску плівки охолоджувача при конденсації на ній чистої пари. Експериментально підтверджено фізичну модель її нагрівання. Розглянуто методику інженерного розрахунку відцентрового контактного конденсатора.

### Вступ

Задача про контактну конденсацію пари на обертовій плівці охолоджувача актуальна для відцентрових тепло- та масообмінних апаратів різного призначення.

### Аналіз досліджень

Дослідження нагрівання стічної по обертовому адіабатному диску плівки рідини при конденсації на ній пари відсутні. Є обмежена кількість робіт по конденсації пари на гравітаційно стічній плівці рідини [1].

### Постановка задачі

Схему задачі наведено на рис. 1.

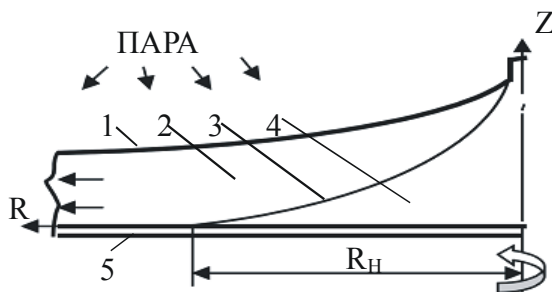


Рис. 1. Схема моделі нагрівання плівки охолоджувача, що стікає по обертовому адіабатному диску при конденсації на ній пари:

1 – поверхня плівки охолоджувача; 2 – зона теплового примежового шару; 3 – границя теплового примежового шару; 4 – зона з температурою охолоджувача, що дорівнює початковій температурі  $T_0$ ; 5 – адіабатний диск, що обертається зі швидкістю  $\Omega$

Для визначення розподілу температури стінки диска  $T_C$  з боку плинущої плівки при теоретичному розгляданні задачі використовувалася модель нагрівання для гравітаційної плівки, яка вперше апріорі була наведена в праці [1].

Відповідно до цієї моделі на поверхні, що зрошується, існують дві послідовно розташовані ділянки.

На першій з них при  $R < R_H$  ( $R_H$  – кінцевий радіус цієї ділянки) товщина теплового примежо-

вого шару (розвивається від поверхні плівки) менше товщини плівки. Температура стінки тут  $T_C = T_0$  ( $T_0$  – початкова температура охолоджувача).

На другій ділянці при  $R > R_H$  вказані товщини рівні між собою, температура  $T_C$  росте і асимптотично наближається, в кінці цієї ділянки, до температури насичення  $T_H$ .

Відповідно до праці [2] запишемо рівняння енергії для стаціонарного процесу нагрівання ламінарної плівки охолоджувача в циліндричних координатах:

$$\rho c_P \left( u \frac{\partial T}{\partial R} + V \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial T}{\partial R} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (1)$$

Оцінюючи порядок величини кожного члена рівняння (1) (за методикою праці [3]) можна отримати такий вираз для рівняння енергії:

$$\frac{u}{V} \frac{\partial T'}{\partial R'} + \frac{\partial T'}{\partial z'} = \frac{a}{\delta V} \frac{\partial^2 T'}{\partial z'^2}, \quad (2)$$

$$\text{де } T' = \frac{T}{T_H};$$

$$R' = \frac{R}{\delta};$$

$$z' = \frac{z}{\delta}.$$

Як і масштабні величини при оцінці порядку кожного члена рівняння (1) прийняті температура насичення  $T_H$ , товщина плівки  $\delta$  і поперечна складова швидкості стікання плівки  $V$ . Згідно з працею [2]:

$$\delta = \left( \frac{3\nu G}{2\pi R^2 \omega^2 \rho} \right)^{\frac{1}{3}};$$

$$V = \frac{\omega^2}{\nu} \left( \frac{z^3}{3} - \delta z^2 \right),$$

де  $G, \rho, \nu, \lambda, \omega, R, z$  – відповідно витрати охолоджувача, його густина, коефіцієнт кінематичної в'язкості, теплопровідність, кутова швидкість обертання диска, повздовжня і поперечна координати.

Рівняння (2) збігається з видом рівняння теплового прилежового шару, одержаного в праці [3] оцінкою порядку величин кожного члена загально-го рівняння енергії.

Однак на відміну від рівняння в праці [3], величина  $\frac{a}{\delta V}$  (обернено пропорційна числу Пекле;  $a$  – коефіцієнт теплопровідності охолоджувача) є функцією радіуса диска  $R$ . Отже, при  $R = \text{var}$  права частина рівняння (2) також буде змінювати свою величину.

Аналіз конвективного теплообміну на початковій гідродинамічній ділянці ламінарного плинину в трубі, проведений в праці [4], показує, що при великих значеннях критерію Прандтля ( $Pr < 5$ ) розрахунок теплообміну на цій ділянці по залежностям для стабілізованого профілю швидкості дає достатньо точний результат.

Приймаючи, за аналогією з ламінарним рухом рідини в трубі, число  $Pr \geq 5$  (що може бути справедливим для початкової гідродинамічної ділянки задачі, що досліджується), можна використати при оцінці порядку членів рівняння (1) при малих значеннях  $R \rightarrow n\delta$  як масштабних величин  $\delta$  і  $V$ , актуальні для усталеної ламінарної плівки.

У результаті отримуємо, що залежно від величини значень  $G, \omega, R$ , рівняння енергії (1) може приймати послідовно (при зростанні  $R$  від деякої величини до кінцевого його значення) три вигляди:

$$u \frac{\partial T}{\partial R} + V \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial R} + V \frac{\partial T}{\partial z} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad (5)$$

Інтегрування рівняння (3) і (4) в шарі плівки при  $z = \varepsilon \rightarrow 0$  ( $\varepsilon$  – фіксована нескінченно мала величина, близька до, наприклад, розмірів виступів шорсткості стінки) і граничних умовах при  $R = R_O$  ( $R_O$  – радіус зрошувального сопла),  $T_C = T_O$  та в межах  $T_O - T_C$  і  $R_H - R$  якісно обґрунтовує зазначену вище фізичну модель її нагрівання при контактній конденсації пари.

#### Результати розрахунку

Нехтуючи впливом додаткової маси конденсату, що приєднується, на гідродинаміку плівки охолоджувача та вважаючи, що поверхня розподілу фаз гладка та має температуру, що дорівнює температурі насичення  $T_H$ , що перенесення тепла в плівці визначається теплопровідністю, виконаємо наближений розрахунок зміни  $T_C$  по радіусу диска при  $R > R_H$ .

Якість такого розрахунку значною мірою залежить від того, як вдало підібрана (за граничними умовами, яким вона має задовольняти – метод Кармана-Польгаузена) функція  $T = f(z)$ .

Розподіл температури поперек плівки повинен, як мінімум, задовольняти умовам  $T = T_C$  при  $z = 0$  і  $T = T_H$  при  $z = \delta$ .

Третьою граничною умовою є  $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$  при  $z = 0$  (умова адіабатності стінки). Крім того, рівняння (4) дозволяє сформулювати ще одну граничну умову:  $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$  при  $z = 0$ .

Результати розрахунку для трьох частинних видів функції  $T = f(z)$  такі:

1) при граничних умовах:

$$z = 0, T = T_C, z = \delta, T = T_H$$

функція  $T = f(z)$  має вигляд:

$$T = T_C + (T_H - T_C) \left( \frac{z}{\delta} \right), \quad (6)$$

середньомасова температура:

$$\bar{T} = T_H - \frac{3}{8}(T_H - T_C), \quad (7)$$

локальний коефіцієнт тепловіддачі:

$$\alpha = 2,67 \frac{\lambda}{\delta},$$

розподіл температури стінки по радіусу диска:

$$\theta = \frac{T_C - T_O}{T_H - T_O} = 1 - \exp \left\{ -2 \frac{\left[ 1 - \left( \frac{R_H}{R} \right)^{\frac{8}{3}} \right]}{Pe_V} \right\}; \quad (8)$$

2) при граничних умовах

$$z = 0, T = T_C, \frac{\partial T}{\partial z} = 0, z = \delta, T = T_H$$

маємо:

$$T = T_C + (T_H - T_C) \left(\frac{z}{\delta}\right)^2;$$

$$\bar{T} = T_H - \frac{11}{20}(T_H - T_C);$$

$$\alpha = 3,64 \frac{\lambda}{\delta};$$

$$\theta = 1 - \exp \left\{ -2,73 \frac{\left[ 1 - \left(\frac{R_H}{R}\right)^{\frac{8}{3}} \right]}{Pe_V} \right\};$$

3) при граничних умовах

$$z = 0, T = T_C, \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, z = \delta, T = T_H$$

маємо:

$$T = T_C + (T_H - T_C) \left(\frac{z}{\delta}\right)^3,$$

$$\bar{T} = T_H - \frac{13}{20}(T_H - T_C);$$

$$\alpha = 4,6 \frac{\lambda}{\delta},$$

$$\theta = 1 - \exp \left\{ -3,45 \frac{\left[ 1 - \left(\frac{R_H}{R}\right)^{\frac{8}{3}} \right]}{Pe_V} \right\}.$$

У формулах (7), (9), (10) середньомасова температура охолоджувача поперек плівки визначалась за залежностями:

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{\delta} u T \partial z}{\int_0^{\delta} u \partial z},$$

а локальний коефіцієнт тепловіддачі:

$$\alpha = - \frac{\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{\delta}}{(\bar{T} - T_H)}.$$

(9) Для розподілу температури стінки по радіусу диска  $\theta$  використовувалося рівняння збереження тепла в плівці охолоджувача, яке записувалося у вигляді:

$$-\alpha \vartheta dF = c_p G d\vartheta, \tag{11}$$

де  $\vartheta = (\bar{T} - T_H)$  – за визначенням, що інтегрувалося в межах  $R_H - R$  і  $\vartheta_0 - \vartheta$  з урахуванням того, що  $dF = 2\pi R dR$ , а  $G = 2\pi R \rho \int_0^{\delta} u dz$ .

У формулах для  $\theta$

$$Pe_V = \frac{2\omega^2 \delta^4}{3\nu a};$$

$$u = \frac{\omega^2 R}{\nu} \left( z\delta - \frac{z^2}{2} \right).$$

Оцінка величини  $R_H$  стосовно усталеної ламинарної плівки дала такий результат:

$$R_H = 0,293 \left( \frac{\nu G^4}{a^3 \omega^2 \rho^4} \right)^{\frac{1}{8}}. \tag{12}$$

### Дослідна установка

Експериментальне дослідження нагрівання обертової плівки охолоджувача при конденсації на ній пари проводилося на установці, головним елементом якої був дослідний відцентровий конденсатор з порожнистим диском з нержавіючої сталі діаметром 0,25 м (адіабатна стінка), що зрештувався вказаною плівкою (через сопло, вісь якого співпадала віссю обертання диска).

При проведенні дослідів вимірювалися:

- витрати охолоджувача на вході в дослідний апарат (ротаметром РМ-04ЖУЗ, клас точності 2,5);
- кількість сконденсованої пари (об'ємним методом);
- тиск пари всередині дослідного апарата (водяним дифманометром);
- атмосферний тиск – барометром-анероїдом, клас точності 1,5);
- температури: насичення всередині конденсатора, охолоджувача на вході в апарат (хромель-копелєвими термопарами, точність тарування  $\pm 0,1\text{К}$ );
- електрорушійна сила термопар вимірювалась вольтметром Щ68000, клас точності 0,1); швидкість обертання диска (строботометром ТсТ-100, клас точності 0,5).

На поверхні порожнистого диска дослідного конденсатора з боку плинину плівки були закладені 22 хромель-копелеві термопари (діаметром 0,1 мм; крок закладення 5 і 10 мм), які дозволили одержати експериментальний повздовжній розподіл температури в пристінному шарі охолоджувача.

Методика вимірювання температури обертового об'єкта базувалася на використанні струмознімального пристрою марки ТК-25-32 конструкції ІТТФ НАНУ в комплекті з термістором, розташованим у місці розпайки термопар (опір резистора вимірювався ампервольтметром Ф30, клас точності 0,2; сумарна похибка цих вимірювань не перевищувала 0,4 К з надійністю не нижче 0,9).

Режимні параметри роботи дослідного конденсатора:

$$G = 0,0083 \pm 0,063 \text{ кг/с};$$

$$\omega = 73,3 \pm 314 \text{ с}^{-1}; T_0 = 309 \pm 369 \text{ К};$$

– діаметр зрошувального сопла  $d = 0,004, 0,006$  і  $0,008$  м;

–  $h/d = 0,875 \pm 3,5$  ( $h$  – довжина зрошувального струменю);

– кількість незконденсованих газів у паровій суміші при проведенні дослідів не перевищувала 0,03 % від ваги.

Контролювання їх наявності виконувалося за допомогою приладу лабораторного типу, який базувався на охолодженні представницької проби парової суміші з наступним вимірюванням маси конденсату і температури середовища в приладі.

### Результати досліджень

На рис. 2 наведено типові для всіх проведених нами прямих вимірів температури стінки графіки зміни  $T_C$  уздовж радіуса обертового адиабатного диска з боку плинину плівки охолоджувача.

По осі ординат графіків відкладена величина

$$\theta = \frac{T_C - T_0}{T_H - T_0},$$

по осі абсцис – відношення  $\frac{R}{\Delta}$ , де  $\Delta = 0,005$  м – мінімальний крок закладки термопар.

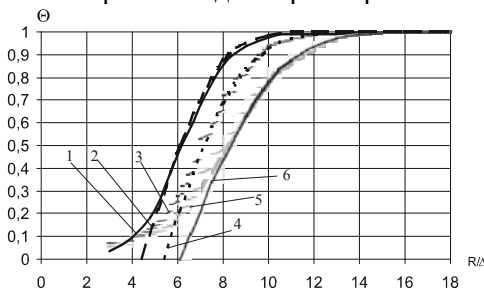


Рис. 2. Зміна температури стінки  $\theta$  по радіусу диска при  $G = 0,02$  кг/с,  $T_0 = 320$  К:

1, 3, 5 – експериментальні графіки відповідно при  $\omega = 314, 146,6$  і  $73,3 \text{ с}^{-1}$ ; 2, 4, 6 – розрахунок за формулою (12) при  $\omega = \text{idem}$

Для експериментальних графіків  $\theta = f(R/\Delta)$  характерною є наявність, при  $0 < R/\Delta < 4 \dots 6$ , ділянки, де значення  $\theta$  практично не змінюються і  $d\theta/d(R/\Delta)$  близька до 0 протягом усієї цієї ділянки, а дотична до графіків майже паралельна до осі абсцис.

При  $R/\Delta > 4 \dots 6$   $d\theta/d(R/\Delta)$  різко збільшується і практично не змінює своєї величини доти, доки не досягне значення  $\theta \approx 0,8$ .

Починаючи зі значення  $\theta > 0,8$ ,  $d\theta/d(R/\Delta)$  зменшується і наближається до 0 при  $\theta \rightarrow 1$ . Причому на радіусі різкого збільшення  $d\theta/d(R/\Delta)$  температура стінки дорівнює середньомасовій температурі охолоджувача при  $R/\Delta = 0$ .

Таким чином, модель нагрівання плівки охолоджувача при контактній конденсації на ній пари, що прийнята априорі в літературі [1], вперше експериментально підтверджена.

Проведені експерименти показали залежність процесу нагрівання плівки охолоджувача від вхідних умов її формування.

Зокрема, для достатньо довгих сопел ( $l/d > 20$ ,  $l$  – довжина сопла), які використовувалися в досліді, від числа Рейнольдса для зрошувального струменя

$$Re_0 = W_0 d / \nu_0,$$

де ( $W_0, \nu_0$  – середня швидкість струменя на виході з сопла та його коефіцієнт кінематичної в'язкості).

Тому в рівняння (11) для кінцевого радіуса першої ділянки нагрівання, яке було отримане за ламінарною моделлю, була уведена поправка на зміну  $Re_0$ , що не враховувалася при теоретичному розгляді задачі.

Рівняння, що апроксимує дослідні дані по  $R_H$  з середньоквадратичною похибкою, яка не перевищує 15 % (рис. 3), має вигляд:

$$R_H = 1,778 Re_0^{-0,173} Pr^{0,375} \left( \frac{G^2}{\rho^2 \nu \omega} \right)^{0,25}. \quad (13)$$

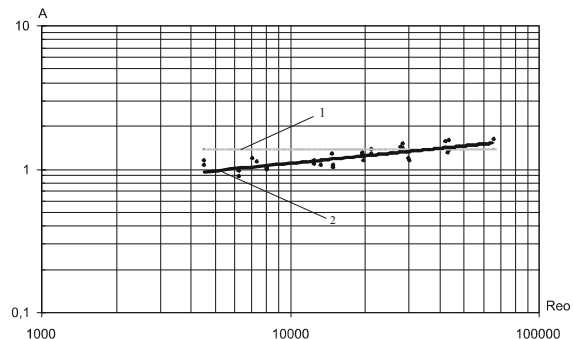


Рис. 3. Кінцевий радіус першої ділянки нагрівання плівки  $R_H$ :

$A = Re_{H1}^{0,5} Re_{H2}^{-0,25} Pr^{0,375}$ ;  $Re_0 = W_0 d / \nu_0$ ;  $Re_{H1} = G / (2\pi R_H \nu)$ ;  $Re_{H2} = \omega R_H^2 / \nu$ ; 1 – розрахунок за формулою (12); 2 – експериментальний графік

Для другої ділянки нагрівання обертової плівки охолоджувача при конденсації на ній чистої пари виявилось, що при  $Re_0 < 20\,000$  спостерігається задовільне узгодження дослідних значень  $\theta$  з теоретичною залежністю (8), що була отримана для усталеної ламінарної плівки (рис. 2, криві 2, 4, 6). Причому розподіл температури поперек плівки в рівнянні (8) приймався лінійним (6), що підтверджує справедливості оцінки рівняння енергії, яке для другої ділянки нагрівання плівки при  $Re_0 < 20\,000$  має вигляд формули (5) з рішенням (6).

#### Висновки

Проведені дослідження нагрівання стічної по обертовому адиабатному диску плівки охолоджувача при конденсації на ній чистої пари вперше в літературі експериментально підтвердили фізичну модель її нагрівання, а також дозволили отримати залежності (7) і (13) для створення методики розрахунку контактного відцентрового конденсатора з обертовим диском як основного елемента конструкції.

Н.Н. Голянд, В.В. Козлов

Распределение температуры в стекающей по вращающемуся адиабатному диску пленке охладителя при конденсации на ней чистого пара

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования нагрева стекающей по вращающемуся адиабатному диску пленки охладителя при конденсации на ней чистого пара. Экспериментально подтверждена физическая модель её нагрева. Рассмотрена методика инженерного расчета центробежного контактного конденсатора.

M.N. Goliyad, V.V. Kozlov

Distribution of temperature on a pellicle of a cooler flowing down on a rotating adiabatic disk at condensation on it pure steam

Given results of theoretical and experimental research of heating of a pellicle of a cooler flowing down on a rotating adiabatic disk at condensation on it pure steam. The physical model of its heating is experimentally confirmed. Given dependences for the technique of engineering calculation of the centrifugal contact condenser.

У теоретичному плані цікавим є результат про непридатність ламінарної моделі стосовно першої ділянки нагрівання плівки і актуальність рівняння енергії (5) для другої ділянки при  $Re_0 < 20\,000$ . Обговорення результатів дослідження при  $Re_0 > 20\,000$  буде предметом наступної статті.

#### Список літератури

1. Каваниси К., Накахара Т., Уэя К. Конденсация пара на вертикально стекающей пленке переохлажденной воды / Пер.с яп. // Мицибуси дзюко гихо. – 1973. – Т. 10, № 4. – С. 457–464.
2. Sparrow E.M., Gregg J.L. A theory of rotating condensation// J.Heat Transfer. Trans ASME. – 1959. – № 5. – P. 113–120.
3. Гухман А.А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена. –М.: Высш. шк., 1967. – 304 с.
4. Кейс В.М. Конвективный тепло- и массообмен. – М.: Энергия, 1972. – 446 с.

Стаття надійшла до редакції 01.06.04.